



ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
МЕТОДЫ И СРЕДСТВА
В ФИЗИКЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ
СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА**

Монография

Под редакцией
академика Р.И. Илькаева
д.т.н. А.Л. Михайлова
д.ф.-м.н. М.В. Жерноклетова

Москва
2021

УДК 536
ББК 22.37
Э41

Э41 **Экспериментальные методы и средства в физике экстремальных состояний вещества: монография** / Под ред. академика Р.И. Ильяева, д.т.н. А.Л. Михайлова, д.ф.-м.н. М.В. Жерноклетова. – М.: РАН, 2021. – 484 с.

В коллективной монографии известных специалистов в области физики взрыва обобщены экспериментальные методы исследования физических, механических и оптических свойств конденсированных сред, подвергнутых ударно-волновому воздействию. Описаны методы изучения детонации конденсированных ВВ, ударного сжатия и адиабатического расширения веществ, распространения слабых возмущений и структуры ударных волн. Большое внимание уделено вопросам прочности и разрушения твердых тел динамическими нагрузками. Изложены теоретические основы и методические аспекты определения температур и оптических свойств ударно-сжатых материалов. Рассмотрены современные невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов на основе рентгеновской и протонной радиографии, лазерных измерительных систем, микроволновой интерферометрии и синхротронного излучения. Применимость методов проиллюстрирована конкретными результатами исследований.

Для научных и инженерно-технических работников, занимающихся исследованиями в области физики высоких плотностей энергии, высокоскоростного соударения, действия взрыва на окружающую среду, прочности и разрушения твердых тел, а также для аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в области теоретической и экспериментальной механики.

ISBN 978-5-907366-29-9

© Академик Р.И. Ильяев,
д.т.н. А.Л. Михайлов,
д.ф.-м.н. М.В. Жерноклетов, 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	9
Глава 1. Жерноклетов М.В. Методы и устройства для создания интенсивных ударных и безударных нагрузок.....	12
1.1. Метательные устройства ствольного типа	12
1.1.1. Пороховые пушки	14
1.1.2. Пневматические установки (ПУ)	15
1.1.3. Двухступенчатые легкогазовые установки (ЛГУ)	19
1.1.4. Специализированные ствольные установки ИФВ ВНИИЭФ	22
1.2. Взрывные метательные устройства	24
1.3. Электрические и электромагнитные ускорители	35
1.4. Комбинированные ускорители	37
1.5. Применение источников излучения для генерации ударных волн в твердых телах	38
1.6. Устройства для сохранения ударно-сжатых веществ.....	43
1.6.1. Плоское динамическое нагружение	44
1.6.2. Цилиндрическая схема нагружения.....	46
1.6.3. Сферическое обжатие ампул сохранения	48
1.7. Установки и устройства для изэнтропического и квазиизэнтропического сжатия веществ	48
1.7.1. Z-машина	49
1.7.2. Магнитокумулятивный генератор ВНИИЭФ МК-1	51
1.7.3. Квазиизэнтропическое сжатие газов в цилиндрических и сферических устройствах	54
Глава 2. Батьков Ю.В., Борисенко В.А., Герасимов С.И., Жерноклетов М.В., Комрачков В.А., Музыря А.К. Регистрация быстропротекающих процессов в динамических исследованиях.....	61
2.1. Дискретные методы измерения волновых и массовых скоростей	62
2.1.1. Электроконтактные датчики	63
2.1.2. Пьезоэлектрические и сегнетоэлектрические отметчики времени	68
2.1.3. Метод вспыхивающих зазоров	69
2.1.4. Электрооптическая методика	76
2.1.5. Лазерный измеритель волновой скорости (ЛИВС)	78
2.1.6. Метод оптического рычага	79
2.1.7. Метод замкнутых контактов	83
2.2. Методы непрерывной регистрации профилей скорости движения вещества.....	84
2.2.1. Емкостной датчик	85
2.2.2. Магнитоэлектрический метод	87
2.2.3. Электромагнитный метод	89
2.2.4. Индукционный метод.....	93
2.3. Методы непрерывной регистрации профилей давления.....	96
2.3.1. Пьезоэлектрические датчики давления	96
2.3.3.1. Кварцевый датчик	97
2.3.3.2. Пьезополимерный датчик	99

2.3.2. Пьезорезистивные датчики давления	108
2.3.3. Диэлектрические датчики давления	114
2.3.4. Поляризационные датчики давления.....	117

Глава 3. Комрачков В.А., Михайлов А.Л., Подурец А.М., Руднев А.В.

Импульсная радиография	123
3.1. Метод импульсной рентгенографии	123
3.1.1. Генерация рентгеновского излучения	124
3.1.2. Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом	126
3.1.3. Ослабление интенсивности рентгеновских лучей в веществе.....	128
3.1.4. Источники импульсного рентгеновского излучения	130
3.1.5. Регистрация рентгеновского излучения	131
3.1.6. Рентгенографический метод во взрывных экспериментах.....	134
3.2. Импульсный рентгеноструктурный анализ	139
3.3. Протонография	142
3.3.1. Протонография и рентгенография	142
3.3.2. Взаимодействие протонов высокой энергии с веществом.....	144
3.3.3. Протонографическая регистрация быстропротекающих процессов.....	149
3.3.4. Эксперименты на протонном радиографическом комплексе (ПРГК).....	153

Глава 4. Жерноклетов М.В. Определение ударных адиабат

и изэнтроп расширения	161
4.1. Определение ударных адиабат.....	161
4.1.1. Метод откола	162
4.1.2. Метод торможения.....	164
4.1.3. Метод отражения	165
4.1.4. Адиабата двукратного сжатия	168
4.1.5. Требования, предъявляемые к экспериментам	169
4.2. Регистрация изэнтроп расширения веществ из состояния после ударного сжатия	175
4.2.1. Метод преград.....	175
4.2.2. Метод изобарического расширения	178
4.2.3. Регистрация ударно-индуцированного испарения с использованием лазерной интерферометрии	181
4.2.4. Регистрация структуры центрированных волн разрежения	183
4.3. Скорость звука в ударно-сжатом веществе	184
4.3.1. Метод боковой разгрузки.....	185
4.3.2. Метод догоняющей разгрузки	186
4.3.3. Индикаторный метод измерения скорости звука.....	187
4.3.4. Измерение скорости звука внутренними датчиками.....	192
4.3.5. Измерение скорости звука с использованием лазерных интерферометрических систем	193
4.4. Классификация ударных адиабат по способам обработки экспериментальных данных.....	198

Глава 5. Борисенко В.А., Глушак Б.Л., Мочалов М.А. Исследование фазовых превращений

5.1. Полиморфные превращения в ударных волнах.....	206
-----------------------------------------------------------	------------

5.2. Ударные волны разрежения в средах, претерпевших полиморфный переход.....	213
5.3. Плавление твердых тел на ударных волнах и изэнтропах разгрузки	215
5.4. Испарение ударно-сжатых твердых тел при расширении.....	218
5.5. Фазовые превращения второго рода в ударных волнах.....	221
5.6. Электропроводность ударно-сжатых материалов.....	222
5.7. Электропроводность ударно-сжатых пьезо- и сегнетоэлектриков.....	230

Глава 6. Батьков Ю.В., Глушак Б.Л., Огородников В.А., Тюпанова О.А.

Динамическая прочность материалов.....	239
6.1. Методы исследования сдвиговой прочности.....	239
6.1.1. Сравнение ударной адиабаты и изотермы кривой всестороннего сжатия.....	239
6.1.2. Регистрация затухания ударной волны.....	240
6.1.3. Регистрация профиля напряжений.....	241
6.1.4. Метод измерения главных напряжений.....	242
6.1.5. Самосогласованный метод.....	245
6.1.6. Метод Тейлора	247
6.1.7. Измерение параметров упругого предвестника.....	248
6.2. Динамический предел текучести материалов в ударных волнах.....	249
6.2.1. Упругий предвестник и динамическая прочность металлов.....	249
6.3. Методы исследования откольного разрушения.....	254
6.3.1. Способы реализации импульсных растягивающих напряжений	255
6.3.2. Регистрация откольного разрушения, определение параметров разрушающих напряжений	258
6.3.3. Металлографическое исследование зоны откольного разрушения.....	261
6.3.4. Эволюция поврежденности при действии волн сжатия	264
6.4. Откольная прочность конструкционных материалов	266
6.5. Методы исследования динамической вязкости	273
6.5.1. Метод свободных затухающих колебаний оболочек.....	274
6.5.2. Оценки вязкости по ширине фронта ударной волны	275
6.5.3. Оценки вязкости по скоростным зависимостям сопротивления материалов деформированию при сжатии в ударных волнах и растяжении при отколе.....	277
6.5.4. Оценки вязкости металлов с помощью методики фиксированных линий.....	278
6.5.5. Оценки вязкости по измерению скорости движения в жидкости цилиндрических тел.....	280
6.5.6. Оценки вязкости по развитию возмущений на ФУВ.....	283
6.5.7. Определение вязкости в осе- и центрально-симметричных нестационарных течениях	284

Глава 7. Жерноклетов М.В., Мочалов М.А. Определение температуры

и оптических свойств ударно-сжатых материалов.....	292
7.1. Оптическое излучение и его характеристики	292
7.1.1. Оптический диапазон.....	292
7.1.2. Основные свойства оптического излучения	294
7.2. Тепловое излучение	297
7.2.1. Закон Кирхгофа.....	297

7.2.2. Излучение черного тела	299
7.2.3. Законы излучения черного тела	301
7.2.4. Излучение реальных тел	302
7.2.5. Условные температуры	303
7.3. Оптические материалы для физических исследований	305
7.3.1. Оконные материалы	306
7.3.2. Фильтры	309
7.4. Основы оптического измерения температуры	312
7.4.1. Фотографический метод	313
7.4.2. Фотоэлектрический метод	315
7.5. Пирометры для регистрации излучения	316
7.5.1. Одноканальный пирометр	316
7.5.2. Фотоэлектрический пирометр	317
7.5.3. Оптико-электронный пирометр	319
7.5.4. Эталонные источники излучения	319
7.6. Температура ударно-сжатых материалов	322
7.6.1. Металлы	322
7.6.2. Ионные кристаллы	329
7.6.3. Сжиженные инертные газы — аргон, ксенон и криптон	333
7.6.4. Жидкий азот	334
7.6.5. Галогенпроизводные метана	335
7.6.6. Оксид магния	337
7.6.7. Расчетное определение температуры ударно-сжатых веществ по результатам <i>D-u</i> -измерений	339
7.7. Альтернативные методы регистрации температур	342
7.7.1. Нейтронная резонансная спектроскопия	342
7.7.2. Комбинированные методы	345
7.7.2.1. Рамановская спектроскопия и пирометрия	345
7.7.2.2. Определение линии плавления по измерениям температуры и коэффициента отражения	348
7.8. Исследование оптических свойств ударно-сжатых материалов	352
7.8.1. Коэффициент отражения света	352
7.8.2. Показатель преломления оптически прозрачных материалов	355
7.8.3. Коэффициент поглощения света	359

Глава 8. Бельский В.М., Жерноклетов М.В. Определение параметров детонации и работоспособности продуктов взрыва твердых ВВ..... 364

8.1. Исследование процесса инициирования детонации	364
8.1.1. Методы сравнения	365
8.1.2. Оптический метод клин-теста	366
8.1.3. Метод торможения границы раздела	368
8.2. Экспериментальное определение параметров нормальной детонационной волны	368
8.2.1. Измерение скорости детонации	369
8.2.2. Метод откола	370
8.2.3. Метод замкнутых контактов	375
8.2.4. Магнитоэлектрический метод регистрации массовой скорости	375
8.2.5. Рентгенографический метод	377

8.2.6. Определение параметров Жуге с использованием лазерных измерительных систем	381
8.2.7. Метод преград	384
8.3. Определение критического диаметра детонации	385
8.4. Бризантность, работоспособность (фугасность) и метательная способность ВВ	389
8.4.1. Бризантное действие взрыва	390
8.4.2. Определение общей работы взрыва	392
8.4.3. Определение метательного действия ВВ	396
Глава 9. Михайлов А.Л., Фёдоров А.В. Лазерные доплеровские измерительные системы и их применение в ударно-волновых исследованиях	407
9.1. Теоретическая основа интерферометрических методов измерения скорости	408
9.2. Основные интерферометрические системы	409
9.2.1. Интерферометр смещения	409
9.2.2. Лазерный дифференциальный интерферометр	410
9.2.3. Оптически-симметричные интерферометры VISAR и ORVIS	411
9.2.4. Лазерный интерферометр Фабри — Перо	414
9.2.5. Генератор зондирующего излучения	416
9.3. Особенности регистрации скорости контактной границы	417
9.4. Многоканальные интерферометрические системы	420
9.4.1. Многоканальный лазерный интерферометрический метод PDV	423
9.5. Применение лазерных интерферометрических систем в ударно-волновых исследованиях	427
9.5.1. Исследование параметров детонационных волн	427
9.5.2. Загухание упругого предвестника	429
9.5.3. Откольная прочность материалов	430
9.5.4. Хрупкое разрушение металлов на сдвиговых деформациях	431
9.5.5. Исследования изменения коэффициента преломления в прозрачных материалах	432
9.5.6. Определение размера частиц при их торможении в газе	434
9.5.7. Регистрация эффекта многократного сдвига частоты доплеровского сигнала	435
9.5.8. Регистрация скорости и удельной массы потока частиц с поверхности металлов	436
9.5.9. Определение параметров начала плавления металлов на волне разгрузки	438
Глава 10. Богданов Е.Н., Михайлов А.Л. Микроволновая диагностика	443
10.1. Принцип работы радиоинтерферометра	443
10.2. Примеры исследований микроволновым методом	446
10.2.1. Распространение детонации в зарядах взрывчатых веществ	446
10.2.2. Ударно-волновая сжимаемость диэлектриков	448
10.2.3. Исследование плазмы ударно-сжатого аргона	451
Глава 11. Антипов М.В., Михайлов А.Л., Спирин И.А. Исследование газодинамических процессов с использованием синхротронного излучения	456
11.1. Сведения о синхротронном излучении	456

11.2. Использование синхротронного излучения во взрывных экспериментах.....	457
Глава 12. Герасимов С.И., Трепалов М.А. Теневая фоторегистрация динамических процессов	469
12.1. Схема теневого фотографирования в расходящемся пучке лучей	469
12.2. Теневой фоновый метод (ТФМ)	475
12.2.1. Визуализация ударных волн с помощью теневого фонового метода	476
12.2.2. Измерение параметров ударных волн.....	480

ВВЕДЕНИЕ

Начатые с конца сороковых годов в рамках ядерных оборонных проектов исследования экстремальных состояний вещества при высоких давлениях и высоких плотностях энергии к настоящему времени получили значительное развитие. Сегодня физика высоких плотностей энергии представляет одну из увлекательнейших областей современного естествознания, охватывающую значительный круг объектов исследования. Прогресс в области физики высоких плотностей энергии связан в первую очередь с развитием техники применения мощных ударных волн, позже — интенсивных потоков лазерного излучения, электрических и магнитных полей. Использование в качестве инструмента физического исследования ударной волны позволило определить в широких диапазонах давлений и температур ударные адиабаты и параметры уравнений состояния элементов, органических и неорганических соединений, сплавов, газов в разных исходных состояниях и других материалов, обнаружить электронные переходы в металлах, фазовые превращения в веществах при интенсивных быстрых деформациях, выявить линии плавления и испарения, исследовать сдвиговую и откольную прочности материалов, получить и исследовать сильно неидеальную плазму. Особое место занимает детонационный процесс, сопровождающийся быстрым выделением энергии химических превращений при распространении ударной волны по взрывчатому веществу (ВВ). За прошедшие десятилетия направления исследований значительно расширились в результате развития новых экспериментальных методов регистрации характеристик ударно-волновых явлений.

Объем информации по исследованиям свойств веществ ударно-волновыми методами, публикуемой в научно-технических журналах и трудах конференций, непрерывно возрастает. В связи с обилием публикаций по физике ударных волн возникает необходимость их обобщения по разным направлениям. В предлагаемой монографии представлено описание экспериментальных методов исследования взрывных явлений и детонации, физических, механических и оптических свойств конденсированных сред, подвергнутых ударно-волновому воздействию. Она представляет собой переработанный, дополненный и расширенный вариант второго издания во ВНИИЭФ (2005 г.) монографии «Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках». В 2006 году этот вариант монографии под названием «Material Properties under Intensive Dynamic Loading» издан за рубежом издательством Springer. Расширение тематики, охватываемой материалом монографии, повлекло за собой и изменение ее названия.

Следует отметить, что некоторые «традиционные» для 50–60-летней давности экспериментальные методы уступили место более прогрессивным и в настоящее время практически не используются. Тем не менее мы включили их описание в монографию в целях обеспечения полноты содержания как со стороны методологии, так и истории развития методов. Применимость многих методов проиллюстрирована примерами собственных исследований авторов.

Авторы глав привлекались с учетом их научных интересов, профессиональной квалификации в соответствующих областях и способности изло-

жить надлежащую тему в ясной и доступной к пониманию форме. Большинство из авторов читают лекции студентам СарФТИ (Саровский физико-технический институт) НИЯУ МИФИ по специальности «Теоретическая и экспериментальная механика». При подготовке монографии мы стремились сделать ее полезной не только для студентов, аспирантов этой специальности, но и для заинтересованных представителей смежных специальностей. Поэтому, составляя содержание монографии, авторы ставили одной из целей дать прежде всего физическую интерпретацию волновых процессов и наблюдаемых в экспериментах явлений, научить пользоваться экспериментальными методами и применять их при решении разнообразных задач газодинамики, связанных с неустановившимися течениями сплошной среды независимо от ее агрегатного состояния — от твердого тела до плазмы.

Монография состоит из двенадцати глав.

В главе 1 описаны современные устройства для разгона метаемых лайнеров (ударников), применение которых в ряде случаев требует довольно больших материальных затрат. Обилие и разнообразие типов метательных установок с использованием различных энергетических источников объясняется необходимостью обеспечения значительного спектра скоростей разгона, равномерно покрывающего весь диапазон, чего нельзя добиться при использовании лишь одного из подобных устройств.

В главе 2 излагаются методы регистрации параметров быстропротекающих процессов. Они разделены на два основных типа: дискретные и непрерывные. Среди датчиков дискретного типа рассмотрены электроконтактные, пьезоэлектрические и сегнетоэлектрические датчики. К этому же типу регистрации отнесены методы вспыхивающих зазоров и оптического рычага, электрооптическая методика, лазерный измеритель волновой скорости. Информацию об изменении во времени основных параметров ударных волн получают методами непрерывной регистрации ударно-волновых профилей скорости движения вещества и давления.

В главе 3 кратко изложены методы импульсной радиографии объектов, в которых протекают процессы взрывного характера, с использованием проникающих излучений — рентгеновского широкого спектра и протонного.

Отдельным разделом в этой же главе изложен метод импульсного рентгеноструктурного анализа структуры динамически деформированных твердых тел. Формально этот метод не относится к методам радиографии; основанием для его изложения в этой главе является сходство аппаратного оформления.

Глава 4 посвящена методам определения ударных адиабат и изэнтроп расширения конденсированных веществ в широких диапазонах давлений. Приводятся классификация ударных адиабат по виду соотношений между волновой и массовой скоростью и значения коэффициентов в этих соотношениях. В этой же главе изложены методы измерения скоростей звука в ударно-сжатых веществах, в том числе с использованием лазерных диагностических систем.

В следующей главе 5 рассмотрены вопросы фазовых превращений при ударном сжатии. Они разделены на переходы первого и второго рода. К первому отнесены полиморфные превращения вещества из одной кристаллической структуры в другую, плавление твердого тела и испарение. Здесь же приведены примеры образования ударных волн разрежения и рас-

смотрен механизм их появления в средах, претерпевших полиморфный переход. Фазовые превращения второго рода анализируются на основании изломов ударных адиабат редкоземельных и щелочноземельных металлов, данных по электропроводности ионных кристаллов, инертных газов, пьезо- и сегнетоэлектриков.

Методам исследования сдвиговой и откольной прочности материалов посвящена глава 6. Среди методов получения информации о сдвиговой прочности рассмотрены методы, связанные с регистрацией профиля волн расширения, измерением главных напряжений, регистрацией негидродинамического затухания ударной волны. В число методов исследования откольной прочности включены методы на основе регистрации скорости движения свободной поверхности образца из исследуемого материала и металлографического изучения зоны откольного разрушения в сохраненных после нагружения образцах. В этой же главе представлено описание методов исследования динамической вязкости, связанной с реологическими свойствами вещества.

В главе 7 рассмотрены вопросы определения температуры и оптических свойств ударно-сжатых материалов. В краткой форме изложены теоретические основы оптического измерения температуры по регистрации теплового излучения. Приведены схемы пирометров и эталонных источников излучения. Представлены схемы и результаты экспериментов по регистрации температур в прозрачных и непрозрачных материалах. Приведено описание методов измерения коэффициентов отражения, преломления и поглощения света.

Методы исследования процессов инициирования твердых ВВ и их детонационных характеристик включены в главу 8. Приведены схемы экспериментов для определения ударно-волновой чувствительности ВВ, регистрации движения инициирующей детонационной волны по клинообразному заряду ВВ оптическим методом и в пластинах из ВВ методом импульсной рентгенографии. В трех разделах главы приведены описания методов определения параметров нормальной детонационной волны, бризантности, фугасности и металлической способности ВВ.

Главы 9, 10 и 11 посвящены трем современным невозмущающим методам диагностики быстропротекающих процессов — на основе лазерных измерительных систем (глава 9), микроволновой интерферометрии (глава 10) и синхротронного излучения (глава 11). Несмотря на то, что принцип действия первых двух диагностик основан на эффекте Доплера, мы их разделили, поскольку различие в длине зондирующего излучения на 3–4 порядка приводит к качественным отличиям в возможностях методов и разному аппаратурному оснащению. Все три метода активно развиваются и широко используются при регистрации различных ударно-волновых явлений, примеры которых приведены в этих главах.

В главе 12 представлены отдельные схемы теневого метода и приведены примеры его использования, охватывающие такие области, как физика взрыва, газо- и аэродинамика, фотограмметрия, техническая физика.

Авторы выражают искреннюю благодарность Л. И. Кануновой, З. В. Соколовой и Д. Р. Гончаровой за большую помощь при оформлении текста и многочисленных рисунков монографии. Научные редакторы глубоко признательны О. А. Тюпановой за помощь при корректуре монографии.

ГЛАВА 1

МЕТОДЫ И УСТРОЙСТВА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ УДАРНЫХ И БЕЗУДАРНЫХ НАГРУЗОК

М. В. Жерноклетов

В основу классификации устройств для создания ударных нагрузок удобно положить «энергетический» принцип. При таком подходе их можно разбить на ряд основных групп:

- метательные устройства ствольного типа, к которым относятся пороховые пушки, пневматические установки, в том числе баллистические ударные трубы (БУТ), легкогазовые ускорители ударников (ЛГУ);
- взрывные системы на основе мощных конденсированных ВВ;
- электрические и электромагнитные ускорители;
- комбинированные типы ускорителей, использующие несколько источников энергии;
- устройства, основанные на использовании источников излучения.

Каждый из указанных типов ускорителей не всегда может самостоятельно охватить весь необходимый для исследования характеристик вещества диапазон параметров давления, скоростей и масс метаемых тел, длительности времени установления стационарного течения, что важно, например, в экспериментах по определению ударных адиабат и, наоборот, по кратковременности импульсов в исследованиях откольных или других видов разрушения. Поэтому выбор типа установки определяется конкретной задачей, стоящей перед исследователем.

В настоящее время в мировой практике для исследований динамической сжимаемости, прочностных характеристик и откольных явлений в лабораторных условиях наибольшее распространение получили пороховые пушки, ЛГУ, БУТ и взрывные метательные устройства.

Следует отметить, что одной адиабаты Гюгонио недостаточно для решения многих технических и научных задач, например, для калибровки широкодиапазонных уравнений состояния. Для получения состояний вне ударной адиабаты используют изэнтропические и квазиизэнтропические способы нагружения исследуемых веществ.

Рассмотрим более подробно устройства для создания динамических нагрузок.

1.1. МЕТАТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА СТВОЛЬНОГО ТИПА

В установках этого типа метаемый объект, который в дальнейшем будем обозначать для краткости МО, перемещается в трубе под действием сжатого газа. Установки различаются в зависимости от применяемого газа и способа

его сжатия. Рассмотрим простую схему пушки, представленную на рис. 1.1. МО массой m находится в трубе с поперечным сечением S . Справа от него в канале ствола длиной l_b создается вакуум. Находящаяся слева от МО камера длиной l_c заполнена идеальным газом под давлением P_0 .

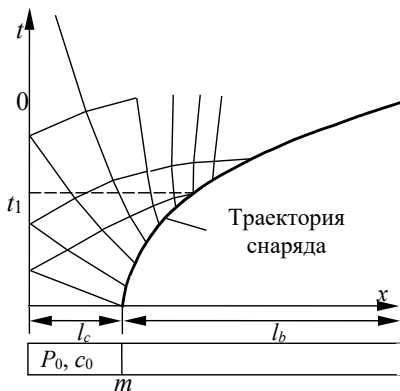


Рис. 1.1. Схема пушки (внизу) и траектории волн разрежения и МО

Скорость звука в газе при P_0 обозначим c_0 и предположим, что показатель политропы γ , равный отношению теплоемкости при постоянном давлении (C_p) к теплоемкости при постоянном объеме (C_v), будет постоянным.

В момент начала движения МО в камере возникает волна разрежения, бегущая влево. Голова волны, т. е. начальное возмущение от снаряда, распространяется влево со скоростью звука вдоль C_- -характеристики $x = -c_0 t$ и достигает тыльной стенки камеры по истечении времени l_c/c_0 . Голова волны отражается от тыльной стенки и возвращается к МО. При взаимодействии характеристик, исходящих с линии движения МО, с фронтом отраженной волны их траектории и траектория самого фронта, как показано на x - t -диаграмме рис. 1.1, искривляются.

Рассматриваемый одномерный процесс до момента $t = t_1$ описывается уравнениями сохранения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \text{ (сохранение массы),}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \text{ (сохранение количества движения),}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \gamma \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \text{ (изэнтропический процесс),}$$

где ρ — плотность; u — скорость течения; x — координата. К этим уравнениям следует присоединить уравнение состояния газа $P = \rho RT$. Скорость звука определяется из соотношений $c^2 = \gamma P / \rho = \gamma RT$.

Эта система уравнений имеет классическое решение [1, 2]. Для бегущей влево волны разрежения будут постоянными значения u и c вдоль C_- -характеристик, имеющих наклон $dx/dt = u - c$. Инвариант Римана для противоположного семейства характеристик постоянен во всем течении. Следовательно, у тыльного среза МО выполняется соотношение

$$\frac{2c}{\gamma - 1} + u = \text{const} = \frac{2c_0}{\gamma - 1}.$$

Учитывая, что на МО действует сила $PS = m(du/dt)$, а для изэнтропического процесса $c/c_0 = (P/P_0)^{(\gamma-1)/2\gamma}$, получаем следующее выражение для скорости МО [1, 2]:

$$u_{\text{сн}} = \frac{2c_0}{\gamma - 1} \left\{ 1 - \left[\frac{SP_0 t}{mc_0} \frac{\gamma + 1}{2} + 1 \right]^{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} \right\}, \quad (1.1)$$

справедливое до того момента, когда голова волны разрежения возвратится к тыльному срезу МО (момент t_1 на x - t -диаграмме). Это решение тем лучше соответствует реальным значениям скорости МО, чем длиннее камера с рабочим газом, так как волна разрежения, отразившаяся от заднего торца камеры, в этом случае не успевает догнать МО до того момента, как он покинет ствол. После времени t_1 приведенная схема расчета скорости МО неприменима. Далее расчет должен проводиться графически или численно.

Анализ полученного выражения показывает, что для увеличения скорости МО равной массы целесообразно выбирать газ, у которого величина γ мала, а скорость звука велика. Такой газ лучше «следует» за МО и сообщает ему большую скорость. Рассмотрим варианты устройств, в которых для разгона МО используются сжатые газы.

1.1.1. Пороховые пушки

Простейшая конструкция порохового ускорителя [3] показана на рис. 1.2.

Разгон МО в этих пушках осуществляется расширяющимися горячими газами, образующимися при сгорании порохового заряда, для зажигания которого используют нихромовую спираль. Пороховые газы, состоящие в основном из CO , CO_2 , N_2 , H_2O и H_2 , имеют температуру $T \leq 3000$ К. Только у некоторых очень «горячих» порохов температура газообразных продуктов достигает 3600 К [4]. При таких температурах скорости звука (относительно низкие вследствие большой молекулярной массы продуктов сгорания) недостаточны для получения скоростей метания более 3 км/с.

Предельная скорость метания ограничивается волновыми процессами в пространстве за снарядом. Длина пороховой камеры намного короче разгонного участка ствола, и волны разрежения, отраженные от задней части пороховой камеры, успевают догнать МО до того, как он покинет ствол. Отсутствие вакуума в канале ствола также приводит к потере его скорости.

На рис. 1.3 представлена пороховая пушка РФЯЦ-ВНИИЭФ с внутренним диаметром ствола 85 мм. Общая длина пушки составляет ~ 15 м. Она способна разгонять МО массой ~ 1 кг до скорости ~ 2 км/с.

Трудности, возникающие при обращении с порохом, и необходимость частой чистки ствола от нагара затрудняют многократное использование этих устройств в лабораторных условиях.

Кроме этих недостатков, в короткоствольных пушках следует отметить плохую воспроизводимость экспериментальных результатов. Даже применение современных высококалорийных коллоидных порохов, равномерно горящих параллельными слоями, не обеспечивает требуемую во многих случаях стабильность выстрелов и не устраняет большой разброс скоростей от выстрела к выстрелу, что значительно затрудняет сопоставимость результатов экспериментов. Очень существенной является проблема, связанная с живучестью пороховых пушек, которая в связи с их особыми условиями работы (повышение давления за сотые и тысячные доли секунды до 200–300 МПа и температуры пороховых газов до 2000–3000 °С) существенно ниже живучести других ствольных ускорителей. Специальные исследования, проведенные на 175-миллиметровых пушках, показали [4], что живучесть стволов пороховых пушек без принятия специальных мер не превышает 300–900 выстрелов.

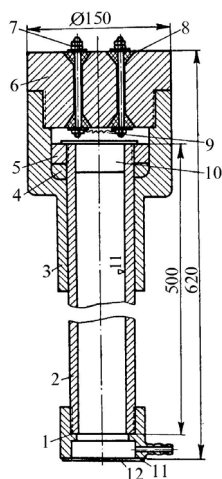


Рис. 1.2. Пороховая пушка: 1 — дульная насадка; 2 — ствол; 3 — корпус камеры; 4 и 5 — кольца; 6 — крышка; 7 — электроды; 8 — изолятор; 9 — навеска пороха и нихромовая спираль; 10 — ударник; 11 — вакуумное уплотнение; 12 — мишень (размеры даны в мм)



Рис. 1.3. Пороховая пушка РФЯЦ-ВНИИЭФ на рельсовых направляющих

1.1.2. Пневматические установки (ПУ)

Металлельные установки этого типа иногда называют [2] баллистическими ударными трубами (БУТ). Анализ работы ПУ содержится в [2], [4–6]. В качестве рабочего газа в них обычно используются либо сжатый гелий, либо сжатый воздух.

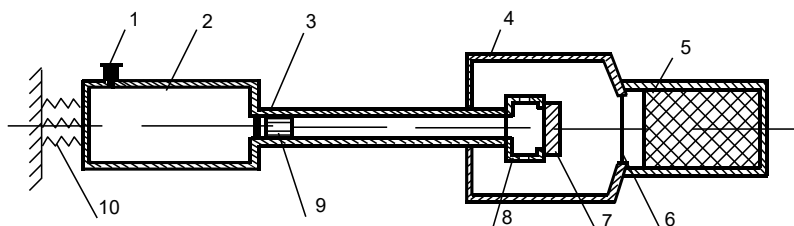


Рис. 1.4. Схема ПУ: 1 — затвор; 2 — камера высокого давления (КВД); 3 — ствол; 4 — вакуумная камера (ВК); 5 — тормозной отсек; 6 — диафрагма; 7 — мишень; 8 — держатель мишени; 9 — снаряд; 10 — амортизатор

ПУ имеют много общего с ЛГУ, о которых будет говориться в следующем разделе, но работают в менее жестких условиях: давление не превышает нескольких десятков МПа, нормальная температура рабочего газа, отсутствие взрывчатых составов — пороха или газовых смесей, максимальная скорость метания около 2000 м/с. Многие положения разработанной теории двухступенчатых ЛГУ могут быть применены в газодинамических расчетах ПУ. К числу общих относятся вопросы, касающиеся выбора формы камеры высокого давления (КВД), ее оптимального объема, а также калибра и длины ствола.

Несмотря на конструктивные отличия различных ПУ, практически все они имеют одну и ту же принципиальную схему, приведенную на рис. 1.4. Между параметрами основных конструктивных элементов ПУ существует четкая взаимосвязь. Например, установлено [6], что для заданного рабочего объема газа при данной равновесной температуре в КВД скорость снаряда

$W_{\text{сн}}$ является функцией размерного параметра $\frac{Pd^2l}{m}$, где P — давление газа в КВД; d — калибр ствола; l — длина ствола; m — масса снаряда. Оказалось, что параметр $\frac{Pd^2l}{m} = 1,5 \times 10^7 \text{ м}^2/\text{с}^2$, если требуется разогнать сна-

ряд до скорости $W_{\text{сн}}$ 1500 м/с при температуре рабочего газа (гелия) в КВД 310 К. При заданных значениях d и m применение достаточно длинного ствола позволяет снизить рабочее давление в КВД.

Несомненным преимуществом ПУ перед другими ускорителями является простота ее обслуживания и безопасность эксплуатации, что позволяет работать с ней в условиях обычной исследовательской лаборатории.

Сотрудниками ИФВ создан комплекс для исследования материалов при ударном нагружении, состоящий из легкогазовой ПУ (рабочий газ — гелий), методик ПВДФ-датчика динамического давления и радиоинтерферометра, устройства для определения скорости снаряда. Комплекс размещен в одном из помещений СарФТИ и очень активно используется в плановых научно-исследовательских работах ИФВ ВНИИЭФ, а также в качестве лабораторного стенда для обучения студентов и аспирантов современным методам экспериментальной газодинамики. Комплекс позволяет проводить исследования материалов при скоростях соударения до 1 км/с с регистраци-

ей профилей свободной поверхности и давления с наносекундным временным разрешением.

Общий вид комплекса легкогазовой пушки приведен на рис. 1.5. Установка состоит из камеры высокого давления (объем 2,5 л), ствола и вакуумной мишенной камеры. Калибр ствола 37 мм, длина — 3,2 м. Камера высокого давления отделена от ствола диафрагмой, толщина которой подбирается исходя из требуемой величины давления в ней. Разрушение диафрагмы принудительное, с помощью специального устройства. Камера высокого давления заполняется гелием из стандартного баллона. Максимально возможное давление в камере 15 МПа.



Рис. 1.5. Общий вид комплекса

Для обеспечения безопасного и более удобного проведения экспериментов разработана система дистанционного управления устройствами, входящими в состав комплекса. Окно программы управления пушкой приведено на рис. 1.6.

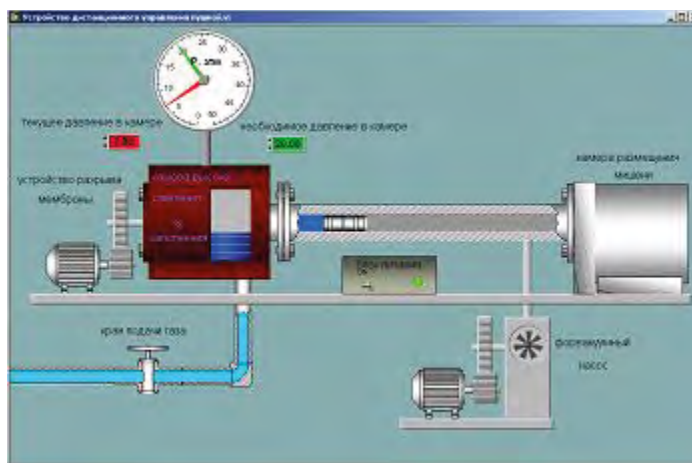


Рис. 1.6. Окно программы управления пушкой

В 1974 г. во ВНИИЭФ внедрена в практику исследовательских работ БУТ [7] со следующими характеристиками: калибр ствола 76,2 мм, его длина 10,8 м. Другие характерные размеры этой БУТ приведены на рис. 1.7. Максимальное рабочее давление в КВД составляет 40 МПа. Для исключения предварительного нагружения мишени через воздушную подушку между снарядом и мишенью ствол вакуумируется через специальную емкость (вакуумную камеру — ВК), в которую при выстреле стравливается остаточный воздух перед летящим ударником, а также рабочий газ из ствола после соударения.

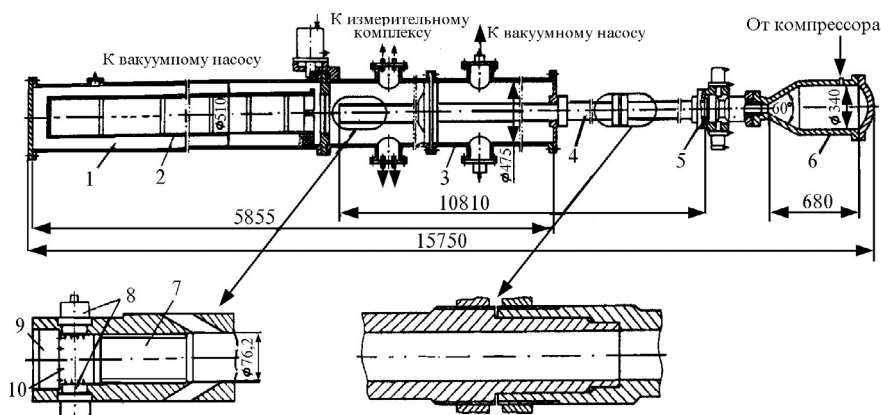


Рис. 1.7. Схема БУТ ВНИИЭФ [9]: 1 — камера торможения; 2 — пенал с демпфером; 3 — камера выпуска остаточного газа; 4 — ствол; 5 — диафрагма; 6 — КВД; 7 — снаряд; 8 — группа контактов для измерения скорости снаряда; 9 — мишень; 10 — контакты для измерения перегиба плоскости соударения снаряда с мишенью

Масса ударника, корпус которого изготавливается из прочного алюминиевого сплава АМгб, может меняться до ~ 700 г. При разработке и изготовлении ударников учитываются требования по обеспечению необходимой прочности и жесткости, минимального перегиба при соударении и максимального уменьшения силы трения при движении ударника, конструкция которого показана на рис. 1.8 [7]. Как показали эксперименты, в случае наполнения камеры воздухом зарегистрированные скорости движения снаряда массой $0,72 + 0,02$ кг имеют значения: $W_{\text{сн}} \approx 0,3$ км/с при давлении в камере $P = 2$ МПа, $W_{\text{сн}} \approx 0,42$ км/с при $P = 4$ МПа и $W_{\text{сн}} \approx 0,5$ км/с при $P = 10$ МПа.

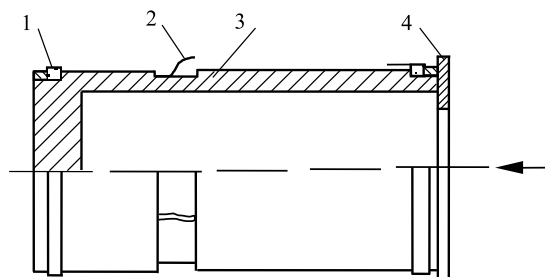


Рис. 1.8. Ударник: 1 — направляющее кольцо; 2 — заземляющий контакт; 3 — корпус; 4 — стопорное кольцо

1.1.3. Двухступенчатые легкогазовые установки (ЛГУ)

Среди ЛГУ наибольшее распространение получили двухступенчатые. ЛГУ следовало бы отнести к комбинированной группе ускорителей, так как в них для быстрого сжатия с одновременным повышением температуры заключенного в специальную камеру легкого газа (водород, гелий) используются различные источники, например, химические при сгорании порохового заряда или специальной смеси кислород — водород — гелий или электрические при высоковольтном разряде.

На рис. 1.9 показана схема двухступенчатой легкогазовой пушки. Принцип ее действия заключается в следующем. Сначала в камере поджигается порох. При горении пороха образуется газ с высокой молекулярной массой и создается давление (первая ступень), под действием которого массивный поршень начинает двигаться по гладкому каналу камеры сжатия. В этой герметично закрытой в начальный момент камере содержится газ с небольшой относительной молекулярной массой, т. е. легкий газ. При своем поступательном движении по каналу камеры сжатия и переходной секции поршень сжимает легкий газ до высоких давлений (вторая ступень). Начальное давление легкого газа составляет обычно 10–100 атм, а в момент выстрела может достигать 10000 атм.

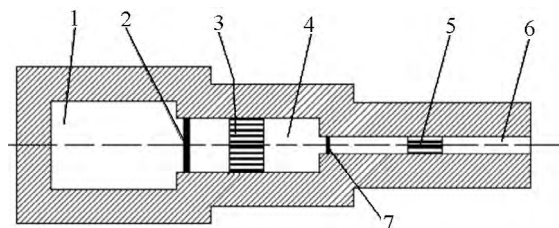


Рис. 1.9. Схема двухступенчатой легкогазовой пушки: 1 — пороховая камера (первая ступень); 2, 7 — диафрагмы; 3 — поршень; 4 — нагнетательная камера, заполненная легким газом (вторая ступень); 5 — ударник; 6 — труба разгона

По мере сжатия поршнем легкого газа наступает момент, когда давление в ускорительной камере становится выше напряжений в разрывающейся диафрагме. С раскрытием диафрагмы газ высокого давления начинает ускорять ударник по баллистическому стволу. Обычно ударник начинает движение до того, как давление в камере сжатия под действием поршня станет максимальным. Когда поршень достигает сужающегося канала, передняя его часть выдавливается дальше в ускорительную камеру, хотя средняя скорость поршня уменьшается. В результате деформации поршня передняя его часть движется с ускорением и поддерживает давление за ударником на высоком уровне. Скорость ударника $W_{\text{сн}}$ определяется скоростью звука в толкающем газе. Практическая скорость метания не превышает значения $W_{\text{сн}} \sim 1,8\text{--}2,5 c_0$ [2, 4].

На типичный цикл двухступенчатого ЛГУ оказывает влияние довольно большое число параметров. Среди них следует выделить марку и массу пороха (массу заряда), массу поршня, давление форсирования, т. е. давление

в пороховой камере, достаточное для срезания расширенной части хвостовика поршня или выдавливания ее в камеру сжатия, начальное давление газа в камере сжатия и его относительную молекулярную массу, давление раскрытия разрывающейся диафрагмы и массу ударника.

В качестве примера приведем характеристики двухступенчатой легкогазовой пушки Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса (США) [8], считающейся одной из лучших. Она способна разгонять ударник массой 20 г до скорости 8 км/с. При соударении с мишенью ударник создает ударную волну, максимальное давление которой зависит от ударного импеданса образца и лежит в пределах от 20 ГПа для легких веществ до 500 ГПа для тяжелых металлов.

Ствол ускорителя диаметром 28 мм и камера мишени перед выстрелом откачиваются до 1–50 мкм рт. ст., так что нагрев ударника вследствие трения об остаточный воздух также мал. Общее повышение температуры ударника в процессе разгона составляет около 1 градуса. Толкающим газом во второй ступени пушки служит водород.

На рис. 1.10 приведена конструкция ударника [8]. Она состоит из металлической пластины-ударника диаметром 25 мм и толщиной 1–3 мм, цилиндрического башмака из поликарбонатной пластмассы, в которую запрессовывается в горячем состоянии ударник, и полиэтиленового колпачка, плотно надеваемого на башмак с задней стороны и обеспечивающего уплотнение для толкающего газа.

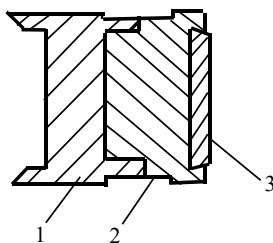


Рис. 1.10. Продольный разрез комбинированного ударника: 1 — полиэтиленовый колпачок, 2 — башмак из поликарбонатной пластмассы; 3 — металлическая пластина-ударник

Скорость ударника экспериментально измеряется импульсной рентгеновской методикой по расстоянию, пролетаемому им за измеренный промежуток времени. Положения ударника в начале и в конце этого промежутка находятся по двум импульсным радиографическим изображениям, которые регистрируются на пленке Polaroid при помощи люминесцентного экрана из сульфида цинка, преобразующего рентгеновское излучение в видимое.

Кроме того, диагностическая аппаратура, включающая детекторы (датчики) и электронные схемы, разработанная для этой пушки, позволяет проводить измерения скоростей ударных волн с субнаносекундным разрешением.

Газодинамический анализ работы двухступенчатых ЛГУ показывает, что увеличение их эффективности связано с повышением температуры легкого газа. В двухступенчатой поршневой установке температура повышается только за счет однократного сжатия газа. Из уравнения состояния газа

и известного выражения для энтропии $S = \frac{P}{\rho^\gamma}$ можно получить температуру газа в конце сжатия через его начальные параметры [2]:

$$\left(\frac{T_{\max}}{T_0}\right) = \left(\frac{P_{\max}}{P_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(\frac{S_{\max}}{S_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{c_{\max}}{c_0}\right)^2. \quad (1.2)$$

В приведенном соотношении индекс «max» относится соответственно к температуре, давлению, функции энтропии и скорости звука в газе в конце сжатия, а индекс «0» к тем же параметрам для начального состояния газа. Из соотношения (2.2) следует, что в поршневых установках выгодно иметь

высокую степень сжатия $\left(\frac{P_{\max}}{P_0}\right)$ и вести процесс с максимально возможным ростом энтропии $\left(\frac{S_{\max}}{S_0}\right)$. В этом случае при заданных P_{\max} , определяемых прежде всего прочностью установки, γ и начальной температурой газа T_0 , температура газа, а следовательно, и скорость звука в нем будут наибольшими. В целом двухступенчатые ЛГУ представляют собой довольно сложные и дорогие сооружения с длительным циклом подготовки и проведения опытов и восстановлением готовности к последующим опытам.

Дополнительные возможности повышения скорости метания с помощью ЛГУ связаны с использованием различных способов предварительного подогрева рабочего газа, модификацией конструкций снаряда, а также с использованием пластичного буферного слоя, помещаемого на тыльной стороне метаемой пластины.

Последние два направления исследований интенсивно развиваются в Сандийской лаборатории США, в результате чего разработаны сверхскоростные метательные устройства [9]. Дадим краткое описание принципа действия сандийских ускорителей.

Для ускорения метаемых пластин до гиперскоростей требуются очень высокие динамические давления — в десятки или сотни ГПа. Чтобы предотвратить плавление или испарение метаемой пластины, нагружающий импульс должен быть растянут во времени. Для этого используются ударники, в передней части которых устанавливается пакет тонких пластин из материалов разной динамической жесткости.

На рис. 1.11 приведены схемы двух сверхскоростных метательных устройств. В модифицированной двухступенчатой ЛГУ, как показано на рис. 1.9, разгон метаемой пластины осуществляется плавно за счет использования буфера и ударника из лексана с пакетом тонких пластин, динамический импеданс которых увеличивается справа налево: пластмасса — магний — алюминий — титан — медь — тантал. Характерные толщины каждого слоя составляют 0,5–1 мм. Такая модификация ударника позволила увеличить скорость метания алюминиевых, магниевых и титановых пластин толщиной 1 мм до 10,4 км/с, а тех же пластин толщиной 0,5 мм — до 12 км/с.

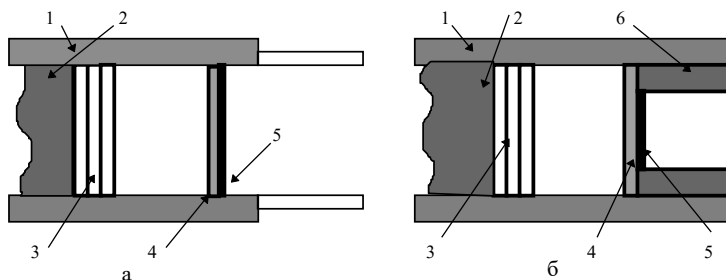


Рис. 1.11. Схемы сандийских сверхскоростных метательных устройств: а — сверхскоростного ускорителя для метания пластин со скоростью до 12 км/с; б — улучшенного сверхскоростного метательного устройства, разгоняющего пластину в вольфрамовом стволе до 16 км/с. 1 — ствол; 2 — ударник из лексана; 3 — пакет из тонких пластин; 4 — буфер из пластика плотностью 0,8 г/см³; 5 — метаемая пластина; 6 — вольфрамовый ствол

Дальнейшее улучшение характеристик метания в таких устройствах связано с уменьшением диаметра метаемой пластины относительно диаметра ствола, по которому движется ударник. Экспериментальное устройство, показанное на рис. 1.11 б, действует как динамический ускорительный резервуар. Метаемая пластина разгоняется в вольфрамовом стволе, находящемся внутри основного ствола ЛГУ. При толщине метаемой пластины в 1 мм достигались скорости 14 км/с, а пластины толщиной 0,5 мм ускорялись до 15,8 км/с.

1.1.4. Специализированные ствольные установки ИФВ ВНИИЭФ

Заканчивая раздел по метательным устройствам ствольного типа, отметим, что в ИФВ ВНИИЭФ завершаются работы по созданию нового научно-исследовательского комплекса (НИК) стационарных установок для исследования, аттестации и сертификации динамических свойств конструкционных материалов. В состав НИК входят три нагружающие установки ствольного типа: пневматическая калибром 100 мм ППУ-100, пороховая калибром 100 мм ПНУ-100 и легкогазовая установка переменного калибра ЛГУ.

В таблице 1.1 представлены характеристики нагружающих устройств (НУ) ствольного типа, опубликованные в сборниках докладов конференций РАРАН [10, 11].

Таблица 1.1. Характеристики НУ ИФВ ВНИИЭФ ствольного типа

Характеристики		ПНУ-100	НПУ-100	ЛГУ-100/75	ЛГУ-100/50	ЛГУ-75/23
Калибр ствола, мм		100	100	75	50	23
МО	Масса, кг	до 2,0	до 1,2	до 1,0	до 0,5	до 0,1
	Дульная скорость, м/с	500–2200	100–1000	2000–3000	2000–3500	2000–4000
Габаритные размеры НУ (д × ш × в), м		15 × 1,2 × 1,5	15 × 1,2 × 1,5	26 × 1,2 × 1,5		

Внешний вид и схема пороховой установки ПНУ-100 представлены на рис. 1.12.

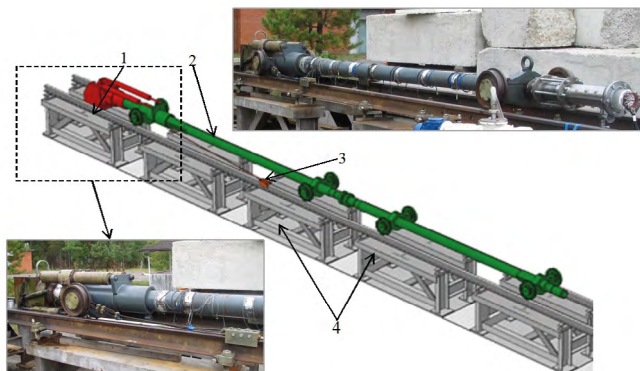


Рис. 1.12. Внешний вид и основные составляющие установки ПНУ-100: 1 — камера сгорания; 2 — ствол; 3 — тормозное устройство; 4 — ступень

В камере сгорания, ограниченной затвором и метаемым объектом, размещается пороховой заряд. Огневым инициированием обеспечивается зажигание порохового заряда. Образующиеся продукты горения разгоняют метаемый объект. Характерные значения метаемых масс 1,2–1,9 кг в диапазоне дульных скоростей от 500 м/с до 2200 м/с.

Фотографии и схема пневматической установки НПУ-100 представлены на рис. 1.13.

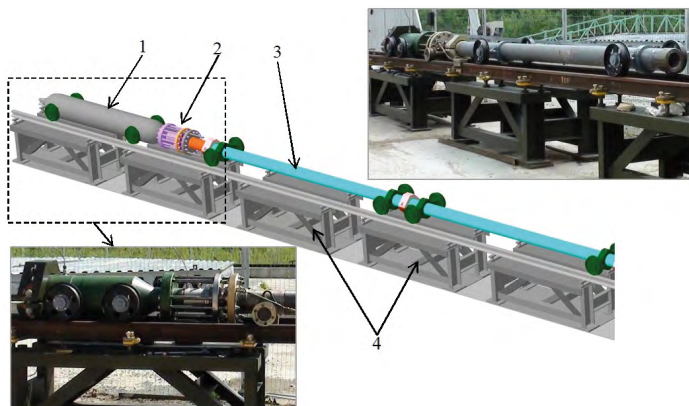


Рис. 1.13. Внешний вид и состав установки НПУ-100: 1 — камера рабочего давления; 2 — узел прорыва диафрагмы; 3 — ствол; 4 — ступень

Особенностью данной установки является возможность изменять ее конструктивные размеры за счет использования одной из двух камер рабочего давления объемами 65 л и 400 л и использования одного или двух стволов калибром 100 мм длиной 4,85 м каждый.

Один из вариантов ЛГУ, в частности ЛГУ-75/23, представлен на рис. 1.14.

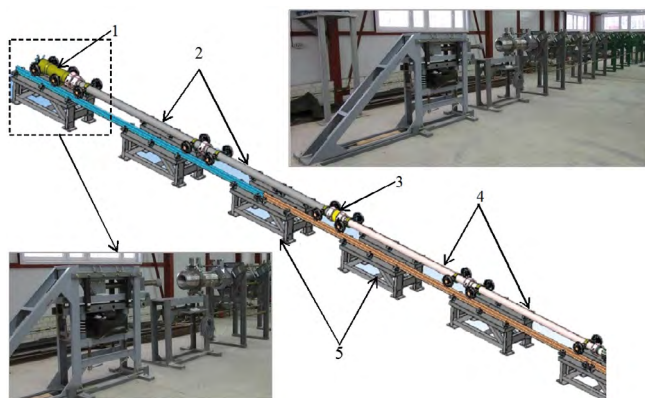


Рис. 1.14. Внешний вид и основные составляющие части ЛГУ-75/23: 1 — камера сгорания; 2 — поршневой ствол; 3 — форкамера; 4 — баллистический ствол; 5 — ступень

В данной ЛГУ возможна взаимозаменяемость ее составных частей, что позволяет изменять конструктивные размеры НУ (калибры и длины) в широких пределах. Разгон МО в ЛГУ осуществляется следующим образом. В камере сгорания, ограниченной затвором и поршнем, размещается пороховой заряд. Предварительно осуществляется откачка воздуха и закачка легкого газа в поршневой ствол. Посредством огневого инициирования обеспечивается зажигание порохового заряда. Продукты горения заряда разгоняют поршень, который сжимает и разогревает легкий газ. При достижении давления разрушения диафрагмы, разделяющей форкамеру и баллистический ствол, сжатый легкий газ разгоняет МО в баллистическом стволе.

1.2. ВЗРЫВНЫЕ МЕТАТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

Обычно в этих устройствах используются цилиндрические заряды, по оси которых распространяются плоские детонационные волны, падение волн на металлические ударники вызывает их ускорение. Плоские детонационные волны получают с помощью выпрямляющих линз, один из вариантов которых [12, 13] приведен на рис. 1.15, либо с помощью устройств, обеспечивающих многоточечное инициирование.

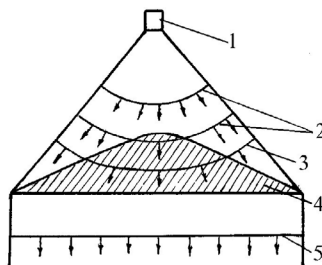


Рис. 1.15. Плоский линзовый инициатор детонационной волны: 1 — детонатор; 2 — фронт расходящейся детонационной волны; 3 — фронт расходящейся ударной волны; 4 — инертная выравнивающая линза; 5 — плоский фронт детонационной волны

Разновременность выхода различных участков детонационного фронта на плоскую поверхность линзы выявляют в фотохронографических опытах с использованием скоростных фоторегистраторов (СФР). Применяющиеся во ВНИИЭФ линзы [12, 13] обладают разновременностью выхода фронта детонационной волны на уровне 0,02–0,03 мкс на диаметре 40 мм.

Заряды изготавливают из ВВ, различных по своей бризантности (ТНТ, составы на основе гексогена и октогена), что позволяет при их одинаковых габаритах варьировать скорость метания ударников. В нижнем диапазоне динамических давлений используются «контактные» взрывные устройства [13], хотя слово «контактный» носит условный смысл.

Важным элементом контактных устройств, одно из которых представлено на рис. 1.16, является небольшой (5 мм) воздушный зазор между зарядом и толстой (10 мм) пластиной. Этот зазор обеспечивает в пластине формирование ударной волны «столообразного» профиля. При выходе волны на свободную поверхность пластины в «первом такте» ее движения сообщается постоянная скорость. Измерение скорости движения 10-миллиметровой пластины производится через второй зазор, отделяющий преграду-ударник от экрана с установленными на нем исследуемыми образцами. В качестве материалов экранов в контактных устройствах используются алюминий и медь. Метательные устройства такого типа позволяют за счет изменения длины заряда, материала ударника и некоторых модификаций, связанных с введением дополнительных мягких прокладок между толстой пластиной и исследуемым образцом, варьировать давления от нескольких десятых до 30–40 ГПа.

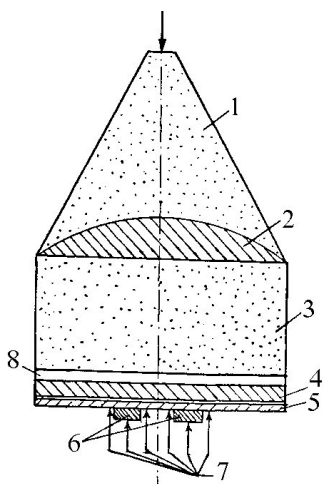


Рис. 1.16. Схема контактного генератора ударных волн: 1 — линзовый заряд ВВ; 2 — выравнивающая инертная линза; 3 — основной заряд ВВ; 4 — ударник; 5 — экран из эталонного материала; 6 — исследуемые образцы; 7 — электроконтактные датчики; 8 — воздушный зазор

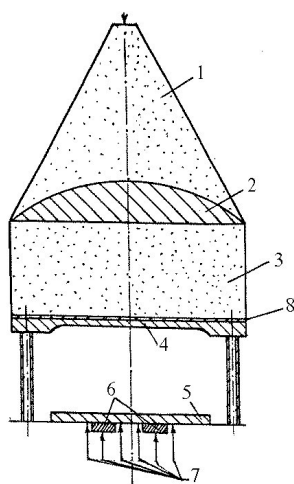


Рис. 1.17. Схема метательного генератора плоских ударных волн: 1 — линзовый заряд ВВ; 2 — выравнивающая инертная линза; 3 — основной заряд ВВ; 4 — ударник; 5 — экран из эталонного материала; 6 — исследуемые образцы; 7 — электроконтактные датчики; 8 — прокладка из плексигласа толщиной 1 мм

Ударные волны бóльшей интенсивности создаются устройствами [13], основанными на длительном разгоне тонких дисков расширяющимися продуктами взрыва (ПВ). Схема одного из таких устройств показана на рис. 1.17. Для уменьшения нагрева разгоняемые диски отделяются от торца заряда прокладками из плексигласа или полиэтилена. Удар по экрану с установленными на нем исследуемыми образцами производится на расстоянии 25–90 мм от торца заряда, когда ударник приобретает постоянную скорость W . Она зависит от состава ВВ и отношения массы заряда M к массе ударника m , приходящихся на единицу площади. С приемлемой точностью конечная скорость определяется выражением

$$W = D \left[1 + \frac{27}{16k} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{32}{27} k} \right) \right], \quad (1.3)$$

где D — скорость детонации заряда; $k = M/m$.

Это выражение получено Е.И. Забабахиным [14] при решении задачи о разгоне несжимаемой пластины ПВ, подчиняющимся кубическому УРС.

Плоские разгонные системы позволяют получать скорости движения ударников до 4–6 км/с и давления в образцах до ~ 200 ГПа для металлов, близких по плотности к железу. К настоящему времени во ВНИИЭФ разработано более 30 плосковолновых металельных устройств с диаметрами зарядов 90 и 120 мм и длиной до 220 мм, которые широко используются в практике ударно-волновых исследований.

Существенно бóльшие амплитуды ударных волн получены на взрывных системах, использующих принцип схождения детонационных волн. В сферической геометрии давления на фронте детонационной волны непрерывно возрастают по мере приближения к центру. Поэтому в арсенале динамических методов полусферический заряд, одновременно инициируемый по наружной поверхности, является хорошим инструментом для изучения свойств материалов при сверхвысоких давлениях.

Принципиальная схема измерительного устройства [15], предназначенного для этих целей, изображена на рис. 1.18. Устройство представляет собой полусферический заряд с внутренней выемкой, в которую вложена тонкостенная стальная оболочка. Продуктами взрыва сходящейся детонационной волны оболочка-ударник ускоряется («сходится») к центру устройства. Размещение образцов на экранах с разными внутренними радиусами позволяет получать в образцах давления вплоть до 1–2 ТПа.

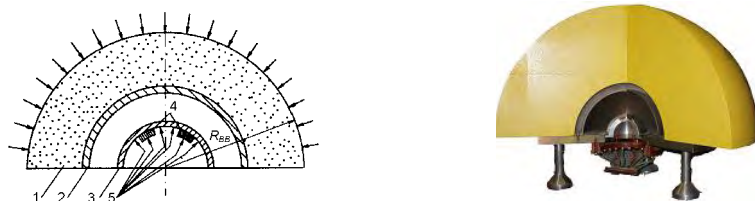


Рис. 1.18. Принципиальная схема и образец полусферического генератора ударных волн: 1 — полусферический заряд ВВ; 2 — оболочка из железа; 3 — железный экран; 4 — исследуемые образцы; 5 — электроконтактные датчики для измерения скорости ударной волны

Для снижения разогрева оболочек при прохождении по ним ударных волн в ряде конструкций полусферических зарядов между оболочкой и ВВ вводится сравнительно небольшой воздушный зазор. Схематически измерительное устройство с воздушным зазором изображено на рис. 1.19. Разработано несколько вариантов таких зарядов, обозначенных аббревиатурой МЗ («мягкий заряд»). В большинстве из них толщины оболочек составляют около 3 мм, а воздушный зазор ~ 12 мм. Варианты устройств этой группы отличаются друг от друга радиусами расположения образцов, а следовательно, и радиусами измерений. В соответствии с давлениями, полученными на этих радиусах, заряды названы МЗ-3, МЗ-3,5, МЗ-4 и МЗ-8 (3; 3,5; 4; 8 — давления в железе в Мбар). Для получения давлений ~ 10 Мбар и более использовались варианты каскадных полусферических устройств. В 1948 г. принцип одномерного многокаскадного разгона пластин был рассмотрен и обоснован Е. И. Забабахиным. По схеме рис. 1.20 «толстая» пластина разгоняется до скорости W_1 ПВ заряда 1, ударяет по заряду 2 и создает в нем пересжатую детонационную волну, ПВ которой, расширяясь, разгоняют более тонкую пластину, приставленную к заряду 2, до скорости $W_1 > W_2$. Процесс прогрессирующего разгона можно продолжить в третьем и последующих каскадах.

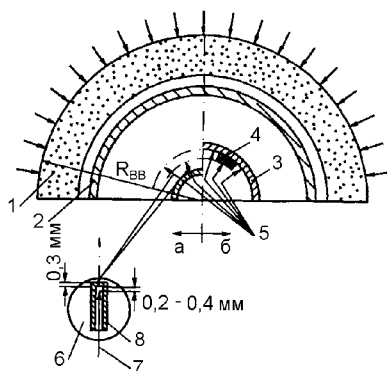


Рис. 1.19. Схема [15] измерительного устройства типа МЗ для измерения скорости полета оболочки (а) и скорости ударной волны в образцах (б): 1 — полусферический заряд ВВ; 2 — стальная оболочка; 3 — стальной экран; 5 и 6 — электроконтактные датчики для измерения скорости ударной волны D и скорости полета оболочки W ; 7 — медный штырь; 8 — стальной колпачок

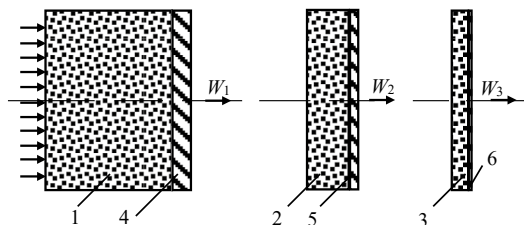


Рис. 1.20. Схема [15] одномерного многокаскадного разгона пластин: 1–3 — заряды ВВ первого, второго и третьего каскадов, 4–6 — пластины первого, второго и третьего каскадов

На рис. 1.21 в x - t - (расстояние-время) координатах приведена диаграмма течения в слоистой метательной системе, иллюстрирующая сложный волновой процесс, возникающий при торможении массивного медленно летящего ударника о легкосжимаемую прослойку, и последующее ускорение лайнера меньшей массы.

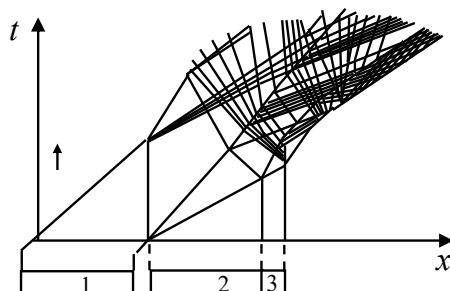


Рис. 1.21. x - t -диаграмма течения в слоистой метательной системе: 1 — ударник; 2 — прокладка; 3 — лайнер

Экспериментально этот способ применялся [16] для высокоскоростного разгона молибденовых фольг и тонких медных пластинок. При толщине 0,5 и 0,1 мм они приобретали скорости соответственно 9,1 и 11,3 км/с. Таким образом, при увеличении числа каскадов возможно повышение скорости ускоряемой пластины при соответствующем уменьшении ее толщины. Однако с ростом скорости увеличивается ударно-волновой разогрев ускоряемой пластины, что приводит к ограничению максимально достижимых скоростей, когда пластина еще движется в компактном состоянии. Ограничение обусловлено не только возможным разогревом пластины до плавления, но и снижением прочности материала пластины при разогреве, что способствует развитию рэлей-тейлоровской неустойчивости, которая при ускорении пластины может привести к ее разрушению. Оценки показывают [17], что предельно достижимая скорость разгона твердых пластин при точности изготовления, обеспечивающей разнотолщинность пластины $\sim 0,1\%$, составляет ~ 18 км/с для титана и ~ 15 км/с для стали.

На рис. 1.22 приведена схема трехкаскадного взрывного разгонного устройства [18], разработанного во ВНИИЭФ. В этом устройстве между пластиной, разогнанной в двухкаскадной системе, и пластиной, разгоняемой до сверхвысокой скорости, размещается демпфер из малоплотного материала, что обеспечивает снижение интенсивности ударных волн до допустимого уровня. Заряд ВВ первого каскада $\varnothing 240 \times 600$ мм, массой ~ 50 кг инициируется генератором плоской волны. Через прокладку из оргстекла к заряду 2 примыкает стальная пластина первого каскада. На расстоянии 85 мм от нее расположен заряд ВВ второго каскада $\varnothing 120 \times 10$ мм с непосредственно примыкающей к нему стальной пластиной второго каскада $\varnothing 90 \times 1$ мм, за которой следуют демпфер $\varnothing 90 \times 2$ мм из микропористого полиметилметакрилата плотностью $0,05$ г/см³ и разгоняемая пластина из титана $\varnothing 90 \times 0,5$ мм, заключенные в стальной цилиндр. Разгоняемая

пластина движется в вакуумированном цилиндре из оргстекла, сквозь стенки которого осуществляется импульсное рентгенографирование для определения ее формы и скорости движения. Как показали эксперименты, средняя скорость титановой пластины составляет $10,2 \pm 0,2$ км/с в центральной части и $10,9 \pm 0,3$ км/с на периферии.

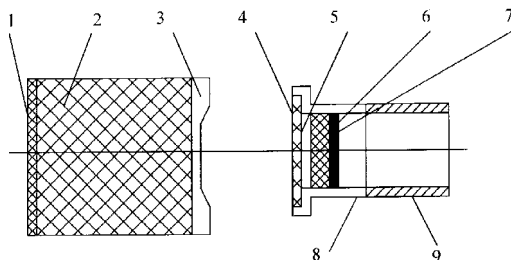


Рис. 1.22. Схема трехкаскадного генератора ударных волн плоской геометрии: 1 — генератор плоской детонационной волны; 2, 4 — заряды ВВ первого и второго каскадов; 3, 5, 7 — пластины первого, второго и третьего каскадов; 6 — демпфер; 8, 9 — цилиндры из стали и оргстекла

Средняя скорость пластины второго каскада равна $6,8 \pm 0,3$ км/с. Титановая пластина сохраняет целостность и находится в твердом состоянии. Схема каскадного метания в сферической геометрии приведена на рис. 1.23.

Воспроизведение результатов опытов на взрывных метательных устройствах требует высококачественной технологии изготовления зарядов, ограничивающей колебания состава, плотности и геометрических размеров. Как показывает практика, при соблюдении технологических требований к зарядам ВВ, отклонениям от заданной толщины ударников и чистоте их обработки динамические параметры взрывных систем в последовательно проводимых опытах воспроизводятся с точностью 1–1,5%.

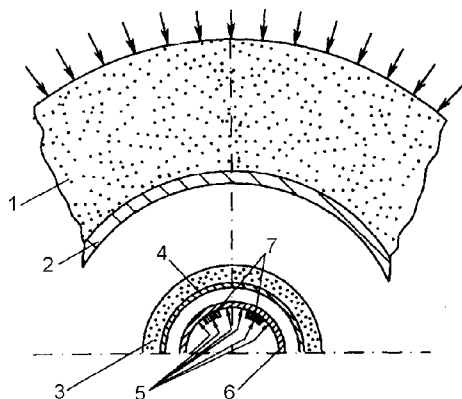


Рис. 1.23. Схема двухкаскадного полусферического генератора ударных волн [15]: 1, 3 — заряды ВВ первого и второго каскадов; 2, 4 — оболочки первого и второго каскадов; 5 — электроконтактные датчики для измерения скорости ударной волны; 6 — стальной экран; 7 — исследуемые образцы

Скорости метания устанавливаются в специальных опытах и затем дополняются при исследовании конкретных веществ волновыми измерениями. Базы измерений при использовании взрывных генераторов ударных волн исчисляются миллиметрами, характерные времена регистрации — микросекундами и долями микросекунд. Погрешности измерений вызваны главным образом асимметрией (перекос и кривизна) движения ударников и ударных волн. По результатам экспериментов с использованием фотохронографической методики разновременность (асимметрия) подлета оболочки к мишени во всей зоне, не охваченной волнами разгрузки, распространяющимися с периметра основания заряда ВВ, составляет $\Delta t \leq 6 \times 10^{-8}$ с. В плоскороволновых метательных устройствах разновременность выхода фронта ударной волны из экранов составляет не более 0,05 мкс в круге диаметром 40 мм, что и определяет границы «рабочей» области экранов.

Дополнительную по сравнению с плоским движением концентрацию энергии можно получить [16] с помощью взрывных конических генераторов, использующих эффект геометрической кумуляции при нерегулярном маховском отражении конически сходящихся ударных волн. Схема такого генератора приведена на рис. 1.24.

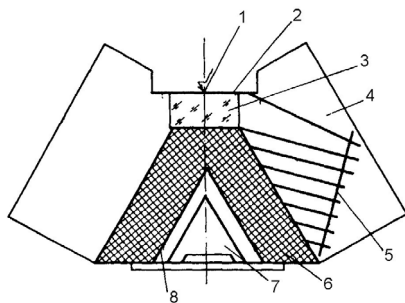


Рис. 1.24. Генератор конически сходящихся ударных волн [16]: 1 — точка иницирования подрыва; 2 — слой ВВ, разводящий детонацию от точки иницирования по окружности; 3 — инертная прокладка; 4 — генератор плоской детонационной волны — элемент дискретной многоточечной системы иницирования конического заряда ВВ; 5 — ВВ в каналах генератора плоской детонационной волны; 6 — конический заряд ВВ; 7 — конический образец, в котором создается сходящаяся УВ; 8 — метаемый продуктами детонации заряда медный конический лайнер

Сходящаяся волна в конусе создается либо прямым действием продуктов детонации, либо ударом металлического ударника (алюминий, медь) по его боковой поверхности. При использовании такого генератора давление в висмуте достигало 670 ГПа, что в 3 раза превышает давление, реализуемое в плоскороволновых устройствах.

В практике исследования иницирования ВВ ударными волнами и откольной прочности конструкционных материалов широко используется метод ускорения ударника ПВ тонкого слоя ВВ, нанесенного на поверхность ударника, в режиме тангенциального падения детонационной волны (метод скользящей детонации). В указанном режиме нагружения, показанного на рис. 1.25, ударники движутся устойчиво.

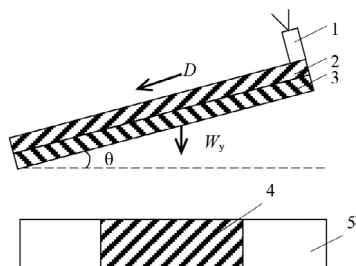


Рис. 1.25. Устройство для ускорения ударника детонационной волной в режиме тангенциального падения: 1 — инициатор плоской детонационной волны; 2 — слой ВВ; 3 — ударник; 4 — мишень; 5 — обойма

Ударник устанавливается под углом θ к поверхности исследуемого образца, равным $\sin \theta = \frac{W_n}{D}$, где D — скорость детонации; $W_n = W_y$ — нормальная к поверхности образца составляющая скорости. При таком выборе угла θ обеспечивается одновременность соударения по всей поверхности.

Как и в случае нормального падения детонационной волны, максимальная скорость движения разгоняемых пластин слабо зависит от сжимаемости материала. Это позволяет в первом приближении считать преграды несжимаемыми. Согласно расчету, при нормальном и тангенциальном падении детонационной волны с кубическим УРС ПВ на абсолютно жесткую стенку последней сообщается практически одинаковый удельный механический импульс [19]: $i_0 = 0,296 mD$ и $i_0 = 0,3 mD$ соответственно, где m — масса ВВ на единицу поверхности. К моменту времени $t_0 = 3\delta_{ВВ}/D$, где $\delta_{ВВ}$ — толщина слоя ВВ, преграде сообщается более 90% полного значения механического импульса.

Опытные данные хорошо согласуются с расчетными. Для преград с $\rho_0 c_0^2 = (0,5-1,7) \times 10^2$ ГПа величина $i_0 = 0,29mD$ [19]. Таким образом, для преград, толщина которых удовлетворяет условию $t_0 = 3\delta_{ВВ}/D < 2\delta_{пр}/c_0$, значение конечной скорости ударника

$$W_y = \frac{i}{m_y} = 0,29\alpha D, \quad (1.4)$$

где $\alpha = m/m_y$; m_y — удельная масса ударника на единицу поверхности. Приведенная для W_y формула применима в силу указанного выше временного неравенства для систем с малым α . В [20] предложена формула для расчета скорости движения преграды, которая для рассматриваемой геометрии (см. рис. 1.25) имеет вид

$$\frac{W_y^2}{\epsilon_0} = \frac{6\alpha^2}{\alpha^2 + 5\alpha + 4}, \quad (1.5)$$

где ϵ_0 — удельная энергия ПВ, равная для кубического уравнения состояния ПВ величине $\epsilon_0 = D^2/16$. После преобразований можно получить выражение, аналогичное формуле Гарни:

$$W_y = \frac{\alpha D \sqrt{3}}{\sqrt{8(\alpha^2 + 5\alpha + 4)}}. \quad (1.6)$$

Для малых α $W_y \approx 0,306\alpha D$, что разумно согласуется с формулой (1.4). Другие эмпирические формулы для определения W_y предложены в работах [21, 22]. В [21] для значений $0,3 \leq \alpha \leq 3,5$ получено соотношение

$$W_y = 0,65D \frac{\alpha}{\alpha + 2}. \quad (1.7)$$

В [22] рекомендуется выражение

$$W_y = 1,2D \frac{(1 + 1,18\alpha)^{0,5} - 1}{(1 + 1,18\alpha)^{0,5} + 1}. \quad (1.8)$$

В области $0,3 \leq \alpha \leq 3,5$ выражения (1.7) и (1.8) дают близкие результаты. Формула (2.8) приводит при $\alpha > 1$ к более низким значениям W_y по сравнению с (1.6) и (1.7). В области $\alpha > 3,5$ значения W_y , вычисленные по (1.5), оказываются более низкими по сравнению со значениями W_y , рассчитанными по (1.4).

Для вычисления величины W_y при малых α ($\alpha < 0,3$) предпочтительно пользоваться формулой (1.4), при $0,3 \leq \alpha \leq 3,5$ — формулой (1.7) и при $\alpha > 3,5$ — формулой (1.8). Рассмотренным способом путем изменения толщины (массы) ударника и массы ВВ можно в широких пределах варьировать основные характеристики импульса давления (амплитуду и длительность), вводимого в преграду. Устойчивость движения тонких пластин (толщиной $\sim 0,1$ мм) [17] делает способ удобным для получения ультракоротких импульсов давления.

При взрывном метании большие скорости элементов достигаются также при использовании взрывных трубчатых ускорителей (ВТУ) с цилиндрическими каналами. Так, в Институте гидродинамики СО РАН разработано устройство [23] для метания кумулятивным взрывом, позволяющее разогнать твердые тела размером 0,1–1,0 мм до скоростей 8–14 км/с. Газокумулятивный заряд представляет собой полый цилиндр ВВ, инициируемый с одного конца вспомогательной шашкой, метаемое тело помещается на оси канала на некотором удалении от выходного отверстия. При взрыве полого цилиндрического заряда в полости образуется кумулятивная струя продуктов детонации, движущаяся со сверхдетонационной скоростью. Скорость струи при выходе из заряда достигает 13 км/с и более. Помещая на пути струи твердое тело, можно разогнать его до высоких скоростей. С помощью таких систем удавалось успешно метать тела из металлов, керамики и стекла. Отношение массы заряда к массе тела составляло 10^5 – 10^6 . Наиболее высокие скорости (~ 14 км/с) получаются при разгоне металлических шариков размером $\approx 0,1$ мм. Максимальная скорость истечения продуктов детонации получается при соотношении внутреннего и внешнего диаметров $\approx 0,3$, в этом случае скорость потока составляет 10–11 км/с при плотности продуктов в струе 0,1–0,15 г/см³. К недостаткам таких устройств следует отнести сильное воздействие газоккумулятивной струи на метаемое

тело, что приводит к его значительной деформации и возможному разрушению в процессе разгона, а также невозможность разгона плоских элементов для последующего создания плоских ударных волн и измерения параметров ударного сжатия в исследуемых веществах.

Другой тип ВТУ разработан [24] в США (Fast Shock Tube) для исследований физики высоких динамических давлений и процессов, протекающих при высокоскоростном ударе. Простейший ВТУ, вариант которого приведен на рис. 1.26, состоит из системы инициирования, удлиненного полого цилиндра из мощного ВВ и сердцевины-цилиндра из низкоплотного вспененного полимерного материала. После инициирования по мере распространения по заряду ВВ детонационной волны в сердцевине в результате кумуляции в сходящейся конической ударной волне формируется «маховский» диск. В результате сжатия и сильного нагрева происходит деструкция материала пены и образуется рабочее тело — сжатый газ с высокими температурой и плотностью. Расширяющийся газ сообщает импульс метаемому телу, находящемуся в непосредственном контакте с зарядом либо на некотором удалении от него в стволе.

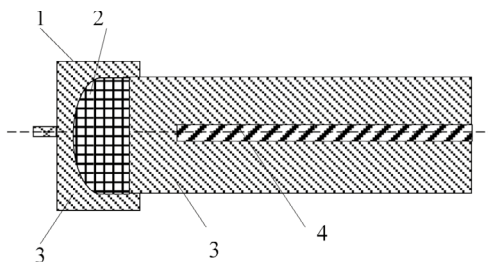


Рис. 1.26. Один из вариантов FST (быстрых ударных труб): 1 — система инициирования; 2 — вставка из пористого полистирола, $\rho = 0,7 \text{ г/см}^3$; 3 — ВВ; 4 — пруток из полистирола, $\rho = 0,52 \text{ г/см}^3$

Подобные устройства позволяют ускорять металлические диски до скоростей 8–9 км/с при соотношении массы заряда к массе метаемого тела 10^3 – 10^4 . В качестве наполнителей используются различные полимерные материалы. Наилучшие результаты по скорости и сохранению в процессе разгона элементов получены при использовании материалов с высокой однородностью ячеистой структуры пены с мелкими размерами пор при плотности 0,3–0,4 г/см³. Увеличение плотности пены приводит к снижению скорости ударной волны во внутреннем канале, а уменьшение — к схлопыванию внутреннего канала и оттоку части продуктов в обратном направлении. Важное значение имеет относительное содержание водорода в молекулярной структуре полимера. С увеличением количества водорода улучшается качество рабочего тела и повышается скорость истечения продуктов, образующихся при деструкции материала пены в результате сжатия в конически сходящейся волне. Кроме того, в процессе ускорения элемента важно иметь плоскую ударную волну в продуктах превращения пены. Нарушение плоскостности приводит к неоднородному воздействию на элемент и быстрому его разрушению на первых нескольких миллиметрах полета. Необходимо

отметить, что в подобных устройствах предъявляются достаточно высокие требования к качеству пенистого наполнителя, а именно — к высокой однородности его пористой структуры.

Принципиально другим путем осуществляется разгон метаемого тела в ВТУ, разработанном [25] в Институте химической физики им. Н. Н. Семёнова. Схема предлагаемого ВТУ показана на рис. 1.27.

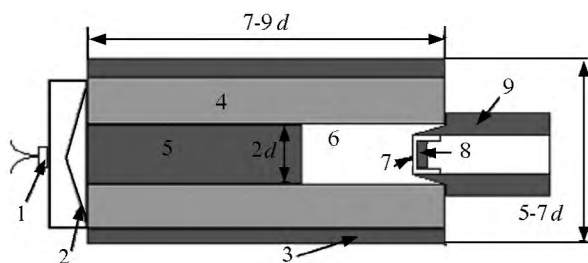


Рис. 1.27. ВТУ с взрывчатым наполнителем: 1 — детонатор; 2 — линза ВВ; 3 — металлическая оболочка; 4 — основной трубчатый заряд; 5 — тяжелое ВВ с наполнителем из металлического порошка; 6 — легкое ВВ; 7 — поддон из пластмассы; 8 — металлический ударник; 9 — стальной ствол

ВТУ состоит из полого цилиндрического заряда мощного ВВ с сердцевинной из составного заряда, в свою очередь состоящего из зарядов «легкого» и «тяжелого» ВВ. Весь заряд в целом инициируется капсюлем-детонатором через дополнительную линзу ВВ. Метаемое тело — металлический диск диаметром d — разгоняется в коротком стальном стволе, конструкция которого обеспечивает погружение диска внутрь легкого ВВ на глубину, при которой маховский диск в легком ВВ еще не разрушается из-за волн разгрузки со свободной поверхности основного трубчатого заряда. Для уменьшения повреждающих воздействий метаемое тело может помещаться в поддон из пластмассы. Можно получить дополнительное увеличение скорости метания, если весь заряд поместить в металлическую оболочку.

Ускоритель работает следующим образом. После подрыва детонатора с помощью линзы ВВ в ВТУ создается плоская детонационная волна. По мере распространения детонационного фронта по трубчатому заряду он обгоняет детонацию в сердцевине и обеспечивает создание в ней стационарной конфигурации конически сходящейся детонационной волны с маховским диском в центре, распространяющейся со скоростью, равной скорости детонации окружающего ВВ. Продукты детонации легкого ВВ, представляющие собой легкий газ, сжатый до высокой плотности в сходящейся волне и дополнительно поджатый ПВ тяжелого ВВ, расширяясь, разгоняют металлический диск, находящийся в стволе.

Результаты проведенных экспериментов по измерению скорости метаемых элементов показали, что дюралевые диски диаметром 8 мм и толщиной 2 мм достигают скорости 8 км/с, а стальные тех же размеров — 7 км/с. Основной трубчатый заряд изготавливался из смеси октогена с тринитротолуолом (64/36), в качестве тяжелого ВВ использовалась смесь октогена с вольфрамовым порошком, а в качестве легкого ВВ — нитрометан.

Выбор ВВ определялся из следующих соображений. Нитрометан — одно из самых высоководородосодержащих ВВ и, кроме того, достаточно доступен для исследований. Составы для трубчатого заряда и тяжелого ВВ выбирались таким образом, чтобы создать в нитрометане устойчивую пересжатую детонацию с маховской конфигурацией при достаточно большом диаметре маховского диска в центре, т. е. чтобы скорость детонации трубчатого ВВ превышала скорость детонации нитрометана, а скорость детонации тяжелого ВВ была близка к детонации нитрометана.

Таким образом, при сравнительно невысоком соотношении массы ВВ в заряде и массы метаемого тела (5×10^2) стальной диск разгоняется до скорости 7 км/с. Дальнейшее повышение скорости метания, по-видимому, возможно при использовании в заряде легкого ВВ веществ с более высоким содержанием водорода и более мощных составов для трубчатого заряда и тяжелого ВВ.

1.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

В электрической пушке источником ускорения ударника является плотная плазма, образующаяся при разряде конденсаторной батареи на тонкий проводник [26] (например, алюминиевая или медная фольга). Вариация запасаемой энергии батареи конденсаторов, толщины ударника и фольги, их площади позволяет в широких пределах изменять скорость ударника от нескольких сотен метров до десятков километров в секунду. Эти устройства удобны для различных исследований: получения нестационарных ударных волн [27], рентгенодифракционной регистрации ударно-сжатых состояний [28], генерирования ударных волн высокой интенсивности [29].

Электрическая пушка может быть рассмотрена как прототип газовой пушки, где взрывающаяся металлическая фольга, изолятор и металлический лайнер последовательно выступают в роли сжатого до высокого давления газа или пороха и снаряда с расположенной в передней его части пластиной-ударником. При ускорении лайнера до высоких скоростей взрывающаяся фольга в электрической пушке действует подобно сверхмощному ВВ. Расчеты с использованием простой модели, основанной на балансе энергии и количества движения, показывают, что конечная скорость лайнера $W_{\text{л}}$ пропорциональна корню квадратному из характеристической удельной энергии $E_{\text{г}}$ и коэффициенту, который является функцией отношения на единицу площади масс лайнера и взрывающейся фольги или ВВ. $E_{\text{г}}$ — это энергия, превращаемая из внутренней энергии фольги или химической энергии ВВ в кинетическую энергию лайнера.

Эксперименты показывают, что $W_{\text{л}}$ в электрической пушке может достигать $3-10W_{\text{л}}$ в системе, где тот же самый лайнер разгоняется ВВ с одинаковым отношением массы на единицу площади. Это означает, что $E_{\text{г}}$ в электрической пушке в 10–100 раз больше, чем в эквивалентном ВВ.

В проведенных по схеме рис. 1.28 экспериментах [29] расширение плазмы при взрыве алюминиевой фольги сообщало танталовому ударнику толщиной 12,7 мкм и диаметром 5,08 мм скорость 16 км/с. Симметричное

движение ударника обеспечивалось специальной, ограничивающей боковое расширение плазмы системой, формирующей плоский передний фронт. При ударе двигающегося с такой скоростью лайнера по танталовой мишени в ней возникает ударная волна с амплитудой 2 ТПа. Чтобы достичь более высоких давлений, предполагается [30] увеличить скорость лайнера. Наиболее реальные способы увеличения скорости лайнера связаны либо с закачкой большей энергии во взрывающуюся фольгу за более короткий период времени, либо с уменьшением общей массы лайнера. Однако чем тоньше металлический лайнер, тем короче длительность устойчивого ударно-сжатого состояния.

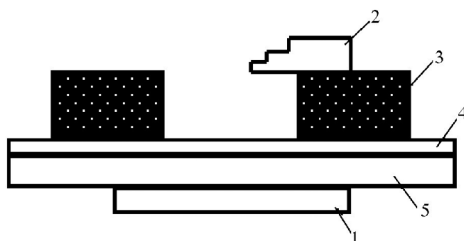


Рис. 1.28. Схема ударно-волновых измерений с использованием электрического взрыва фольги [29]: 1 — взрывающаяся металлическая фольга; 2 — ступенчатая мишень; 3 — ограничительное кольцо; 4 — металлический ударник; 5 — изолирующая прокладка

Еще большие значения скорости (до 40 км/с) при более толстом (1 мм) ударнике планируется получить на рельсотроне [31], представляющем собой две параллельные металлические шины, между которыми движется замыкающий электрическую цепь ударник (рис. 1.29).

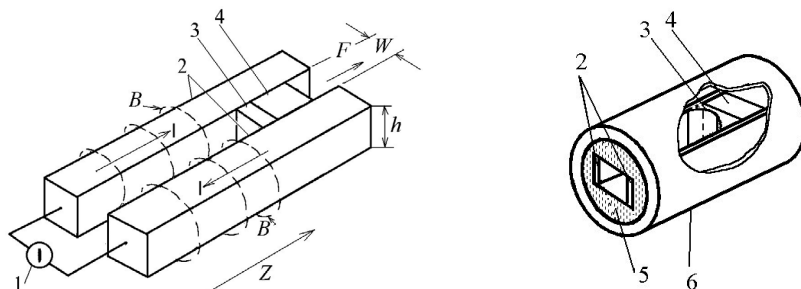


Рис. 1.29. Схематическое изображение рельсотрона: 1 — источник питания; 2 — проводящие рельсы; 3 — изолирующая оболочка конструкции; 4 — ударник; 5 — замыкатель; 6 — ствол

При разряде на систему мощного источника электроэнергии, в качестве которого может использоваться конденсаторная батарея, гомополярный или взрывамагнитный генератор, на ударник начинает действовать ponderomotorная сила, создаваемая протекающим мегаамперным током. В системе предусмотрена тепловая изоляция ударника от возникающей на задней стороне блока электрической дуги и приняты меры для сохранения целостности ударника.

1.4. КОМБИНИРОВАННЫЕ УСКОРИТЕЛИ

К этой группе ускорителей в полной мере могут быть отнесены все типы ЛГУ, однако, учитывая особую важность высокоскоростных ЛГУ, они подробно рассмотрены ранее. Здесь мы остановимся на некоторых наиболее перспективных методах разгона твердых тел с использованием в качестве одного из источников энергии, выделяемой при детонации ВВ. К их числу относится методика разгона до сверхвысоких скоростей с помощью кумулятивного заряда, окружающего металлическую оболочку, заполненную водородом или гелием (кумулятивные пушки) [32]. Принцип действия кумулятивной пушки и последовательные стадии развития процесса поясняются рис. 1.30, 1.31. Заряд мощного ВВ инициируется с одного конца, при этом угол конической схлопывающейся оболочки выбирается таким, чтобы исключить образование металлической кумулятивной струи. Содержащийся в оболочке газ создает высокоскоростную струю, достигающую скорости 40 км/с, которой и разгоняется ударник. Для высокоскоростного разгона твердых тел используются также сверхсильные магнитные поля, создаваемые в магнитокумулятивных генераторах [33].

В МК-генераторе, схема которого приведена на рис. 1.32, по мере распространения детонационной волны в цилиндрическом заряде ВВ происходит почти мгновенное сжатие магнитного поля в замкнутом объеме б. Под действием этого магнитного поля кольцевой алюминиевый ударник 5 массой 2 кг может быть разогнан до очень высоких скоростей. Теоретически в ускорителе, созданном на базе МК-генератора, возможно достижение скорости 100 км/с для ударников массой в несколько граммов.

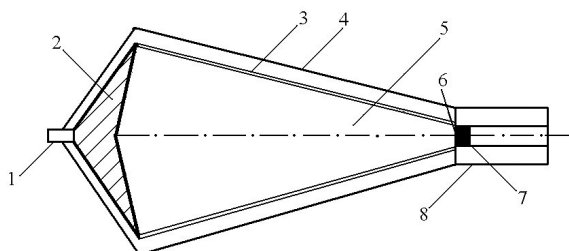


Рис. 1.30. Схема пушки с кумулятивным зарядом и схлопывающейся металлической оболочкой [32]: 1 — детонатор; 2 — вещество, ослабляющее ударную волну; 3 — металлическая оболочка; 4 — мощный ВВ; 5 — газ (обычно водород или гелий); 6 — диафрагма; 7 — ударник; 8 — металлическая труба

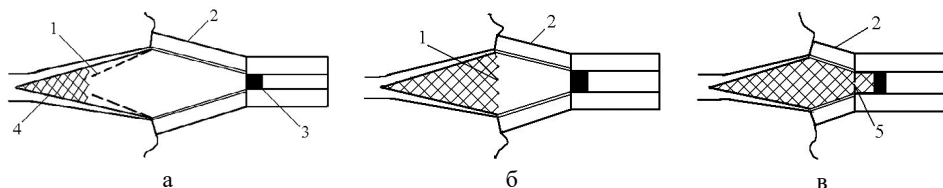


Рис. 1.31. Расположение оболочки через промежутки времени после подрыва: а — t_1 ; б — t_2 ; в — t_3 ; 1 — ударный фронт; 2 — фронт детонации; 3 — ударник; 4 — газ высокой плотности; 5 — разорвавшаяся диафрагма

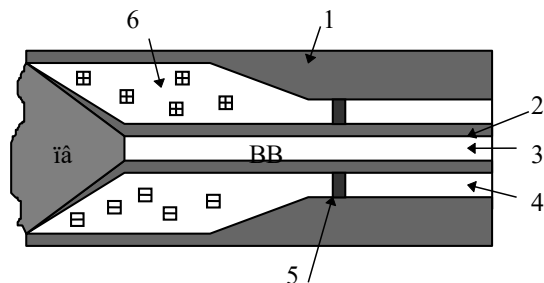


Рис. 1.32. Схема устройства для высокоскоростного метания алюминиевого ударника энергией сжатого магнитного поля: 1 — корпус МК-генератора; 2 — центральная металлическая трубка; 3 — цилиндрический заряд ВВ; 4 — кольцевой зазор (разгонный участок); 5 — кольцевой ударник; 6 — сжатое магнитное поле

1.5. ПРИМЕНЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ УДАРНЫХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Ударные волны в твердых телах могут быть созданы не только приложением к нему внешней импульсной нагрузки, но также быстрым нагревом вещества внешними или внутренними источниками энергии. Быстрый разогрев вещества может быть осуществлен несколькими способами: облучением лазерным и рентгеновским излучением, электронными и ионными пучками и т. д. С макроскопической точки зрения механизм образования напряжений одинаков для всех видов излучения, однако он зависит от концентрации поглощенной энергии. Порогом, отделяющим один механизм от другого, является энергия связи $Q_{\text{св}}$. Рассмотрим механизмы образования волн напряжения и ударных волн в твердых телах при различных концентрациях поглощенной энергии.

При достаточно быстром энерговыделении тело не успевает расширяться, и плотность поглощающей среды не успевает измениться в соответствии с ростом температуры, поэтому давление в ней возрастает. В случае мгновенного выделения энергии в веществе, сохраняющем свою начальную плотность, развиваются давления $P = \Gamma \rho_0 e_T$, где e_T — концентрация поглощенной энергии излучения.

Вследствие инерционности среды и наличия градиента давления среда приходит в движение, и по ней распространяются волны сжатия и расширения. Взаимодействие волн приводит к возникновению в твердом теле как сжимающих, так и растягивающих напряжений, т. е. положительных и отрицательных давлений. Если концентрация поглощенной энергии и соответственно возникающий уровень давлений таковы, что откольных явлений не возникает, то в этом случае в результате циркуляции волн движение сплошной среды носит колебательный характер. Это явление называют тепловым ударом. Явление теплового удара реализуется при воздействии на твердую или жидкую среду лазерного излучения, импульсных потоков заряженных частиц, рентгеновских импульсов длительностью несколько

наносекунд. Метод теплового удара является приоритетным при исследовании явлений, определяющих поведение среды при давлениях более 10 ГПа, температурах до 10^4 К, временах 10^{-6} – 10^{-10} с, диапазоне начальных температур $T_0 \sim 4K \div 0,8T_{пл}$.

Рассмотренные процессы относятся к случаю, когда концентрация поглощенной энергии не превышает энергии связи $Q_{св}$. Иной механизм образования ударных волн реализуется, когда концентрация поглощенной энергии превышает энергию связи $Q_{св}$.

В этом случае взаимодействие мощных потоков излучения с конденсированным веществом характеризуется сложными физическими процессами, связанными с поглощением и рассеянием излучения, переносом энергии электронной теплопроводностью, гидродинамической неустойчивостью сжатой плазмы, длительностью импульса излучения и т. д. Поэтому здесь мы ограничимся примером качественного рассмотрения движения плазмы, поглощающей световой поток большой плотности. Подробная информация о физике взаимодействия лазерного излучения с веществом содержится в обзоре [34] и имеющихся там ссылках.

Пусть поток излучения плотностью $q(t)$ падает на плоскую поверхность твердого тела. В результате испарения и ионизации вблизи поверхности образуется слой плазмы. Оптическая толщина этого слоя будет возрастать до тех пор, пока в плазме не станет поглощаться заметная часть светового потока, что приведет к уменьшению скорости испарения. Плазменный слой начнет расширяться, его плотность будет уменьшаться и внешняя его часть будет становиться прозрачной для падающего излучения. В то же время под действием импульса отдачи со стороны разлетающейся плазмы в твердом теле возникает ударная волна. В результате формируются три области [35], представленные на рис. 1.33, существенно различные по физическим свойствам: 1) сжатое ударной волной твердое тело; 2) сильно поглощающий слой с большими градиентами плотности и температуры; 3) слой разреженной плазмы, практически не поглощающий излучения.

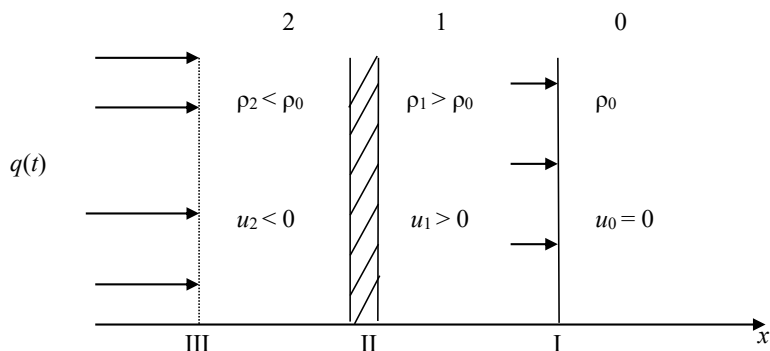


Рис. 1.33. Качественная схема движения среды, поглощающей свет: I — фронт ударной волны; II — поглощающий слой; III — разреженная плазма

Величины, относящиеся к невозмущенному твердому телу, области за фронтом ударной волны и разреженной плазменной струе, отмечены ин-

дексами 0, 1 и 2 соответственно. Плотность и температура среды в области 1 определяются ее УРС и интенсивностью ударной волны.

Из указанных выше видов источников излучения, использующихся для генерации ударных волн в лабораторных условиях, заметное преимущество имеют импульсные лазеры разной мощности и сильноточные ускорители электронных пучков. Поэтому более подробно остановимся на их возможностях для создания мощных ударных волн и общих требованиях к мишеням и средствам диагностики.

Одна из главных целей создания мощных импульсных лазеров, способных генерировать импульсы света с энергией до 10^4 Дж, мощностью в десятки тераватт, заключалась в их использовании для управляемого термоядерного синтеза. При фокусировании таких импульсов света на малые поверхности ($\sim 10^{-4}$ см²) достигается высокая концентрация энергии. Вкладываемые в мишени удельные мощности, достигнутые в настоящее время, составляют 10^{14} – 10^{17} Вт/см² и, по-видимому, в ближайшее время могут быть доведены до 10^{21} Вт/см² [36]. Анализ гидродинамических расчетов ударных волн, возникающих при воздействии таких лазерных систем на разные материалы, показал реальную возможность получения давлений в металлах в терапаскальном диапазоне. Проведенные эксперименты по лазерной генерации мощных ударных волн подтвердили результаты расчетов и перспективность использования лазеров в исследованиях свойств вещества при высоких давлениях и температурах. Однако измерение параметров сжатого лазерным излучением вещества в указанном диапазоне давлений оказывается чрезвычайно сложной технической задачей.

К настоящему времени большая часть лазерных экспериментов выполнена с использованием плоских квазистационарных волн в постановке, налагающей определенные ограничения на параметры мишени и лазерного импульса. Высокие динамические давления создаются импульсами излучения с нано- и субнаносекундной длительностью, поэтому все измерения нужно проводить в очень тонких мишенях, толщина которых не превышает нескольких десятков микрометров. В опытах по исследованию УРС динамическими методами одним из измеряемых параметров является скорость ударной волны в исследуемом образце. Проведенные в [34] оценки показывают, что при толщинах образца 20–50 мкм и скоростях ударной волны 20–50 км/с характерное время эксперимента оказывается порядка 1 нс. Поэтому для регистрации физических процессов здесь используется аппаратура, основанная на оптических методах, временное разрешение которой ~ 10 пс.

На рис. 1.34 приведена типичная схема [37, 38] опыта по измерению скорости ударной волны в образце, облучаемом лазером. Обычно в такую схему входят источник лазерного излучения, система фокусировки, ступенчатый образец, скоростная щелевая камера и фотопленка.

Размеры мишени выбираются такими, чтобы удовлетворять нескольким критериям. Диаметр лазерного фокального пятна должен быть достаточно малым, чтобы обеспечить требуемую высокую плотность энергии. С другой стороны, он должен быть много больше толщины мишени l , чтобы обеспечить плоскую ударную волну. Поскольку после импульсного воздействия

в мишень распространяется волна разрежения, которая догоняет и ослабляет ударную волну, l выбирают так, чтобы удовлетворить условию $l \leq D\tau$, где τ — длина импульса. Однако l должно быть больше длины пробега нетепловых электронов, чтобы обеспечить условие, при котором противоположная сторона мишени была бы не сильно нагретой. Обычно в опытах с сильными ударными волнами и давлениями на фронте 0,1–2,0 ТПа диаметр фокального пятна составляет 300–700 мкм (малые размеры фокального пятна нежелательны, поскольку ударные волны в этом случае быстро затухают и вырождаются в сферические), диаметр мишени ~ 1 мм при общей толщине 20–40 мкм.

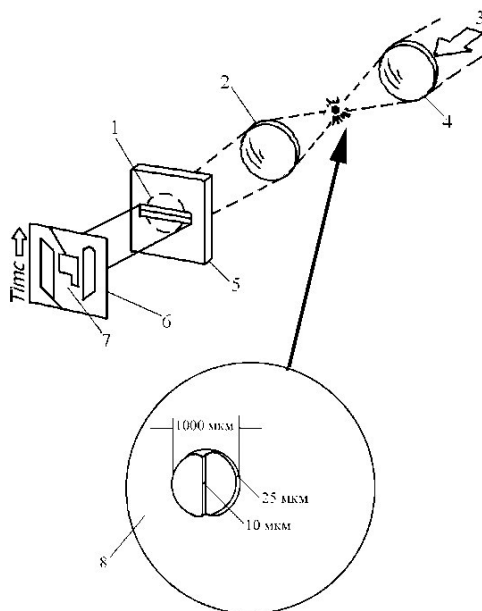


Рис. 1.34. Схема опыта по лазерной генерации ударных волн [35, 36]: 1 — изображение щели; 2 — скоростная камера; 3 — излучение лазера; 4 — система фокусировки; 5 — щель камеры; 6 — фотопленка; 7 — регистрируемое изображение; 8 — ступенчатая мишень

Чтобы обеспечить точность измерения скорости ударной волны на уровне 2–3% (такая точность пока не достигнута), необходимая точность изготовления и измерения баз мишеней должна быть равной $\sim 0,1$ мкм. Таким образом, для экспериментов с ударными волнами, генерируемыми лазерным излучением, необходима совершенная технология изготовления и контроля характеристик плоских микромишеней. Для изготовления таких мишеней применяются методы ионной бомбардировки и осаждения металлов из газовой фазы, что позволяет получать ступени с неплоскостью поверхности $\leq 0,1$ мкм. Для измерения размеров мишеней применяются методы оптической, электронной и интерференционной микроскопии.

Спектр давлений в ударных волнах, генерируемых лазерными установками различной мощности, довольно обширен и охватывает диапазон

от нескольких до более тысячи ГПа [34], что превышает значения, доступные для легкогазовых пушек и традиционных устройств с использованием ВВ.

Рассмотрим далее реакцию металлов на быстрый разогрев релятивистским электронным пучком (РЭП). Электроны с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт, падающие на металлические мишени, поглощаются в области, имеющей макроскопические размеры. Толщина характерной зоны поглощения составляет несколько десятых долей миллиметра. Взаимодействие электронных пучков малой длительности с веществом по этой причине приводит к быстрому разогреву вещества в области поглощения энергии. Возникающее при этом движение сплошной среды качественно подобно движению среды при облучении материалов излучением лазерным светом. Техника современных импульсных сильноточных ускорителей РЭП позволяет получать в фокальном пятне на аноде при самофокусировке пучка плотность мощности, превышающую 10^{12} Вт/см² [39]. Выделение энергии в тонком слое анода, определяемом глубиной проникновения электронов в материал анода, за время импульса ($\tau \leq 10^{-7}$ с) при указанной выше плотности мощности приводит к тепловому взрыву поверхности анода. Пары вещества, разлетающиеся с большими скоростями, несут значительный импульс, приводящий к возникновению, как уже отмечалось ранее, в исследуемом веществе сильных ударных волн, вызывающих появление кратера и структурные изменения вещества анода.

В качестве примера на рис. 1.35 приведена схема опыта [39] по исследованию затухания ударных волн, возбуждаемых с помощью сильноточного РЭП, в металлах.

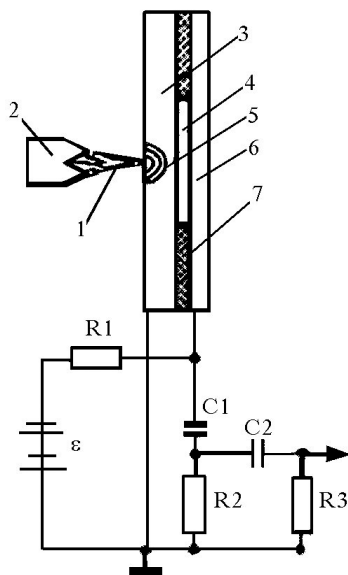


Рис. 1.35. Схема опыта [37] по измерению скорости ударной волны в металлах, возбуждаемой с помощью РЭП: 1 — РЭП; 2 — катод; 3 — анод; 4 — зазор; 5 — фронт ударной волны; 6 — металлическая пластина; 7 — диэлектрическая прокладка

Сильноточный РЭП эмитируется катодом и попадает в металлический анод. При взаимодействии РЭП с анодом возбуждается ударная волна, которая распространяется в глубь анода. После выхода ударной волны на внешнюю сторону анода поверхность последнего начинает перемещаться с удвоенной массовой скоростью ударной волны и замыкает зазор между анодом и металлической пластиной.

При этом на входном сопротивлении осциллографа появляется импульс напряжения за счет разрядки емкости через сопротивление. Не вдаваясь в подробности эксперимента, отметим, что с помощью РЭП удастся моделировать многие явления.

Кроме того, импульсные РЭП с успехом применяются в исследованиях кинетики разрушения металлов в режиме импульсного объемного разогрева [40].

1.6. УСТРОЙСТВА ДЛЯ СОХРАНЕНИЯ УДАРНО-СЖАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при действии ударных волн во многих конденсированных веществах наблюдаются различные химические и физико-химические превращения. Возникновение новых фаз нарушает монотонный ход кривых ударного сжатия. О наличии фазовых превращений в процессе ударных переходов можно судить по изломам экспериментальных зависимостей в P - V - или D - u -координатах (см. главы 4 и 5). Кроме полиморфных превращений на ударных адиабатах могут отражаться изломами такие явления, как плавление, наиболее ярко проявляющееся у прозрачных материалов в T - P -координатах, а также пластические течения при переходе от одноосного упругого сжатия к объемному сжатию.

Обнаружение изломов на ударных адиабатах позволяет определять параметры ударных волн, при которых происходит превращение, однако этого недостаточно для ответа на вопросы: какое превращение испытывает вещество, является ли превращение обратимым или необратимым, какова доля вещества, претерпевшая превращение, и т. п. Ответить на поставленные вопросы можно лишь при условии сохранения образца, подвергнутого действию ударных волн, для его изучения традиционными физико-химическими методами. Изучение физико-химических превращений веществ, помещенных в металлические контейнеры и сохраненных после ударного нагружения для анализа происшедших изменений, составляет основное содержание химии ударного сжатия [41–43]. Это направление в науке получило широкое развитие в связи с практическим осуществлением синтеза новых материалов, в том числе с получением сверхтвердых материалов, образцов алмазов и кубического нитрида бора, упрочнением металлов, прессованием порошков, сваркой металлов взрывом и т. п.

Для осуществления физико-химических превращений в условиях динамического сжатия конденсированных веществ и проведения последующего анализа разработан комплекс устройств для сохранения образцов при различном характере их нагружения. Сложность сохранения образ-

цов после ударного сжатия, особенно при высоких давлениях (100 ГПа и выше), обусловлена образованием в любом устройстве волн разрежения, вследствие которых появляются растягивающие напряжения, приводящие к разрыву металлических контейнеров или ампул и разрушению исследуемых образцов. Поэтому при конструировании взрывных устройств основная задача состоит в том, чтобы расположить сохраняемые образцы в таких областях рабочего объема, в которых возникающие при взаимодействии волн разрежения растягивающие усилия были бы минимальны. Рассмотрим наиболее типичные схемы нагружения ампул сохранения с помощью ВВ.

1.6.1. Плоское динамическое нагружение

Различные варианты конструкций для сохранения веществ после ударного сжатия с использованием плосковолнового нагружения [43–45] по существу сводятся к двум схемам, представленным на рис. 1.36.

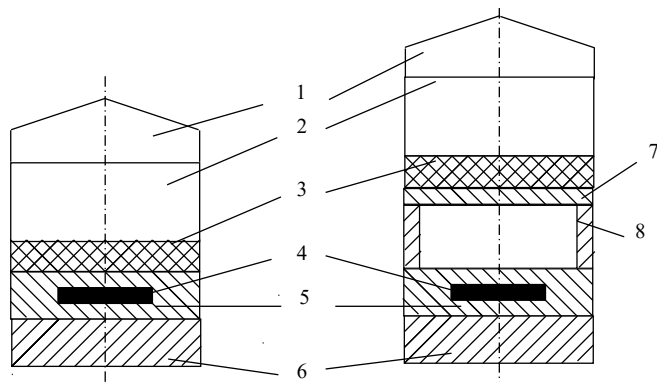


Рис. 1.36. Схемы устройств [43] для плоского ударно-волнового нагружения образцов в ампулах сохранения: 1 — генератор плоской детонационной волны; 2 — заряд ВВ; 3 — демпфирующая прокладка; 4 — ампула; 5 — исследуемое вещество; 6 — металлическая подложка; 7 — ударник; 8 — кольцо

В первой схеме ударные волны в ампуле и образце генерируются плоской волной детонации заряда ВВ, находящегося в контакте с ампулой, в другой — ударные волны создаются ударом металлического ударника, разогнанного продуктами детонации. При этом вторая схема предпочтительнее, поскольку удар пластины генерирует ударную волну прямоугольного профиля. Изменение толщины ударника дает возможность варьировать время пребывания исследуемого вещества в фазе сжатия.

Амплитуды ударных волн варьируются за счет изменения толщины зарядов ВВ, ударников и демпфирующих прокладок и могут охватывать интервал от 1 до 150 ГПа [44, 45]. Выравнивание давлений в исследуемом веществе и ампуле осуществляется за счет многократных отражений ударной волны от дна и крышки ампулы, которую обычно изготавливают из прочного материала с большой динамической жесткостью.

Повышение давления во фронте ударной волны взаимосвязано с повышением температуры, что ограничивает возможность получения достаточно высоких давлений без сопутствующего сильного разогрева вещества. Ударное сжатие предварительно охлажденного вещества также не приводит к заметному снижению температуры. Поэтому область P - T -диаграммы, непосредственно примыкающая к оси P , принципиально недоступна в экспериментах с ударными волнами. Однако реализация состояний в области давлений до 100 ГПа и небольших разогревов важна для исследования металлизации диэлектриков, включая конденсированные газы, предотвращения отжига образовавшихся фаз высокого давления и разложения образовавшихся новых химических соединений. Для получения заданных термодинамических условий при динамическом нагружении конденсированных веществ в плоской геометрии разработаны [44] методы изэнтропизации ударного сжатия, позволяющие существенно уменьшить тепловые составляющие давления и энергии.

В соответствии с теорией ударных волн ослабление разогрева вещества при ударном сжатии возможно путем ступенчатого сжатия образца серий последовательно воздействующих ударных волн с меньшими амплитудами. При одинаковом конечном давлении в случае ступенчатого сжатия снижается конечная температура и увеличивается степень сжатия вещества, в результате чего состояния, соответствующие многократным ударным сжатиям, приближаются к состояниям на кривой холодного сжатия $P_x(V)$.

На рис. 1.37 приведены наиболее просто реализуемые схемы экспериментов для сжатия образца путем а) прохождения ударной волны через слой с различной жесткостью и б) сжатия, получаемого за счет последовательных ударов по мишени с образцом плоских ударников из материалов с увеличивающейся динамической жесткостью, разобобщенных во время их движения к мишени. Сжатие вещества, осущестляемое в таких системах нагружения, отнесено в [44] к динамическому изэнтропическому сжатию (ДИС). Реальная картина сжатия при нагружении вещества по схеме рис. 1.37 б усложняется вследствие взаимодействия ударников после отражения от мишени и возможных откольных явлений. Поэтому для получения действительной картины нагружения целесообразно регистрировать профили волн сжатия манганиновыми или другими датчиками давлений. Принцип действия схемы рис. 1.37 б поясняет приведенная на рис. 1.38 P - u -диаграмма. После детонации заряда ВВ по системе ударников (предположим, что они изготовлены из меди, алюминия и плексигласа) распространяется ударная волна. При выходе ударной волны на свободную поверхность плексигласа в результате распада произвольного разрыва пластина полетит со скоростью, близкой к удвоенной массовой скорости на фронте ударной волны. Ударники из алюминия и меди будут иметь меньшие скорости. Дальнейшее нагружение мишени с образцом осуществляется последовательными ударами пластин, причем конечное давление будет определяться ударом медной пластины, толщина которой должна быть больше суммарной толщины пластин из алюминия и плексигласа.

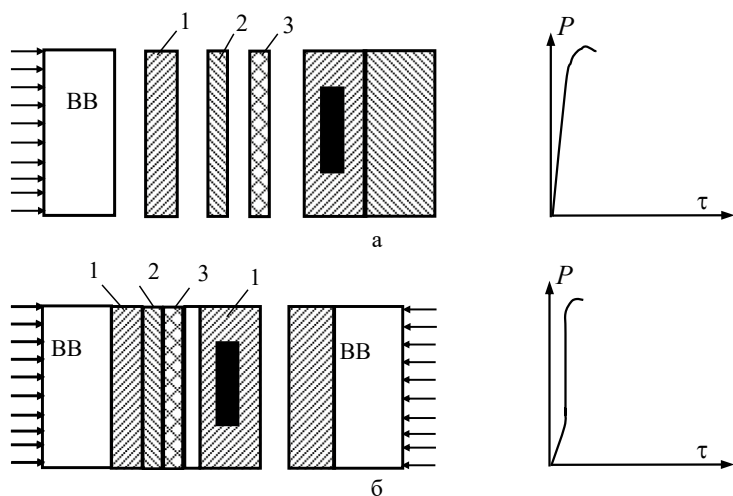


Рис. 1.37. Схемы устройств [44]: а — для динамического и квазиэнтропического сжатия; б — последовательного сжатия вещества изэнтропической, а затем ударной волной; трехслойный ударник составлен из пластин меди (1), алюминия (2) и плексигласа (3). Справа показаны профили давлений в образцах со временем в период нагружения

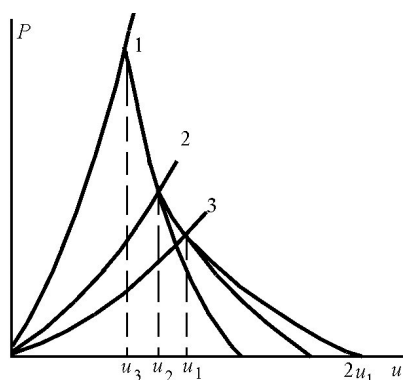


Рис. 1.38. Ударные адиабаты и изэнтропы расширения меди (1), алюминия (2) и плексигласа (3)

1.6.2. Цилиндрическая схема нагружения

С небольшими модификациями варианты цилиндрических нагружающих устройств приводятся во многих работах [41, 43–45]. Нагружение исследуемого вещества по цилиндрической схеме, представленной на рис. 1.39, осуществляется с помощью скользящей детонационной волны, создаваемой при взрыве ВВ, внутри которого помещается цилиндрическая ампула с веществом. Скользящая по цилиндру детонационная волна возбуждает в нем и исследуемом веществе сходящуюся конусообразную ударную волну.

Экспериментально показано [46], что эта волна преобразуется в трехударную конфигурацию и распространяется на стационарном участке со скоростью, равной скорости используемого ВВ. Центральную часть трехударной конфигурации занимает головная волна, называемая волной

Маха. Между диаметром маховой волны и диаметром образца существует [47] линейная зависимость. Следует отметить, что в центральной части ампулы исследуемое вещество испытывает однократное ударное сжатие маховой волной, а у стенок ампулы — двукратное сжатие за счет падающей и отраженной ударных волн.

Проведенные газодинамические расчеты [48] схождения косых конических ударных волн для нагружающего устройства, представленного на рис. 1.39, подтвердили формирование волны стационарной трехударной конфигурации. Интенсивность трехударной волны можно варьировать использованием ВВ разных составов, а также зарядов ВВ различной плотности.

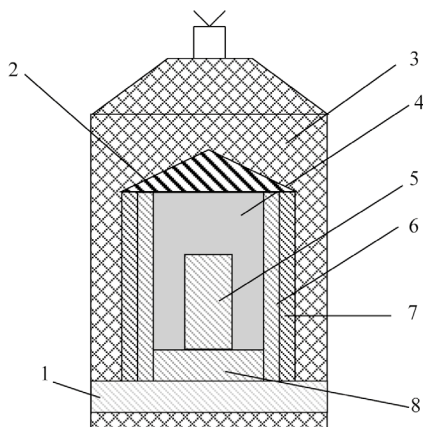


Рис. 1.39. Схема сжатия вещества в цилиндрической ампуле [45]: 1 — подложка; 2 — линза для формирования косої ударной волны; 3 — заряд ВВ, инициируемый генератором плоской детонационной волны; 4 — стакан; 5 — исследуемый образец; 6, 7 — цилиндрические прокладки; 8 — заглушка

Исследования образцов, нагружаемых в цилиндрических ампулах сохранения, выявили [48] характерную особенность, связанную с тем, что, начиная с некоторой интенсивности трехударной волны, в образце образуется проплавленный осевой канал, в то время как при меньшем давлении канал не образуется. В сечении образца отчетливо виден след, соответствующий поперечному размеру зоны распространения трехударной волны, сопровождающийся структурными изменениями материала.

Диаметр проплавленного отверстия несколько меньше диаметра следа трехударной волны, что связано с неоднородностью распределения давления в конической волне Маха.

Экспериментально полученная связь скорости распространения волны трехударной конфигурации со скоростью детонации используемого заряда ВВ дает возможность без специальных прямых измерений по известной ударной адиабате исследуемого вещества определить развиваемые в нем давления. Так, если использовать ВВ, скорость детонации которого ~ 8000 м/с, то в металлах, по плотности близких к вольфраму, можно получить давление ~ 500 ГПа, а в органических веществах типа плексигласа ~ 35 ГПа.

Возможность получения очень высоких давлений, температур и макропластических деформаций образцов в цилиндрических ампулах сохранения дает значительный положительный эффект в осуществлении многих физико-химических процессов. Однако эти условия и сложная картина волновых процессов в исследуемых образцах ограничивают возможности изучения закономерностей поведения веществ при динамическом сжатии, класс которых ограничен в основном металлами и тугоплавкими соединениями [44].

1.6.3. Сферическое обжатие ампул сохранения

В [49] приведены результаты экспериментальных исследований структурных изменений в образцах нескольких металлов и сплавов, сохраненных после нагружения сферически сходящимися ударными волнами. Образцы исследуемых материалов, представляющие собой цилиндры диаметром 10 мм и высотой 6 мм, устанавливались в медное ядро радиусом 30 мм на глубине 15–18 мм от его наружной поверхности диаметрально с двух сторон. Плавное нарастание амплитуды давлений в ядре обеспечивалось системой из чередующихся легких (плексиглас, пенополистирол) и тяжелых (свинец, сталь) слоев. Один из слоев состоял из ВВ, подрыв которого по поверхности в ряде точек осуществлялся искровыми детонаторами. Сохранность ампулы с образцами, роль которой играло медное ядро, обеспечивалась благодаря наличию в системе внешней стальной и внутренней свинцовой оболочек.

Обжатая ампула, расширяясь при разгрузке, тормозилась медленно отлетающей внутренней оболочкой и сохранялась в экспериментах. Максимальное расчетное давление на поверхности ядра 100 ГПа, в местах установления образцов — 400 ГПа.

Следует отметить, что в системах со сходящимися ударными волнами можно значительно увеличить длительность действия импульса давления по сравнению с другими системами.

1.7. УСТАНОВКИ И УСТРОЙСТВА ДЛЯ ИЗЭНТРОПИЧЕСКОГО И КВАЗИИЗЭНТРОПИЧЕСКОГО СЖАТИЯ ВЕЩЕСТВ

В последнее время в научно-исследовательских лабораториях мира интенсивно развивается метод ускорения ударника (лайнера) магнитным полем. Ускорение лайнера реализуется под действием силы Лоренца, возникающей при взаимодействии протекающего по нему тока с генерируемым магнитным полем. Для реализации скоростей лайнера-ударника в диапазоне 0,1–10 и более км/с необходимо создать токи мегаамперного уровня, что требует наличия мощных источников энергии.

Наиболее распространенными источниками электромагнитной энергии являются конденсаторные батареи (КБ). Такие батареи построены в США, Китае, России и широко используются в физике, технике и промышленности. В США с целью проведения научных и прикладных исследований на основе использования КБ в качестве основного накопителя энергии построены крупные энергетические установки.

В Лос-Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ):

- установка PEGASUS-II с запасенной энергией в КБ $E = 4,3$ МДж, импульс тока с амплитудой $I = 6\text{--}12$ МА и временем нарастания $\tau = 6\text{--}12$ мкс;
- установка ATLAS с энергозапасом КБ $E = 25$ МДж (I до 30 МА, $\tau = 4\text{--}5$ мкс);
- установка PHELIX с энергозапасом КБ $E = 1$ МДж (I до 10 МА, $\tau = 3\text{--}5$ мкс).

В военно-воздушной лаборатории Филлипа в г. Альбукерк функционирует установка SHIVASTAR ($E = 9,4$ МДж, $I = 12\text{--}20$ МА, $\tau = 6\text{--}12$ мкс). В Сандийских национальных лабораториях (СНЛ) эксплуатируются установка САТУРН ($E = 5,4$ МДж, $I = 10\text{--}12$ МА, $\tau \approx 100$ нс) и установка Z с рекордными на данный момент параметрами — энергозапасом $E = 28$ МДж при токе I до 25 МА со временем нарастания $\tau \approx 100$ нс.

В Китае введена в эксплуатацию установка PTS с энергозапасом $E = 8$ МДж при токе I до 10 МА со временем нарастания $\tau \approx 100$ нс.

В России стационарные установки по энергетике и пиковой мощности значительно отстают от мирового уровня: в настоящее время эксплуатируются установки АНГАРА-5-1 и С-300, обеспечивающие максимальный ток в лайнерной нагрузке не более 5 МА.

Принцип использования сверхсильных магнитных полей для разгона лайнеров применительно к исследованиям свойств вещества в условиях экстремальных температур и давлений рассмотрим на примере Z-машины Сандийских национальных лабораторий и магнито-кумулятивного генератора ВНИИЭФ МК-1.

1.7.1. Z-машина

В литературе Z-машину, принадлежащую Сандийским национальным лабораториям (СНЛ), называют также Z-ускорителем или Z-пинчем. Установка располагается в городе Альбукерке, штат Нью-Мексико, США. Название «Z-машина» обусловлено, во-первых, вертикальным направлением излучения (ось аппликата OZ), а во-вторых, вертикальным приводом. Установка создана для управляемого термоядерного синтеза и моделирования поражающего действия ядерных взрывов.

Z-машина представляет собой цилиндр диаметром 32 м и высотой 6 м в окружении 36 радиальных тонких вольфрамовых электрических проводников более 1 м в диаметре. Часть установки и фото одного из опытов показаны на рис. 1.40.

Установка представляет собой низкоиндукционный импульсный энергетический генератор, способный накапливать ~ 22 МДж электрической энергии. В конфигурации, используемой в экспериментах по исследованию динамических и термодинамических свойств веществ, в машине используется комбинация быстрых коммутаторов и передаточных линий, что позволяет получать в центре установки токи ~ 22 МА в токовом импульсе длительностью $\sim 300\text{--}800$ нс в режиме короткозамкнутой нагрузки. Этот импульс в режиме короткого замыкания генерирует переменное магнитное поле в анод-катодном зазоре.

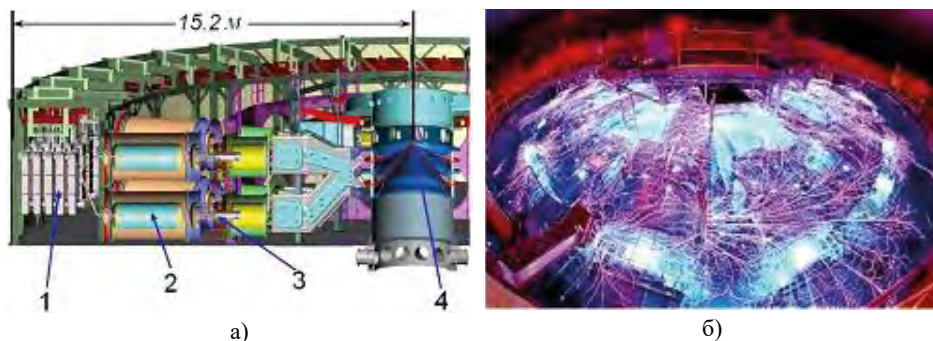


Рис. 1.40. Установка для создания управляемого термоядерного синтеза и моделирования поражающего действия ядерных взрывов (Z-машина). а) 1 — Магх-генератор; 2 — промежуточный генератор; 3 — лайнер; 4 — газовый переключатель, запускаемый лазером; б) фото одного из опытов

В геометрии Z-пинча установка используется для генерации ударных волн интенсивным рентгеновским излучением и электромагнитного разгона тонких металлических лайнеров до скоростей 20 км/с [50]. При этом, управляя параметрами тока, имеется возможность, помимо ударного сжатия, осуществлять «мягкое» безударное сжатие мишеней. При наибольших значениях токов ~ 26 МА, магнитных полях ~ 10 МГс можно достичь магнитных давлений ~ 1000 ГПа [51].

Схемы электродинамического разгона металлических лайнеров на установке Сандийской лаборатории в плоской и цилиндрической геометриях представлены на рис. 1.41 и рис. 1.42.



Рис. 1.41. Схема ускорения лайнера магнитным давлением, генерируемым током плотностью J от Z-ускорителя, направленного вверх в слое, расположенном далеко слева, который генерирует магнитное поле B в плоскости рисунка. Каркас лайнера является анодом Z-ускорителя, с которым лайнер (ударник) находится в контакте, и ускоряется в правую сторону. Ширина пролетного промежутка 3–4 мм

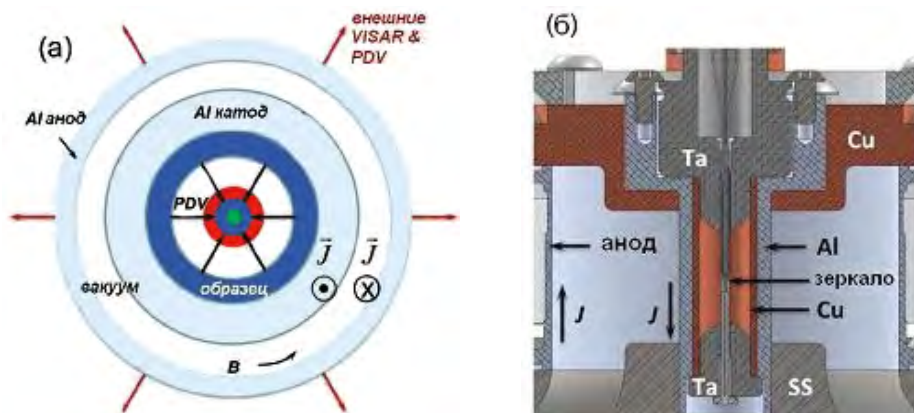


Рис. 1.42. Схема эксперимента по магнитному обжатию вещества в цилиндрической геометрии. а) Поперечное сечение цилиндрической геометрии квазиизэнтропического обжатия вещества в r - θ -плоскости (не в масштабе). Внутренние PDV-волокна помещены в трубку, изготовленную из пластины (обозначена красным цветом); они измеряют скорость свободной поверхности образца (синий цвет). Прямые черные (красные) стрелки показывают направление движения лайнера (анода) и указывают азимутальное расположение датчиков скорости; б) Схема экспериментального нагружения медного образца. Детали из Ta служат для предотвращения разрушения внутренних PDV-датчиков боковыми волнами

1.7.2. Магнитокумулятивный генератор ВНИИЭФ МК-1

Принцип работы взрывомагнитного генератора сверхсильных магнитных полей, названного А. Д. Сахаровым МК-1 [33], заключается в следующем. В полости цилиндрической металлической оболочки отдельным устройством создается начальный поток аксиального магнитного поля. В окружающей оболочку кольцевом заряде ВВ сходящаяся детонационная волна инициируется так, что может выйти на внешнюю границу оболочки в момент максимума начального магнитного поля. При быстром сжатии поток в полости сохраняется, магнитное поле на оси оболочки растет при этом обратно пропорционально квадрату радиуса оболочки, достигая мегагауссных значений. Таким образом, химическая энергия ВВ преобразуется в энергию магнитного поля через кинетическую энергию оболочки.

Сжатие вещества давлением сверхсильного магнитного поля рассмотрим на примере установки, используемой в экспериментах по изэнтропическому сжатию конденсированного дейтерия [52, 53]. Она содержит устройство сжатия, рентгенографический комплекс, элементы электроизмерительных схем, устройства подрыва и синхронизации, а в качестве источников питания конденсаторные батареи. Рентгенографический комплекс, в свою очередь, включает в себя бетатрон, генерирующий импульсы рентгеновского излучения, и регистратор рентгеновских изображений.

Основными элементами устройства сжатия являются: двухкаскадный магнитокумулятивный генератор МК-1, цилиндрическая камера сжатия, криогенное устройство.

Эскиз устройства показан на рис. 1.43.

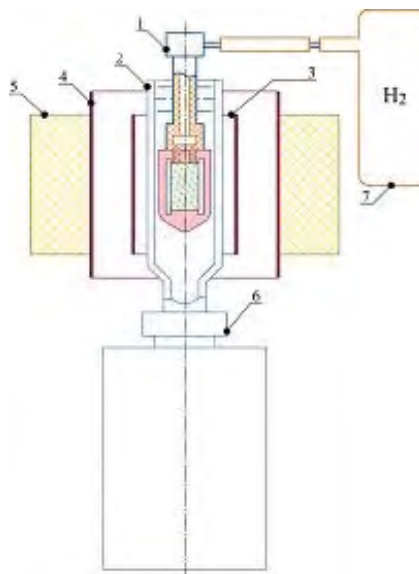


Рис. 1.43. Эскиз устройства сжатия: 1 — криоконтейнер с камерой сжатия, 2 — криопровод, 3 — второй каскад генератора, 4 — соленоид начального поля генератора, 5 — кольцевой заряд ВВ, 6 — криососуд для хранения хладагента, 7 — газгольдер

Магнитокумулятивный генератор сверхсильного магнитного поля в данном случае используется как генератор высокого давления и включает в себя мощную конденсаторную батарею в качестве источника запитки, коммутрующие элементы, кольцевой заряд взрывчатого вещества (ВВ) и два токонесущих цилиндрических лайнера, осуществляющих компрессию магнитного потока, — соленоид начального магнитного поля (он же — первый каскад генератора) и второй каскад, который становится проводящим после удара по нему первым каскадом.

Камера сжатия образована толстостенной медной трубкой и массивными торцевыми заглушками, изготовленными из сплавов ВММ или ВМЖ на основе вольфрама. В ней коаксиально располагаются слои исследуемого и эталонного вещества, отделенные друг от друга и от трубки контрастирующими оболочками. Камера размещается коаксиально с генератором таким образом, что ее центр совпадает с центром области однородности магнитного поля, создаваемого генератором. Через припаянную к камере стальную трубку осуществляется напуск в камеру исследуемого газа. Под действием созданного в криососуде небольшого избыточного давления гелий поднимается вверх по криопроводу, а его низкотемпературные пары, а далее и он сам, постепенно охлаждают камеру сжатия. Заполняющий ее газообразный изотоп водорода переходит сначала в жидкое, а затем и в кристаллическое состояние.

Процесс компрессии осуществляется следующим образом. При разряде конденсаторной батареи на соленоид генератора в зазоре между соленоидом и обжимающей трубкой камеры сжатия создается синусоидальный по времени магнитный поток, как это показано на рис. 1.44.

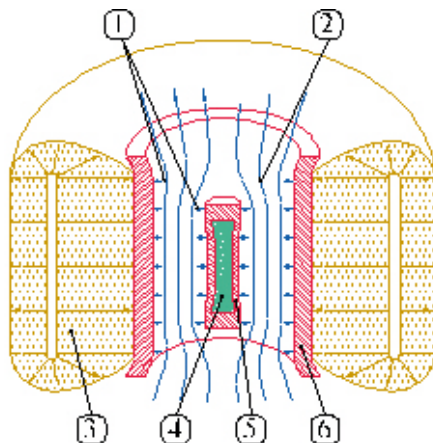


Рис. 1.44. Схема компрессии магнитного потока в МК-генераторе: 1 — силы магнитного давления, 2 — магнитное поле, 3 — продукты взрыва, 4 — сжимаемые образцы, 5 — камера сжатия, 6 — соленоид

Магнитное поле в зазоре направлено при этом вдоль оси генератора. Изменение магнитного поля в зазоре во время запитки регистрируется индукционными датчиками, размещенными в полости генератора на внешней трубе криопровода. Момент инициирования кольцевого заряда подобран с таким расчетом, чтобы сформировавшийся после детонации ударно-волновой фронт вышел на внутреннюю поверхность соленоида в тот момент, когда поле генератора достигает значения B_0 , близкого к амплитудному. Оно называется начальным полем генератора. В результате взрыва заряда первый каскад генератора приобретает значительную кинетическую энергию, что приводит к имплозии токонесущей оболочки. Второй каскад генератора необходим для поддержания симметрии схлопывания токонесущей оболочки. Так как имплозия протекает достаточно быстро (< 20 мкс), то большая часть захваченного токонесущим каскадом магнитного потока сохраняется. В результате поле в полости усиливается до мегагауссовых значений, создавая на внешней поверхности обжимающей трубки однородное магнитное давление $B^2/8\pi$. Под его действием трубка схлопывается и плавно, без образования ударных волн, обжимает расположенные внутри нее вещества до мегабарных давлений.

При проведении опыта в выбранный момент процесса сжатия производится рентгенографирование центральной части экспериментального устройства. В результате обработки полученного на рентгеновском снимке изображения, представленного на рис. 1.45, определяются поперечные размеры, а следовательно, и сжатие как исследуемого, так и эталонного образца.

Зная сжатие и начальную плотность образца, легко определить его плотность в момент рентгенографирования. За начальную принимается плотность, которая соответствует атмосферному давлению и температуре охлажденного образца. По плотности эталона, с помощью его известной изэнтропы, можно определить давление в камере сжатия. В качестве

эталона лучше всего подходит алюминий, для которого по результатам статических и ударно-волновых экспериментов накоплен и обработан обширный статистический материал, охватывающий требуемый интервал давлений.

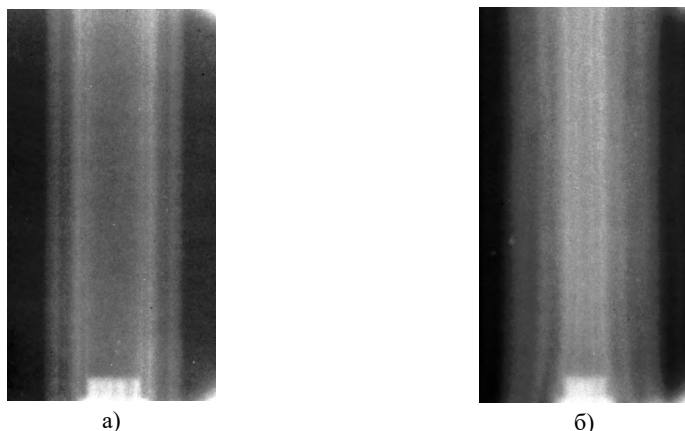


Рис. 1.45. Экспериментальные рентгенограммы одного из опытов с дейтерием: а — предварительный снимок (образцы в начальном состоянии), б — в момент сжатия (соответствует давлению ~ 400 ГПа)

Для того чтобы определять по рентгеновскому снимку размеры сжатых образцов с приемлемой точностью, на границах, отделяющих образцы друг от друга и от обжимающей трубки, располагается тонкий слой из высокоплотного материала. В его состав входят вещества с большим порядковым номером в таблице Менделеева. В качестве такого материала использовался сплав ВМ-3-2, содержащий 95% W, 3% Ni и 2% Cu. Точность определения плотности исследуемых образцов находится на уровне 2–8%, а давлений 15–20%.

Выбор оптимальной геометрии камеры сжатия и начального поля МК-генератора проводится на основе программного комплекса, традиционно используемого во ВНИИЭФ для моделирования работы устройств на основе МК-генераторов и включающего в себя одномерный лагранжев МГД-код и библиотеку широкодиапазонных определяющих соотношений, в которые входят уравнения состояния, законы проводимости, механические характеристики.

1.7.3. Квазиизэнтропическое сжатие газов в цилиндрических и сферических устройствах

Во ВНИИЭФ успешно ведутся исследования квазиизэнтропической сжимаемости газообразных водорода и его изотопа дейтерия в области давлений выше 50 ГПа. Для достижения таких давлений газ предварительно сжимают до ~ 25 МПа в устройствах цилиндрической и сферической геометрии. Схема одного из цилиндрических устройств приведена на рис. 1.46.

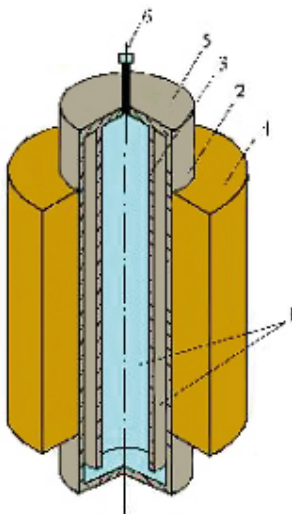


Рис. 1.46. Экспериментальное устройство для исследования сжимаемости газообразного дейтерия: 1 — газообразный дейтерий; 2 — внешняя оболочка; 3 — внутренняя оболочка; 4 — ВВ; 5 — фланец; 6 — трубка для подачи газа

Сжатие дейтерия в нем осуществляется стальными цилиндрическими оболочками 2 и 3, сходящимися к центру под действием ПВ цилиндрического ВВ 4, подрыв которого осуществляется с помощью специальной фокусирующей системы. Сжатие газа во внутренней полости происходит через слой газообразного дейтерия, тем самым защищая полость от прямого воздействия ВВ на материал оболочки 3 и исключая выброс частиц металла в нее. С помощью двух независимо работающих источников жесткого γ -излучения [55] со скрещенными под углом 135° пучками (рис. 1.47 а) определяют временную траекторию движения стальной оболочки и фиксируют минимальный радиус, до которого был сжат газ.

В серии последовательных экспериментов определяется $R(t)$ -диаграмма движения оболочки 5 и оценивается размер полости в момент максимального сжатия газа (момент «остановки»). В предположении сохранения массы обжатого дейтерия его средняя плотность для цилиндрического устройства определяется из выражения: $\rho = \rho_0 (R_0/R_t)^2$, где R_0 — размер оболочки в исходном состоянии; R_t — размер оболочки в момент рентгенографирования; ρ_0 — начальная плотность вещества. Плотность сжатого газа в цилиндрических конструкциях определяется с точностью 3–8%. Термодинамические параметры — давление P и температура T сжатого дейтерия — находятся из газодинамических расчетов.

Рентгенографические изображения оболочек для экспериментального устройства при массе ВВ 16 кг в исходном состоянии и в момент максимального сжатия приведены на рис. 1.47 б. Исходное состояние газа: $P_0 = 255$ атм, $\rho_0 = 0,04$ г/см³. Как видно из полученных снимков, использованная техника позволяет удовлетворительно регистрировать положение границ стальных оболочек, сжимающих газообразный дейтерий.

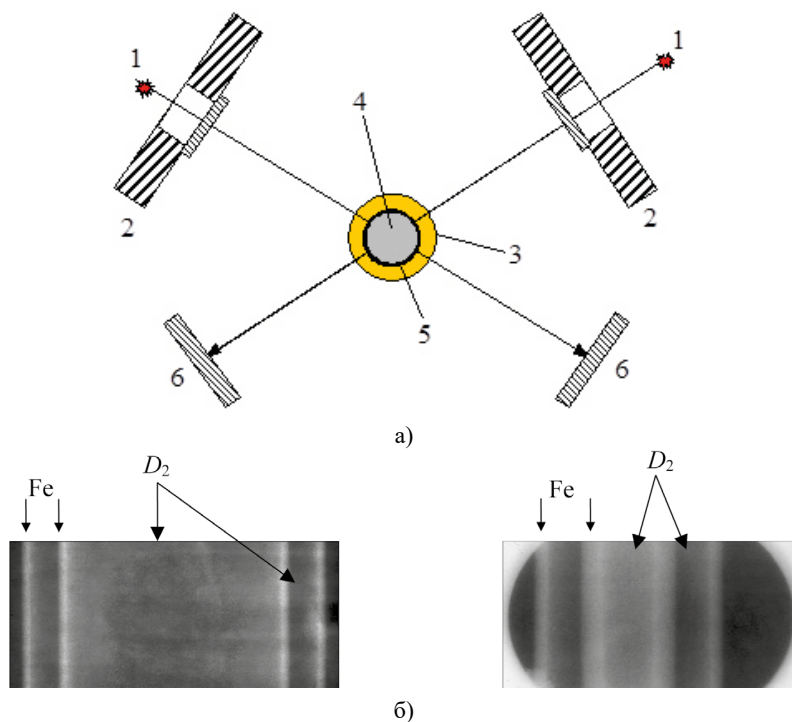


Рис. 1.47. а) Схема эксперимента по измерению сжимаемости газообразного дейтерия: 1 — источники; 2 — защита; 3 — заряд ВВ; 4 — газ; 5 — оболочка; 6 — регистраторы; б) Рентгенограммы оболочек в экспериментальном устройстве с массой ВВ 16 кг в исходном состоянии (1) и в момент максимального сжатия дейтерия (2)

С 2010 года в РФЯЦ-ВНИИЭФ активно проводятся исследования квазиизэнтропического сжатия газов с применением сферических взрывных нагружающих устройств на новой установке [55–56]. Установка позволяет в одном взрывном эксперименте получить до девяти рентгеноснимков полости с исследуемым газом в различные моменты процесса сжатия. Многокадровая рентгенографическая установка включает в себя три источника рентгеновского излучения, расположенные в защитном сооружении. Оси пучков рентгеновского излучения этих источников пересекаются в одной точке вне защитного сооружения. Углы между осями пучков рентгеновского излучения составляют 45° .

Схема и рентгенограммы опыта с дейтерием [56] приведены на рис. 1.48. Взрывное сферическое устройство располагается таким образом, чтобы его центр находился в точке пересечения осей пучков рентгеновского излучения. Каждый из источников рентгеновского излучения в процессе проведения эксперимента может генерировать до трех импульсов с минимальными интервалами между импульсами $\sim 0,5$ мкс. Изображение сжимаемой газовой полости формируется и регистрируется с помощью системы электронно-оптических регистраторов, которые активируются синхронно с моментами генерации рентгеновских импульсов. Регистраторы также располагаются за соответствующей защитой. Далее проводится

цифровая обработка полученных изображений, в результате которой определяются величины средних радиусов полости с газом в различные моменты времени, которые сравниваются с соответствующими расчетными зависимостями радиуса полости с газом от времени. Практика показывает, что плотность газа в сферических устройствах измеряется с точностью 13–15%.

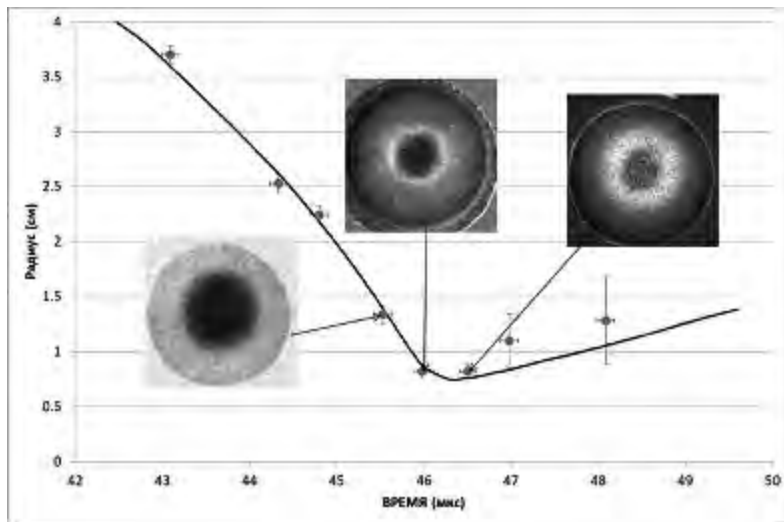
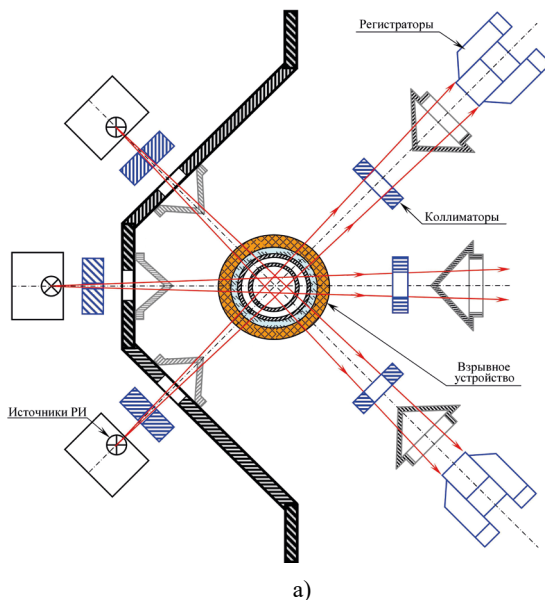


Рис. 1.48. а) Схема проведения взрывных экспериментов с использованием многокадровой рентгеновской установки; б) Сравнение экспериментальных и расчетных данных для опыта по сжатию плотного газообразного дейтерия

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 1

1. Станюкович К. П. Неустановившееся движение сплошной среды. М.: Наука, 1971.
2. Златин Н. А., Мишин Г. И. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974.
3. Набатов С. С., Якушев В. В. Установка для экспериментов с ударными волнами // Проблемы прочности. 1975. № 3. С. 101–102.
4. Леконт К. Л. Высокоскоростное метание // Физика быстропротекающих процессов / Пер. под ред. Н. А. Златина. М.: Мир, 1971. Т. 2. С. 247–275.
5. Фаулс, Дюваль, Эсэйбелами и др. Газовая пушка для исследования соударений // Приборы для научных исследований. 1970. № 7. С. 78–90.
6. Танборг (мл.), Ингрэм, Грехем. Пневматическая пушка для исследования твердых тел в широком диапазоне скоростей // Там же. 1964. № 1. С. 13–17.
7. Минеев В. Н., Погорелов В. П., Иванов А. Г. и др. Установка для исследования поведения материалов и конструкций при динамических нагрузках // ФГВ. Т. 14. № 3. С. 129–133.
8. Mitchell A. C., Nellis W. J. Diagnostic system of the Lawrence Livermore National Laboratory two-stage light-gas gun // Rev. Sci. Instrum. 1981. Vol. 52. № 3. P. 347–359.
9. Chhabildas L. C., Kmetyk L. N., Reinhart W. D., Hall C. A. Launch capabilities to 16 km/s // Shock Compression of Condensed Matter — 1995. New York. 1996. AIP. P. 1197–1200.
10. Лопаткин А. А., Барабин В. В., Занегин И. В. и др. Метод нагружения образцов конструкционных материалов с помощью пороховой баллистической установки. Сборник докладов VIII научной конференции Волжского регионального центра РАН «Современные методы проектирования и обработки ракетно-артиллерийского вооружения». В двух томах. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2014. Т. 2. С. 302.
11. Занегин И. В. Стационарный газодинамический комплекс на основе ствольных установок пушечного типа. Институт физики взрыва — история и современность. Сборник статей к 65-летию Института экспериментальной газодинамики и физики взрыва / Авторы-сост.: А. Л. Михайлов, Ал. А. Демидов. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2018. 204 с.
12. Альтишлер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 197–258.
13. Поведение веществ под воздействием сильных ударных волн: Сб. статей под ред. Р. Ф. Трунина. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. Т. 1. 605 с.
14. Забабахин Е. И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1997.
15. Альтишлер Л. В., Трунин Р. Ф., Крупников К. К., Панов Н. В. Взрывные лабораторные устройства для исследования сжатия веществ в ударных волнах // УФН. 1996. Т. 166. № 5. С. 575–581.
16. Глушак Б. Л., Жарков А. П., Жерноклетов М. В. и др. Экспериментальное изучение термодинамики плотной плазмы металлов при высоких концентрациях энергии // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 4. С. 1301–1318.
17. Раевский В. А. Влияние рэлей-тейлоровской неустойчивости на ускорение плоского слоя твердого вещества // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1994. Вып. 1. С. 55–58.
18. Батьков Ю. В., Ковалёв Н. П., Ковтун А. Д. и др. Разгон металлических пластин до скоростей более 10 км/с // ДАН. 1997. Т. 356. № 6. С. 765–767.

19. Погорелов А. П., Глушак Б. Л., Новиков С. А. и др. О зависимости импульса отдачи от жесткости преграды в режиме скользящей детонации слоя ВВ // ФГВ. 1977. Т. 13. № 5. С. 771–774.
20. Hoskin N. E., Allan J. W., Bailey W. P. et al. The motion of plates and cylinders driven by detonation waves at tangential incidence // Proc. 4th Symp. on Detonation. White Oak, 1965. Washington, 1967. P. 14–26.
21. Глушак Б. Л., Новиков С. А., Погорелов А. П. и др. Исследование инициирования ТНТ и ТГ 50/50 ударными волнами малой длительности // ФГВ. 1981. Т. 17. № 6. С. 90–95.
22. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1980.
23. Титов В. М., Фадеенко Ю. Н., Титова Н. С. Разгон твердых частиц кумулятивным взрывом // Докл. АН СССР. 1968. Т. 180. № 5. С. 1058–1059.
24. Meier J. K., Kerrisk J. F. An introduction to the fast shock tube (FST) // Shock compression of condensed matter. 1991. P. 1045–1048.
25. Долгобородов А. Ю. Взрывной трубчатый ускоритель для высокоскоростного метания // Хим. физика. 1995. Т. 14. № 1. С. 27–32.
26. Келлер Д., Пеннинг Дж. Применение взрывающейся фольги для получения плоских ударных волн и ускорения тонких пластин // Электрический взрыв проводников. М.: Мир, 1965. Т. 2. С. 299–316.
27. Павловский А. И., Кашинцов В. И., Глушак Б. Л. и др. Генерирование механического импульса электрическим взрывом проводника // ФГВ. 1983. Т. 19. № 3. С. 124–126.
28. Баренбойм А. И., Егоров Л. А., Калинин В. Г. и др. Лабораторный комплекс для рентгенодифракционных исследований ударно-сжатых материалов при длительности экспозиции ~ 50 нс // ПТЭ. 1992. № 1. С. 189–192.
29. Steinberg D., Chay H., Dittbenner G., Weingart R. The electric gun: a new method for generating shock pressures in excess of 1 ТПа // Review of Scientific Instruments. 1980. № 12. P. 983–985.
30. Froeschner K. E., Chay H., Dittbenner G. et al. Shock Hugoniot experiments using an electric gun // Shock Waves in Condensed Matter — 1981. Menlo Park, CA. P. 174–178.
31. Hawke R. S., Brooks A. L., Mitchell A. C. et al. Railguns for equation of state research // Ibid. P. 179–183.
32. Высокоскоростные ударные явления / Пер. с англ. под ред. В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1973.
33. Сахаров А. Д. Взрывомагнитные генераторы // УФН. 1966. Т. 88. Вып. 4. С. 725.
34. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Фортвов В. Е. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН. 1984. Т. 142. Вып. 3. С. 395–434.
35. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
36. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортвов В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
37. Trainor R. J., Shaner J. W., Auerbach J. M. et al. Ultrahigh-pressure laser-driven shock-wave experiments in aluminum // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. № 17. P. 1154–1157.
38. Veerer L. R., Solem J. C., Lieber A. J. Impedance-match experiments using laser-driven shock waves // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 35 (10). P. 761–763.
39. Демидов Б. А., Мартынов А. И. Экспериментальное исследование ударных волн, возбуждаемых с помощью сильноточного релятивистского электронного пучка, в металлах // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. Вып. 3. С. 738–743.

40. Бонюшкин Е. К., Завада Н. И., Новиков С. А., Учаев А. Я. Кинетика динамического разрушения металлов в режиме импульсного объемного разогрева. Саров: ФЯЦ-ВНИИЭФ, 1998.

41. Дремин А. Н., Бреусов О. Н. Процессы, протекающие в твердых телах под действием сильных ударных волн // Успехи химии. 1968. Т. 37. Вып. 5. С. 898–916.

42. Ададуров Г. А. Экспериментальное исследование химических процессов в условиях динамического сжатия // Там же. 1986. Т. 55. Вып. 4. С. 555–578.

43. Бацанов С. С. Неорганическая химия высоких динамических давлений // Там же. С. 579–607.

44. Ададуров Г. А., Гольданский В. И. Превращения конденсированных веществ при их ударно-волновом сжатии в регулируемых термодинамических условиях // Там же. 1981. Т. 50. Вып. 10. С. 1810–1827.

45. Осипов Р. С., Фунтиков А. И., Цыганов В. А. Определение термодинамических параметров ударного сжатия свинца, олова, меди и никеля по их плавлению в амплитудах сохранения // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36. № 4. С. 590–595.

46. Ададуров Г. А., Дремин А. Н., Канель Г. И., Першин С. В. Определение параметров ударной волны в веществе при его сохранении в цилиндрической ампуле // ФГВ. 1967. № 2. С. 281–285.

47. Ададуров Г. А., Дремин А. Н., Канель Г. И. Параметры маховского отражения в плексигласовых цилиндрах // ПМТФ. 1969. № 2. С. 126–130.

48. Фунтиков А. И., Осипов Р. С., Цыганов В. А. Изэнтропы разгрузки железа и аустенитной стали из состояния ударного сжатия при давлении 150 ГПа // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37. № 6. С. 887–894.

49. Воинов Б. А., Надыкто Б. А., Новиков С. А. и др. Исследование структурных изменений в образцах материалов, сохраненных после воздействия высоких импульсных воздействий // ФГВ. 1991. № 4. С. 109–116.

50. Knudson M. D. Megaamps, megagauss and megabars: using the Sandia Z machine to perform extreme material dynamics experiments. SSCM-2011. AIP Conf. Proc. 2012. 1426. P. 35–42.

51. Lemke R. W., Dolan D. H., Dalton D. G. et al. Probing off Hugoniot states in Ta, Cu and Al to 1000 GPa compression with magnetically driven liner implosions // J. Appl. Phys. 2016. 119, 015904.

52. Борисков Г. В., Быков А. И., Долотенко М. И. и др. Физические исследования в сверхсильных магнитных полях // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 441–447.

53. Борисков Г. В., Быков А. И., Егоров Н. И., Жерноклетов М. В. и др. Исследование нулевой изотермы изотопов водорода в области сверхвысоких давлений // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. Вып. 2. С. 221–237.

54. Павловский А. И., Кулешов Г. Д., Склизов Г. В. и др. Сильноточные безжелезные бетатроны // Докл. АН СССР. 1965. Т. 160. № 1. С. 68–70.

55. Мочалов М. А., Илькаев Р. И., Фортвов В. Е. и др. Исследование квазиизэнтропической сжимаемости дейтерия и гелия при давлениях 1500–5000 ГПа // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. Вып. 1 (7). С. 169–185.

56. Жерноклетов М. В., Раевский В. А., Маначкин С. Ф. и др. Результаты экспериментов по квазиизэнтропическому сжатию дейтерия и гелия до экстремальных давлений ≈ 3000 ГПа // ФГВ. 2018. Т. 54. № 5. С. 13–17.

ГЛАВА 2

РЕГИСТРАЦИЯ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ В ДИНАМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Ю. В. Батьков, В. А. Борисенок, С. И. Герасимов,
М. В. Жерноклетов, В. А. Комрачков, А. К. Музыра

Измерения физических параметров быстропротекающих нестационарных процессов, к которым относятся и ударно-волновые, имеют характерные особенности. Их приходится проводить за очень короткое время, регистрация должна проводиться дистанционно, поскольку при взрыве и ударе нельзя избежать разрушения, а измерения должны быть как можно более полными, ибо исследуемую систему (сборку, образец) невозможно вернуть в исходное состояние для проверки полученных результатов.

Решение проблем, связанных с особенностями измерений параметров взрыва и удара, привело к разработке большого количества специальных методов, позволяющих получать необходимую информацию на требуемом уровне [1–3]. Как правило, название того или иного экспериментального метода соответствует физическому принципу, лежащему в основе измерений. Для электрических измерений: электроконтактный — замыкание электрической цепи, емкостной — изменение емкости конденсатора, электромагнитный — изменение магнитного потока и, как следствие, появление в контуре ЭДС, и т. д. Для оптических методов название дают либо по физическому принципу, например, метод, использующий явление полного внутреннего отражения, метод светящихся зазоров, либо по известным аналогиям: аквариумный метод, метод фольг, метод оптического рычага и т. д.

Экспериментальные методы можно разделить на два основных типа [2]: 1) дискретные, когда регистрируется сигнал, соответствующий определенному событию в пространстве; 2) непрерывные, в которых непрерывно записывается движение заданной поверхности, либо профиль массовой скорости, либо профиль напряжения во времени. В свою очередь по способам размещения датчиков в экспериментальном устройстве указанные методы можно разделить на внутренние и внешние. Методы, сочетающие использование датчиков, работающих на нескольких физических принципах, относятся к комбинированным.

Важнейшим элементом любого метода, любой измерительной системы является датчик (преобразователь, детектор), преобразующий контролируемую величину в сигнал, удобный для измерения. Датчики и соответствующие им схемы измерений обычно разделяют в зависимости от того, какую функциональную физическую связь можно получить в результате эксперимента. В эксперименте датчики используются при регистрации временных интервалов t , пути во времени $x-t$ (дискретно и непрерывно), скорости (вол-

новой D , массовой u , звука c) во времени (непрерывно), давления P (напряжения σ) во времени (непрерывно), плотности ρ или объема $V = 1/\rho$ (дискретно и непрерывно).

Физические принципы, лежащие в основе датчиков, используемых в исследованиях быстропротекающих процессов, можно объединить в три группы: механические, электрические (магнитоэлектрические), оптические (рентгенографические, электронно-оптические).

2.1. ДИСКРЕТНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВОЛНОВЫХ И МАССОВЫХ СКОРОСТЕЙ

При изучении свойств ударно-сжатых веществ наиболее часто измеряются кинематические параметры ударных волн — волновые D и массовые u скорости, определяющие в соответствии с законами сохранения массы, импульса и энергии давление P , плотность и энергию E ударного сжатия. В этих же экспериментах обычно измеряются скорости ударников и свободных поверхностей преград W [1–3]. Скорости измеряются путем фиксации временных интервалов, в течение которых ударные разрывы выходят в заданные точки пространства. Приход волн фиксируется с помощью специальных датчиков — отметчиков времени, устройство которых обеспечивает возникновение сигналов различной физической природы, записываемых скоростными электронными осциллографами, аналого-цифровыми преобразователями, кинокамерами, фотоприемниками или электронно-оптическими преобразователями.

Наибольшее распространение получили электроконтактные датчики [1–3], срабатывающие в результате пробоя изоляции в контактах, находящихся под электрическим напряжением и расположенных в разных точках на пути распространения ударной волны или летящей пластины. В зависимости от конструкции датчиков разброс моментов их срабатывания может составлять 1–10 нс. Для контроля разновременности прихода ударных волн и учета их возможного затухания в одном экспериментальном устройстве ставится, как правило, 10–15 электроконтактных датчиков, расположенных в нескольких точках контрольных плоскостей и по глубине образца.

При небольших интенсивностях ударной волны или малых скоростях движения свободной поверхности ударника электроконтактные датчики становятся малоэффективными. Поэтому в области низких давлений лучшие результаты достигаются применением пьезодатчиков, сигналы от которых формируются благодаря пьезоэффекту, возникающему при прохождении волн сжатия по пьезоэлементам [3, 4].

Измерения временных интервалов с помощью фоторегистрирующих приборов — механических фоторегистраторов, фотодиодов, фотоэлементов и электронно-оптических преобразователей — основаны на свечении газа в зазорах при прохождении через них ударной волны, изменении интенсивности свечения при выходе ударной волны на свободную поверхность среды или при торможении летящего тела в случае столкновения с прозрачной преградой [2, 3].

В этой методике имеется возможность наряду с измерениями скорости контролировать отклонение от одномерности течения. В последнее время для записи оптических сигналов измерительной аппаратурой широко используются калиброванные волоконно-оптические линии [5]. Одной из разновидностей прозрачных преград являются пакеты из тонких пластинок, разделенные малыми промежутками, которые смыкаются под действием движущейся ударной волны [6]. Сходная идея используется для измерения волновых скоростей в пакетах, набранных из тонких металлических пластин [7]. При движении ударной волны по такому пакету изменяется контактное сопротивление между пластинами, что регистрируется осциллографической аппаратурой. Этот способ, по существу, является дискретным реостатным методом.

К дискретным методам можно отнести импульсный рентгеновский метод, в котором для получения импульсной рентгенограммы, например снаряда в полете или смещения вещества путем регистрации положения контактных границ или реперов, используются рентгеновские трубки, размещенные на известных расстояниях и запускаемые в заданные моменты времени. Учитывая существенный прогресс, достигнутый в последнее время импульсной рентгенографией, связанный в значительной мере с развитием многокадровой системы регистрации, этому методу посвящен самостоятельный раздел.

2.1.1. Электроконтактные датчики

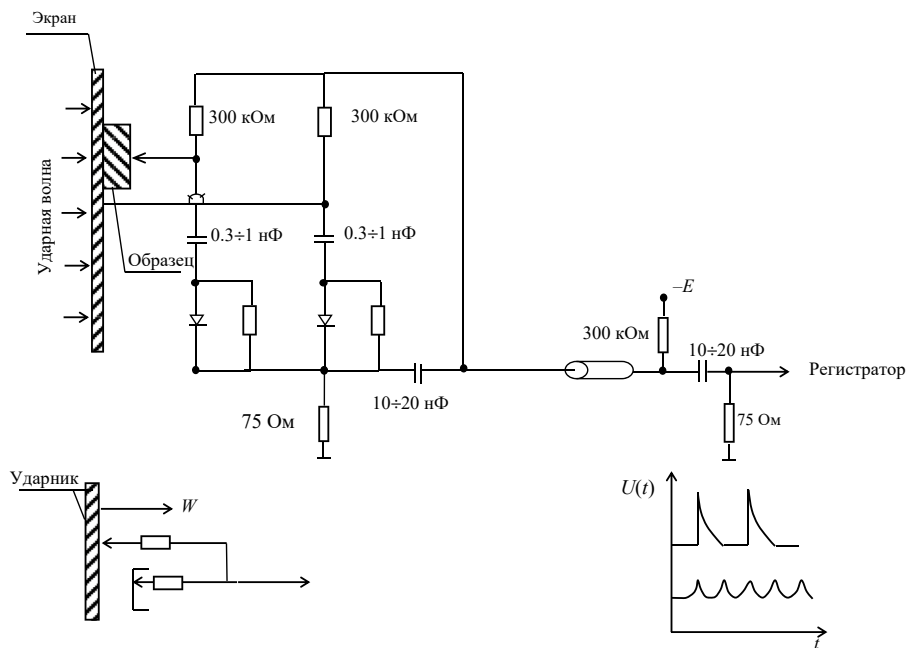
Наиболее распространенная дискретная методика измерения волновых и массовых скоростей ударных волн основана на применении закорачивающихся электроконтактных датчиков. Электроконтактными датчиками фиксируются моменты прохождения ударной волны или поверхности через реперные точки базы измерения D или W . Типичная конструкция коаксиального электроконтактного датчика показана на рис. 2.1 [3].



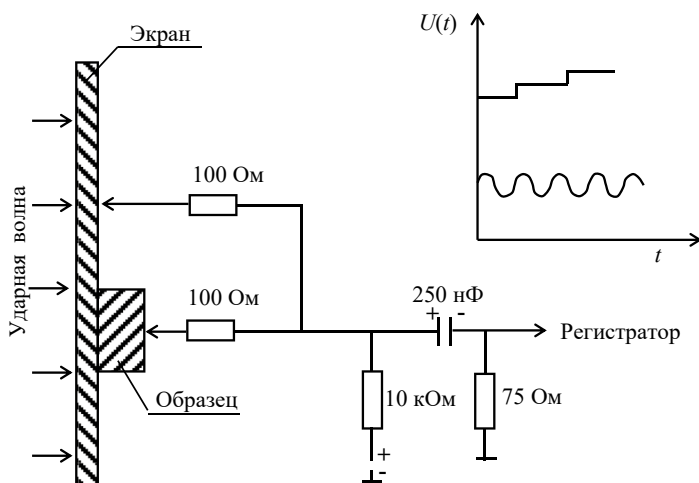
Рис. 2.1. Коаксиальный электроконтактный датчик [3]: 1 — латунный стержень; 2 — электроизоляция; 3 — наконечник; 4 — корпус датчика; 5 — слюдяная шайба

Зазор между центральным проводником и корпусом датчика образует разрыв электрической цепи. После воздействия ударной волны зазор датчика замыкается, и электрической схемой вырабатывается импульс тока, который регистрируется электронным осциллографом. По полученным осциллограммам определяются промежутки времени между моментами

срабатывания нескольких датчиков, установленных на пути ударной волны в образце или на траектории движения свободной поверхности. Типичные схемы расположения датчиков в экспериментах по измерению D и W и две разновидности схем питания электроконтактных датчиков приведены на рис. 2.2 а, б.



а)



б)

Рис. 2.2. Электрическая схема, в которую включается электроконтактный датчик [3]: а — схема измерения D и W ; б — схема измерения D

При использовании схемы рис. 2.2 *а* формируются электрические сигналы, длительность которых намного превышает измеряемый интервал времени. В схеме рис. 2.2 *б* при замыкании контактов формируются сигналы, длительность которых в несколько раз меньше измеряемого интервала времени. В обеих схемах на регистратор подаются сигналы калиброванной частоты, определяющие масштаб временной развертки. Типичная осциллограмма сигналов от электроконтактных датчиков приведена на рис. 2.3.

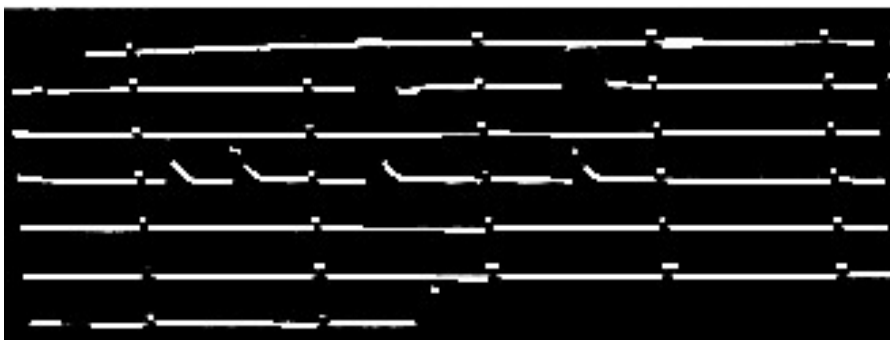


Рис. 2.3. Характерная осциллограмма выходных импульсов с электроконтактных датчиков

На рис. 2.4 представлены другие типы электроконтактных датчиков (витые и штыревые), показаны примеры их использования в экспериментальных устройствах и схемы их установки. Простейшим датчиком для измерения скорости ударных волн при скоростях ударника в 1,0 км/с и более является датчик, изготовленный из витого провода типа ПЭВ-2 диаметром 0,14 мм с толщиной изоляции 0,01 мм (рис. 2.4 *а*).

При малых амплитудах ударных волн контакты датчиков изготавливаются в виде тонких оголенных металлических стержней, отделенных от экранов и образцов зазором в 0,03 мм (рис. 2.4 *б*) [8]. При измерении скорости ударников W_y для устранения преждевременного срабатывания датчиков от воздушной ударной волны проволочные и стержневые контакты датчиков помещаются в специальные трубки и прикрываются колпачками (рис. 2.4 *в*) [8].

Воспроизводимость времени срабатывания электроконтактных датчиков зависит от конструктивных особенностей: однородности поверхностей, чистоты механической обработки деталей и точности расположения датчиков в каждом отдельном эксперименте. Характерная инерционность лучших электроконтактных датчиков находится на уровне 1–2 нс. При базах измерения 5 мм и скоростях 5–10 км/с регистрируемые интервалы времени составляют 0,5–1,0 мкс. Современные высокоскоростные осциллографы регистрируют эти интервалы с точностью 1%.

Особенности электрического разряда и гидродинамики процесса замыкания зазора после прихода ударной волны таковы, что при давлениях ниже 7–5 ГПа эти датчики обычно не применяются.

Классическим примером применения простых электроконтактных датчиков для определения положения свободной поверхности в зависимости

от времени и выявления профилей сложных ударных волн в железе могут служить данные Миншала [9], приведенные на рис. 2.5, где по оси t отложено время прихода ударной волны на зонд, а по оси x — расстояние от зонда до поверхности.

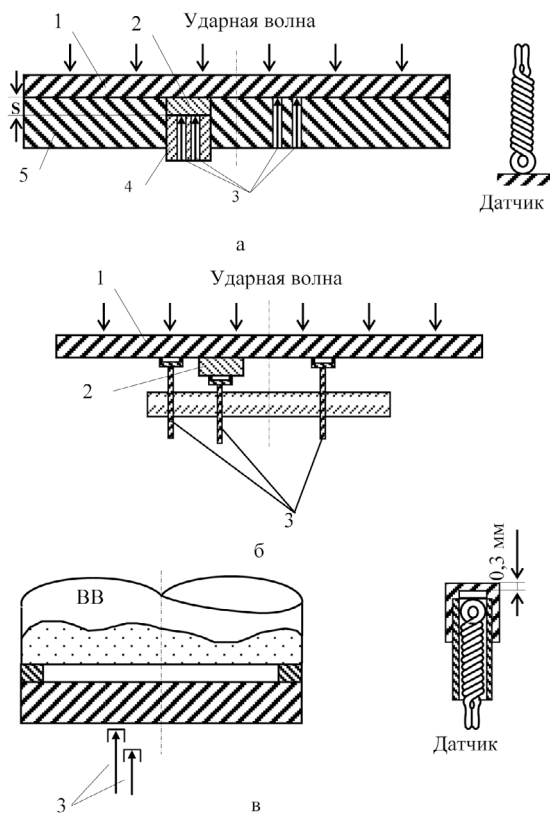


Рис. 2.4. Примеры конструкций электроконтактных датчиков и схемы их применения для регистрации волновых скоростей и скоростей движения пластин: а — витой контакт; б — штыревой контакт; в — контакт, прикрытый колпачком. 1 — экран; 2 — образец; 3 — электроконтакты; 4 — прижимная втулка; 5 — диск с отверстиями для образцов и контактов

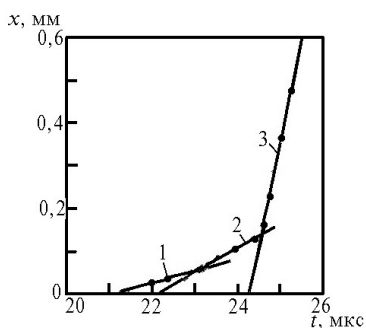


Рис. 2.5. Данные электроконтактных измерений [9], иллюстрирующие наличие трех волн в железе: 1 — упругая волна; 2 — первая пластическая волна; 3 — основная волна

Для повышения точности и надежности результатов измерений скорости движения свободной поверхности электроконтактная методика усовершенствована [10]. С этой целью разработан миниатюрный электроконтактный датчик (рис. 2.6) — цилиндр из конденсаторной бумаги, по образующей которого наклеены медные проволоочки (контакты) из обмоточного провода ПЭВ. Каждая проволоочка обрезается вместе с бумагой на определенную высоту (в зависимости от базы измерения), так что торцы проволоочек расположены по спирали (отсюда название датчика — спиральный). Датчик с десятью контактами имеет диаметр 2,3 мм. Проволоочки обрезаются шаблоном, который позволяет изготавливать датчики с колебанием измерительных баз в пределах $\pm 0,015$ мм. Общая толщина бумаги и клея в датчике не превышает 0,04 мм, однако трубчатая форма придает датчику достаточную жесткость.

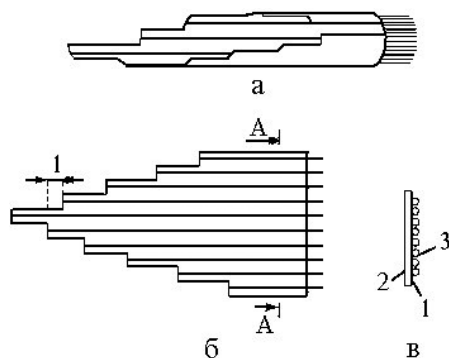


Рис. 2.6. Многоконтактный датчик: а — спиральный; б — плоский; в — разрез по АА. 1 — база измерения; 2 — конденсаторная бумага толщиной 0,01 мм; 3 — провод ПЭВ-2 диаметром 0,06 мм

При отработке датчиков большое внимание уделялось выбору расстояний между проволоочками датчика, чтобы исключить взаимное влияние контактов друг на друга. Для спирального датчика с контактами из провода диаметром 0,06 мм оптимальное расстояние между контактами оказалось равным 0,6 мм.

Объединение контактов в одном спиральном датчике малого диаметра снижает погрешность измерений, связанную с асимметрией поверхности (каждый датчик регистрирует $x-t$ -диаграмму движения практически одной точки поверхности), упрощает монтаж измерительного узла и увеличивает плотность размещения контактов.

Так как торцы контактов не изолированы (для более надежного замыкания с движущимся телом), срабатывание датчиков зависит от степени ионизации газовой среды, в которой проводятся измерения. Если измерения проводятся в воздухе открытыми контактами, желательно, чтобы скорость тела не превышала 2,5 км/с. При большей скорости бегущая перед движущимся телом ударная волна ионизирует воздух, что нарушает нормальную работу контактов (они замыкаются не поверхностью тела, а воздушной ударной волной).

Для измерений при больших скоростях проводят откачку воздуха или применяют газовую защиту спирального датчика, заключающуюся в замене воздуха другим газом, с меньшей степенью ионизации за фронтом ударной волны. Можно использовать гелий, обладающий высоким потенциалом ионизации, или многоатомные газы (углекислый газ, метан, пропан и др.), которые имеют большую теплоемкость и нагреваются в ударной волне меньше, чем воздух.

2.1.2. Пьезоэлектрические и сегнетоэлектрические отметчики времени

Измерения волновых и массовых скоростей при ударно-волновом нагружении вещества проводят также с помощью пьезоэлектрических и сегнетоэлектрических отметчиков времени. Принцип действия пьезоэлектрических отметчиков основан на прямом пьезоэлектрическом эффекте: возникновении поляризации в нецентросимметричных диэлектриках при действии на них механического напряжения [11]. Типичным представителем класса пьезоэлектриков является монокристаллический кварц.

Отличительной чертой сегнетоэлектриков является наличие спонтанной (остаточной) поляризации при отсутствии внешних воздействий. При механическом воздействии по мере повышения давления у этого класса материалов сначала проявляется прямой пьезоэффект (в пределах области упругости), а затем частичная и полная деполяризация [12]. Среди наиболее часто используемых в ударно-волновых экспериментах сегнетоэлектриков следует назвать монокристаллический ниобат лития, пьезокерамику системы цирконата-титаната свинца (ЦТС) и полимер поливинилиденфторид (ПВДФ).

Чувствительным элементом отметчиков времени рассматриваемого типа является конденсатор, заполненный пьезо- или сегнетоэлектриком. При механическом воздействии возникновение или изменение поляризации сопровождается импульсом тока во внешней цепи чувствительного элемента, который и регистрируется как временная отметка.

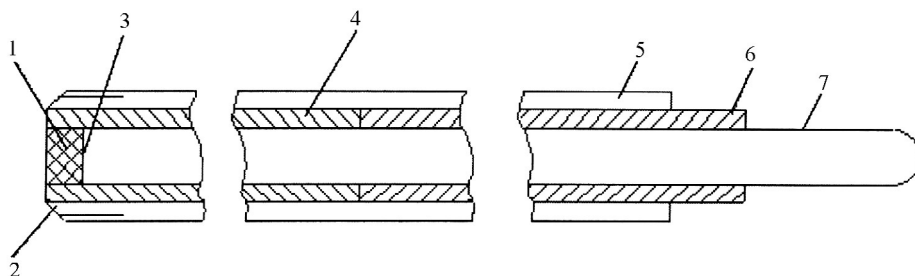


Рис. 2.7. Коаксиальный пьезоэлектрический датчик: 1 — медная подложка; 2 — пьезоэлектрический кристалл; 3 — серебряно-эпоксидная паста; 4 — эпоксидная смола; 5 — латунная трубка; 6 — тefлоновая трубка; 7 — латунная проволока

Пьезоэлектрические и сегнетоэлектрические отметчики времени используются как в экспериментах при низких давлениях (ниже 5,0 ГПа), когда

электроконтактные датчики работают ненадежно, так и при более высоких давлениях [13, 14]. В работе [14], например, зарегистрирован электрический отклик ПВДФ при давлении ~ 100 ГПа. Отметчики этого типа не требуют внешнего питания и могут быть выполнены либо в виде разборной конструкции с зажимной пружиной, либо в виде неразборного устройства, показанного на рис. 2.7.

Рассмотренные выше эффекты практически безынерционны. Абсолютная погрешность регистрации времени прихода механического воздействия зависит в основном от конструкции отметчика и обычно составляет несколько наносекунд.

2.1.3. Метод вспыхивающих зазоров

Метод вспыхивающих зазоров основан на использовании тонких (50 мкм) газовых зазоров между прозрачной средой, через которую ведется наблюдение, и поверхностью исследуемого образца [2, 3]. Под действием ударной волны, выходящей из образца, газ в зазоре адиабатически сжимается и нагревается. Вспышки газа в зазорах фиксируются скоростным фоторегистратором (фотохронографом) с вращающимся зеркалом, работающим в режиме щелевой развертки [15–17].

Принципиальная схема работы камеры в варианте фоторегистратора представлена на рис. 2.8. Объектив 10 строит изображение исследуемого процесса в плоскости вертикальной регулируемой щели 9, которая вырезает из этого изображения узкую полосу. Объектив 4 с помощью вращающегося зеркала 6 строит изображение этой полосы на фокальной поверхности, на которой располагается фотопленка 1. При вращении зеркала световая полоска, вырезанная из изображения процесса, перемещается вдоль фокальной поверхности, экспонируя при этом пленку. Таким образом осуществляется регистрация развития явления во времени. Прибор имеет три входных объектива 10 с различными фокусными расстояниями для работы на короткие и дальние дистанции. Зеркало фоторегистратора приводится в движение посредством электродвигателя 2 через редуктор 3. За щелью 9 расположен двухлепестковый затвор 8 с электромагнитным приводом, автоматически открывающийся в заданные промежутки времени непосредственно перед началом съемки. Камера СФР имеет ограниченный рабочий угол (90°), поэтому явление должно быть инициировано при таком положении вращающегося зеркала, когда изображение находится на фотопленке. Для согласования момента подачи импульса для инициирования явления с положением зеркала 6, а также для измерения скорости вращения зеркала при помощи лампового тахометра и электронно-лучевого тахоскопа у зеркала расположен электромагнитный датчик 5. При вращении зеркала железная пластина 4 при определенном его положении замыкает магнитную цепь датчика, чем вызывает индуцирование ЭДС в его катушке. Датчик 5 может быть повернут вокруг оси зеркала и установлен в любом положении. Таким образом, импульс от датчика может быть получен в любом заданном положении зеркала при его вращении, что позволяет регистрировать различные стадии довольно длительных процессов.

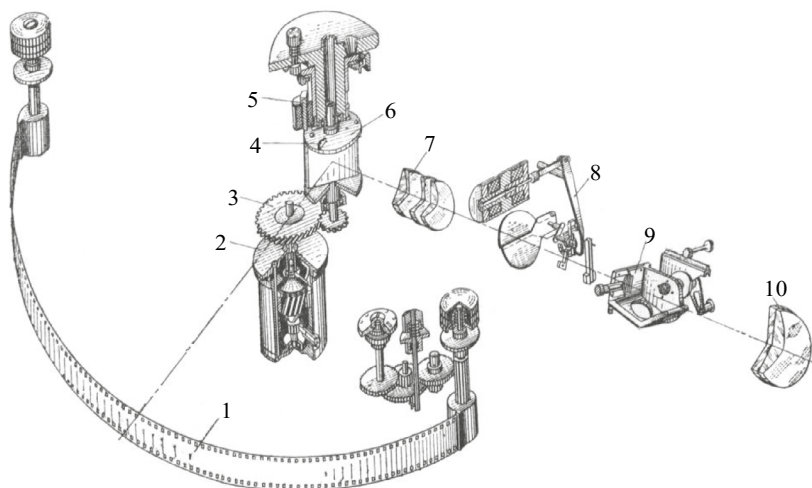


Рис. 2.8. Принципиальная оптическая схема фоторегистратора СФР: 1 — фотопленка; 2 — электродвигатель; 3 — редуктор; 4 — железная пластина; 5 — электромагнитный датчик; 6 — зеркало; 7 — объектив; 8 — двухлепестковый затвор; 9 — регулируемая щель; 10 — входной объектив

Фоторегистратор СФР является полуавтоматическим прибором, в котором исследователь вручную устанавливает требуемую скорость оборотов зеркала и нажимает кнопку для съемки. Остальные процессы: выдача импульсов для инициирования явления, открытие и закрытие затвора, синхронизация с подсветкой и выключение схемы — производятся автоматически.

Щели могут размещаться прямо на объектах, тогда полное изображение всех щелей сканируется по пленке. Одна из экспериментальных схем измерения волновых и массовых скоростей с использованием СФР, вспыхивающих зазоров и нескольких щелей показана на рис. 4.7 в главе 4. В таком устройстве одновременно измеряются скорости свободной поверхности и ударной волны сразу в нескольких образцах.

Скорость движения луча по фотопленке у этих регистраторов достигает 4–6 км/с. Длительность вспышки обычно составляет 10–50 нс в зависимости от толщины зазора. Свечение прекращается через несколько наносекунд после вхождения ударной волны в прозрачную среду (обычно это блоки из органического стекла), теряющую свою прозрачность. Для получения высокой яркости свечения применяют продувку зазоров аргоном. При интенсивности ударной волны в десятки ГПа и более хорошие результаты дает использование воздушных зазоров.

На рис. 2.9 приведена схема и типичная фотохронограмма опыта по разгрузке ударно-нагруженного образца в инертные газы с использованием генератора ударной волны сферической геометрии (см. главу 1) и фоторегистратора СФР-2М с узлом щели, установленным после приемного объектива. В эксперименте определяется время движения ударной волны в газе после выхода из образца до момента ее отражения от прозрачной преграды.

Реперными отметками времени для определения скорости ударной волны служат начало свечения при выходе ударной волны из образца на границу раздела с газом и прекращение или изменение интенсивности свечения при отражении ударной волны от отсечек. На фотохронограмме индексами «0» и «1» обозначены начало и конец свечения ударной волны в газе на базе измерения.

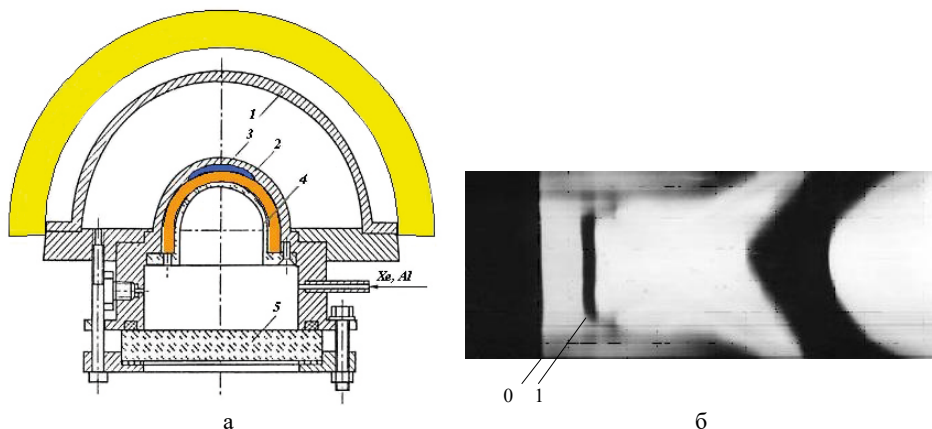


Рис. 2.9. Схема (а) и типичная фотохронограмма (б) опытов по разгрузке металлических образцов в инертный газ (оранжевый слой) с использованием генератора ударных волн сферической геометрии и фоторегистратора. а) 1 — ударник; 2 — экран; 3 — металлический образец; 4 — отсечка из оргстекла; 5 — прозрачное окно; б) 0 — выход ударной волны из образца в газ; 1 — отражение ударной волны в газе от прозрачной отсечки 4

Широко применяется также метод фоторазвертки, при котором пучок света, отражаясь от вращающегося зеркала, непрерывно перемещается по пленке, так что движущийся светящийся объект описывает на пленке непрерывную линию. По наклону линии определяют скорость движения объекта. На рис. 2.10 приведена фотохронограмма движения ударной волны в выходной трубке взрывного газодинамического компрессора.

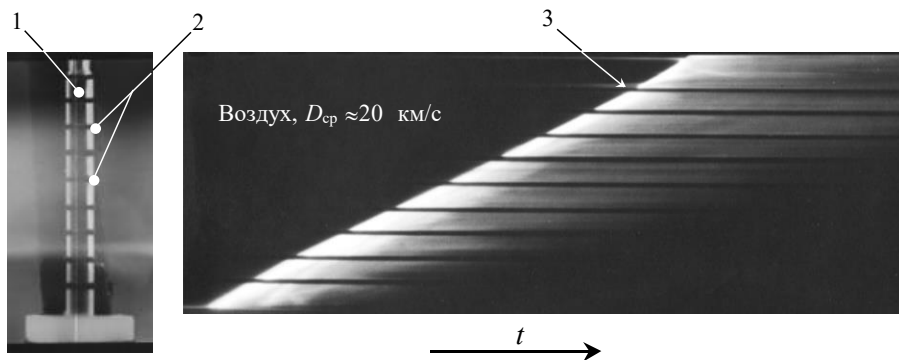


Рис. 2.10. Движение ударной волны в выходной трубке взрывного газодинамического компрессора: 1 — выходная трубка; 2 — метки; 3 — начало пристеночного ускорения

Фотографирование с помощью оптических датчиков. Приведенные на рис. 2.11 датчики для регистрации $x-t$ -диаграмм движения фронта ударной волны и формы их поверхности представляют собой отрезки световодов с полированными торцевыми поверхностями [18]. Входные концы этих отрезков закреплены в отверстиях держателя, поверхность которого является контрольной, а выходные — в отверстиях плоской панели в один или несколько рядов, перпендикулярных направлению развертки.

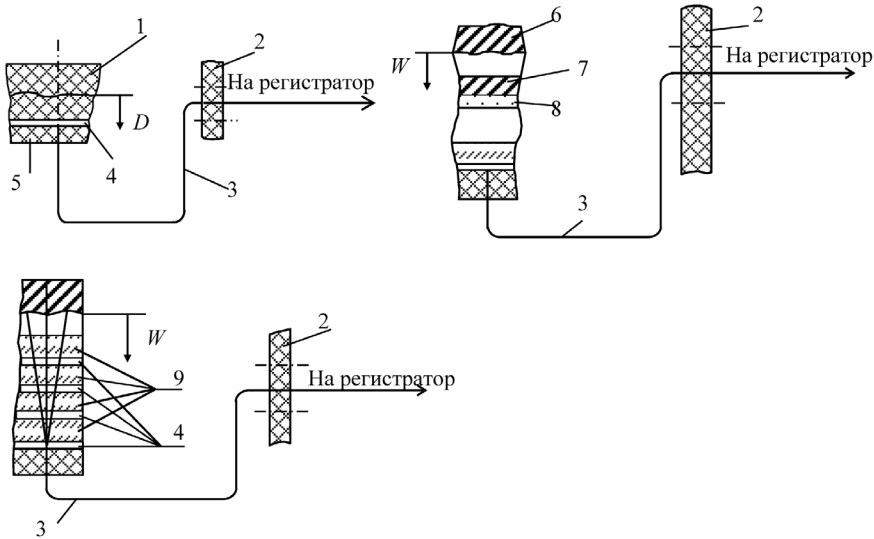


Рис. 2.11. Датчики торцевого типа: 1 — среда; 2 — панель; 3 — световод; 4 — зазор; 5 — держатель; 6 — пластина; 7 — экран; 8 — NaCl; 9 — оргстекло

Над контрольной поверхностью устанавливается индикаторная сборка, выполненная, как правило, из прозрачного материала (например, оргстекла) и состоящая из слоев, разделенных зазорами, заполненными газом. Количество слоев может быть различным (от нуля до десяти). В качестве типичных световодов используются монолиты из полистирола с оболочкой из полиметилметакрилата. Наружный диаметр нити составляет от 0,15 до 1,5 мм, светопропускание $\approx 0,7 \text{ м}^{-1}$.

Панель устанавливается перпендикулярно оптической оси регистратора. При выходе волны в зазоры, находящиеся над поверхностью входного торца световода, возникают короткие вспышки света, которые передаются на панель, а затем регистрируются на фотопленке.

При увеличении времени вспышек почернение растягивается вдоль развертки (пятно превращается в полосу). Максимальное время экспонирования пленки определяется диаметром изображения торца световода на пленке и скоростью развертки:

$$t_{\max} = \frac{\beta d_{\text{св}}}{V_{\text{р}}} = \frac{d_{\text{и.св}}}{V_{\text{р}}},$$

где β — коэффициент увеличения оптической системы регистрации; $d_{\text{св}}$, $d_{\text{н.св}}$ — диаметр световода и его изображение на пленке; V_p — скорость разветки.

Принцип действия торцевых датчиков основан [19] на явлениях свечения газов в зазорах и отсечке этого свечения при прохождении по ним ударной волны, т. е. тот же, что и в методе вспыхивающих промежутков. В результате взаимодействия ударной волны с зазорами генерируется серия вспышек, то есть каждый световод обеспечивает регистрацию серии точек x - t -диаграммы движения ударной волны в индикаторе. Нижняя граница работоспособности этих датчиков составляет 50–80 кбар.

Схемы датчиков для регистрации x - t -диаграмм движения свободной поверхности пластин приведены на рис. 2.12.

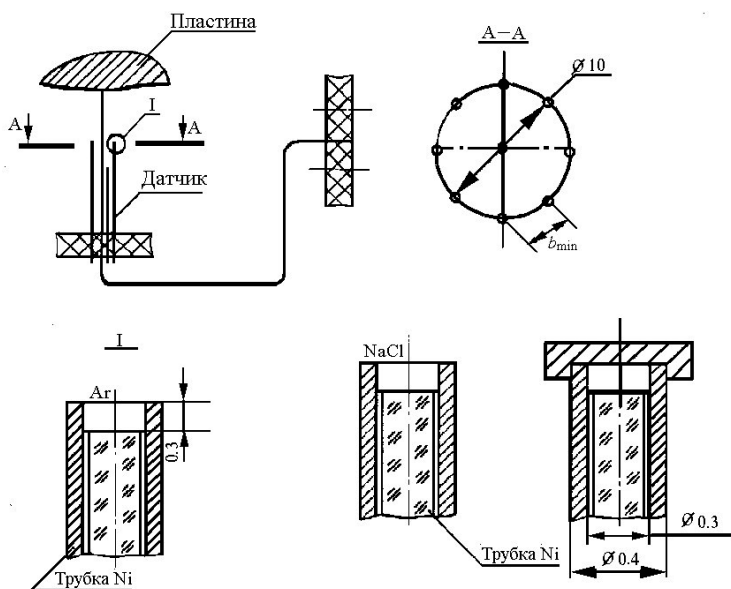


Рис. 2.12. Датчики для регистрации x - t -диаграмм движения пластин

Используются датчики открытого и закрытого типов. Для увеличения числа измерений в одном опыте стараются применять датчики как можно меньшего диаметра. Однако это приводит к уменьшению длительности вспышки и снижению чувствительности метода.

При малых скоростях движения пластин экспозиция оказывается недостаточной для регистрации вспышек. Для повышения яркости свечения зазор заполняется инертным газом (аргон). При этом минимальная регистрируемая скорость пластины может составлять 1,5–1,6 км/с (при диаметре световода 0,3 мм).

Для повышения точности измерений стремятся увеличить число уровней и число датчиков на каждом уровне. При взаимодействии датчиков с летящими пластинами в них образуются кратеры, из которых вылетают струи, а поверхность пластины вокруг кратера вспучивается.

Минимальное расстояние между датчиками b_{\min} является функцией диаметра возмущенной области, диаметров датчика и кратера, плотностей пластины и материала датчика, твердости материала пластины, скорости пластины.

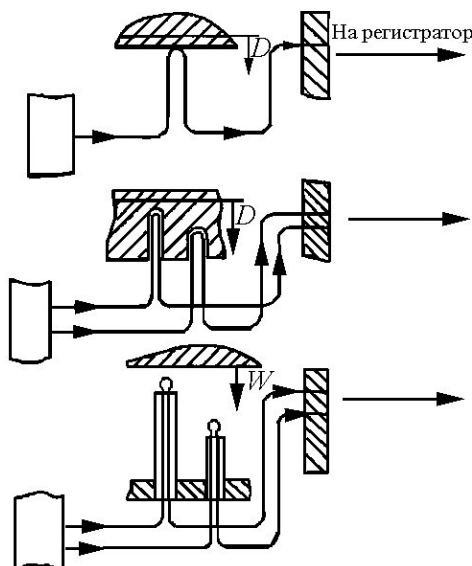


Рис. 2.13. Датчики петлевого типа

На рис. 2.13 показаны схемы датчиков петлевого типа [18] для измерений в области более низких скоростей движения и давлений. Датчики представляют собой отрезки световодов, содержащих петлю с малым радиусом изгиба в одной из его частей. Петли устанавливаются на контрольные поверхности, а входной и выходной концы световодов устанавливаются в источник света и отверстия панели соответственно. Синхронно с исследуемым явлением запускается источник света (взрывного типа), свет от которого подается через световод и регистрируется на пленке в виде полосы почернения. При выходе ударной волны на датчик происходит изменение светопропускания или полная отсечка свечения, что приводит к изменению плотности почернения полосы или ее исчезновению.

Погрешности измерения временных интервалов с помощью фоторегистратора СФР-2М. Погрешность измерения временных интервалов определяется [20] погрешностью измерений скорости развертки СФР — V_p , расстоянием между почернениями на пленке — l , расстоянием на отпечатке — L , шагами перфорации на отпечатке и пленке — M , m . При рас-

чете по пленке время находится по формуле $t = \frac{l}{V_p} = \frac{L}{V_{p, \text{отп}}} = \frac{L}{kV_p} = \frac{L}{\frac{M}{m} V_p}$,

а при расчете по отпечатку $t = \frac{L}{V_{p, \text{отп}}} = \frac{L}{kV_p} = \frac{L}{\frac{M}{m} V_p}$.

При расчете суммарной погрешности учитываются также и систематические погрешности: разрешающая способность глаза (0,2 мм) и временное разрешение СФР (0,01 мкс при $V_p = 3,75$ мм/мкс). Независимые погрешности приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Параметры и источники погрешностей при измерении временных интервалов фотохронографом СФР-2М

Параметр	Источник погрешности	Относительная погрешность $\frac{3\sigma_t}{t}$, %
Расчет по пленке		
Скорость развертки V_p	Замена улитки Паскаля на цилиндр	0,5
	Неточность тахометра	0,1
	Усадка пленки после ее обработки	0,4
Расстояние на пленке l	Перенос щели с предварительного снимка	$\frac{0,1}{l} \times 100$
	Неточность отсчета в микроскопе БМИ-1	$\frac{0,05}{l} \times 100$
Качество изображения (влияние экспозиции)	Расчет по краям почернений	$\frac{0,06}{l} \times 100$
	Расчет по центрам почернений	$\frac{0,03}{l} \times 100$
Расчет по отпечатку		
Скорость развертки V_p	Замена улитки Паскаля на цилиндр	0,5
Расстояние на отпечатке L	Перенос щели с предварительного снимка	$\frac{1}{L} \times 100$
	Неточность измерения линейкой	$\frac{0,5}{L} \times 100$
Качество изображения	Расчет по краям почернений	$\frac{0,11k}{L} \times 100$
	Расчет по центрам почернений	$\frac{0,03k}{L} \times 100$
Коэффициент увеличения k	Неточность шага перфорации	0,3
	Неточность измерения линейкой (для расстояния 200 мм)	0,25
	Искажение оптики фотоувеличителя	1,1
	Неравномерность вытяжки фотобумаги	0,9

Предельная суммарная методическая погрешность единичного измерения:

$$3\sigma_t = \sqrt{\sum (3\sigma_i)^2 + \sum \delta_i^2},$$

где σ_i , δ_i — случайные и систематические погрешности, определенные экспериментально. Относительная погрешность для пленки:

$$\frac{3\sigma_t}{t} = 3 \sqrt{\left(\frac{\sigma_l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{V_p}}{V_p}\right)^2}$$

и для отпечатка:

$$\frac{3\sigma_t}{t} = 3\sqrt{\left(\frac{\sigma_L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{V_p}}{V_p}\right)^2}.$$

Таким образом, для больших интервалов времени относительная погрешность $3\sigma_t \sim t$, а для малых — практически не зависит от времени: $3\sigma_t \sim \frac{1}{V_p}$. Расчет величины $3\sigma_t$ показывает, что:

– для интервалов $t > 10$ мкс относительная погрешность постоянна и независимо от скорости развертки (в пределах 2,25–3,75 мм/мкс) для фотоотпечатка равна $\frac{3\sigma_t}{t} = 1,7\%$;

– для малых интервалов времени $3\sigma_t$ уменьшается с увеличением скорости развертки, а относительная погрешность быстро растет с уменьшением t . Например, для $t = 1$ мкс $\frac{3\sigma_t}{t} = 4,8\%$ ($V_p = 3$ мм/мкс);

– наименьшая погрешность единичного измерения на СФР-2М составляет $3\sigma_t = 0,03$ мкс (для $t = 0$).

2.1.4. Электрооптическая методика

Один из недостатков осциллографического способа регистрации состоит в том, что число импульсов, регистрируемых одним прибором, как правило, не превышает 3–4, а расшифровка осциллограмм при практически одновременном срабатывании нескольких датчиков зачастую оказывается невозможной.

Другой способ регистрации временных интервалов — электрооптический [21]. Он позволяет регистрировать сигналы нескольких десятков датчиков одним прибором даже при их одновременном срабатывании, благодаря автономности измерительных каналов.

Принцип электрооптического метода измерений заключается в регистрации фотохронографом импульсов света от преобразователя. Преобразователем в рассматриваемом случае является электроискровая установка, преобразующая электрические импульсы от датчиков в световые с помощью специальных искровых промежутков. Искровые промежутки размещаются в одну линию (иногда в две параллельные линии) и проецируются на кадр фоторегистратора таким образом, чтобы линия с изображением искровых промежутков располагалась на кадре перпендикулярно направлению развертки фоторегистратора.

Точность измерений интервалов времени электрооптическим методом зависит от целого ряда факторов, в том числе от разрешающей способности фоторегистратора, размеров изображения светящихся искровых промежутков на кадре фоторегистратора, разброса во времени пробоя искровых промежутков и т. д.

Дальнейшее совершенствование метода связано с предложением о замене искровых разрядников линейкой из миниатюрных конденсаторов Керра. Результатом реализации технического предложения стал 50-канальный генератор световых импульсов [22]. Преобразователем электрических импульсов в световые в описываемом приборе служит 52-канальная нитробензолная ячейка Керра с конденсаторами щелевого типа. Получение

световых импульсов основано на модулировании проходящих через каналы ячейки Керра световых пучков электрическими импульсами.

Рабочие щели всех конденсаторов ячейки Керра расположены в вертикальной плоскости с шагом 1,5 мм и проецируются на кадр фоторегистратора так, чтобы линия с изображением рабочих щелей была перпендикулярна направлению развертки. На оптической схеме (рис. 2.14) для простоты показано только четыре конденсатора.

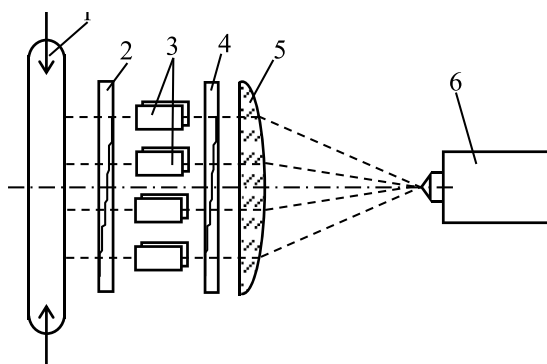


Рис. 2.14. Оптическая схема 50-канального генератора световых импульсов [9]: 1 — источник света; 2 — поляризатор; 3 — конденсаторы; 4 — анализатор; 5 — линза-коллектив; 6 — фоторегистратор

Поляризатор 2 и анализатор 4 — общие для всех каналов ячейки Керра и сделаны из поляроидной пленки на триацетатной основе. Источником света 1 служит трубчатая импульсная лампа ИФП-800, имеющая геометрические размеры светящейся части $\varnothing 7 \times 80$ мм. Максимальная яркость свечения лампы составляет 5×10^9 кд/м². Линза-коллектив 5 направляет световые пучки, прошедшие через каналы ячейки, в объектив фоторегистратора 6.

При выбранной ширине рабочих щелей 0,12 мм между плоскопараллельными электродами конденсаторов 3 и длине электродов 18 мм требуемое для полного открытия каналов ячейки Керра напряжение составляет примерно 400 В. Датчики подключаются к прибору индивидуальными радиочастотными кабелями РК-50-2-11. При работе с контактными датчиками на кабели с прибора подается постоянное напряжение 200 В. При замыкании контактных датчиков в кабелях формируются световые импульсы, которые поступают на соответствующие каналы ячейки Керра почти с удвоенной амплитудой (так как кабели при этом не согласованы) и открывают их на время действия этих импульсов. В случае работы прибора с пьезодатчиками кабели согласовываются со стороны прибора, а питание отключается.

В приборе два крайних канала ячейки Керра используются для нанесения масштаба времени на кадр фоторегистратора одновременно с регистрацией преобразованных от датчиков электрических импульсов. Получение масштабных меток времени основано на модуляции световых пучков от лампы ИФП-800 стабилизированным высокочастотным напряжением [21] от внутреннего генератора с частотой 0,1; 1; 2; 5 или 10 МГц в зависимости от выбранной скорости развертки фоторегистратора.

50-канальный генератор световых импульсов успешно используется в комплекте с фоторегистратором СФР для измерений интервалов времени в диапазоне от 10^{-6} до 5×10^{-3} с. Яркость и длительность свечения лампы ИФП-800 варьируется за счет изменения емкости батареи накопительных конденсаторов и балластного сопротивления, включенного в цепь разряда батареи конденсаторов на лампу. Ошибка измерений интервалов времени зависит от разрешающей способности фоторегистратора и синхронности кварцевого генератора меток времени и составляет не более 0,1% от времени полного кадра на любой скорости развертки СФР. Так, при максимальной скорости развертки 3750 м/с (время полного кадра 100 мкс) ошибка измерений не более 0,1 мкс.

Точность фотохронографического метода измерений может быть на порядок повышена применением двухканального датчика времени (ДВ-2) [23], который при совместной работе с фоторегистратором СФР обеспечивает нанесение на рабочий кадр СФР одновременно с исследуемым процессом масштаба времени и отметки времени, связанной с какой-либо определенной фазой исследуемого процесса.

На рис. 2.15 приведена типичная фотохронограмма световых импульсов 50-канального генератора.

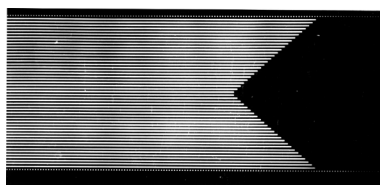


Рис. 2.15. Типичная фотохронограмма световых импульсов с оптической калибровкой метками времени с частотой 10 МГц

2.1.5. Лазерный измеритель волновой скорости (ЛИВС)

Метод ЛИВС (рис. 2.16) не является интерферометрическим [24]. Индикаторная преграда 2, размещаемая по ходу ударной волны непосредственно за образцом 1, представляет собой набор тонких пластин из прозрачного материала, чаще всего — оргстекла.

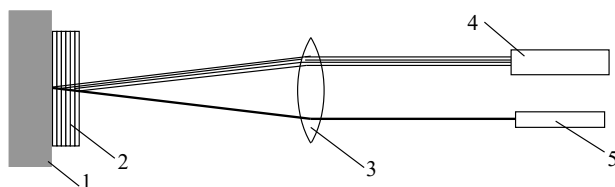


Рис. 2.16. Схема проведения эксперимента методом ЛИВС: 1 — исследуемый образец; 2 — пакет пластин преград-индикаторов; 3 — фокусирующая линза; 4 — ФЭУ; 5 — лазер

Пакет пластин сжимается так, чтобы толщина зазоров между ними не превышала нескольких микрометров и не оказывала заметного влияния

на ударно-волновой процесс в пакете. В направлении, перпендикулярном базовой плоскости, пластины зондируются сфокусированным лазерным лучом. При этом каждая поверхность в пакете пластин отражает небольшое количество света, который принимается быстродействующим ФЭУ 4. Ударная волна закрывает зазоры между пластинами. Удаление отражающих поверхностей вызывает скачкообразное изменение интенсивности света, поступающего в фотоприемник. Толщина пластин тщательно измеряется, поэтому, определив интервалы времени между скачками интенсивности света, поступающего в фотоприемник, можно узнать скорость ударной волны в каждой пластине пакета. Малые поперечные размеры зондирующего лазерного луча обеспечивают высокую точность измерения скорости ударной волны в преграде-индикаторе, хотя и остается вопрос о влиянии ненулевых зазоров и контактных поверхностей на распространение ударной волны. Метод ЛИВС эффективно используется для регистрации структуры детонационных волн и продемонстрировал достаточно высокую эффективность [24].

2.1.6. Метод оптического рычага

Метод одновременно регистрирует два кинематических параметра — скорость ударной волны D и скорость свободной поверхности W . Метод основан на отражении светового луча от движущейся зеркальной поверхности и впервые описан в работах [25, 26] американских исследователей при изучении упругопластического поведения и динамических свойств алюминиевых сплавов и далее развит сотрудниками РФЯЦ-ВНИИТФ [27–30] для исследования полиморфных превращений и откольных разрушений разных металлов и сплавов.

Принципиальная схема метода изображена на рис. 2.17. Суть его состоит в следующем.

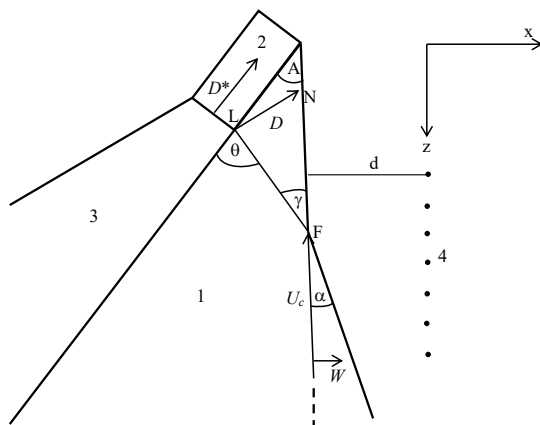


Рис. 2.17. Волновая картина в клиновом образце при его нагружении скользящей детонацией: 1 — клиновидный образец, 2 — взрывчатое вещество, 3 — область продуктов взрыва, 4 — система точечных источников света, D — фронт ударной волны, D^* — фронт детонационной волны, W — скорость свободной поверхности, U_c — скорость скольжения наклонной ударной волны вдоль свободной поверхности

Скользящая детонация слоя взрывчатого вещества возбуждает в образце наклонную ударную волну. При выходе на свободную поверхность под небольшим углом γ волна вызывает ее поворот на угол α . По этому углу определяется скорость движения поверхности W , а по скорости скольжения U_c вдоль нее судят о волновой скорости D .

Для регистрации угла поворота α и скорости скольжения U_c используется система точечных источников света. Положение изображений этих источников в пространстве и времени фиксируется камерой фоторегистратора. Приход волны на участок, которым отражается соответствующий источник, сопровождается скачком a его изображения. Величина скачка пропорциональна углу поворота α . Процесс повторяется с каждым из источников. По времени их последовательного включения в работу определяется скорость скольжения волны U_c . На рис. 2.18 изображена схема хронограммы, иллюстрирующая последовательное образование скачков изображения источников света при выходе на свободную поверхность упругой и пластической волн в нескольких точках регистрации.

На рис. 2.19 в качестве примера приведена характерная хронограмма регистрации упругопластического течения в материале при взрывном нагружении образца.



Рис. 2.18. Схема хронограммы

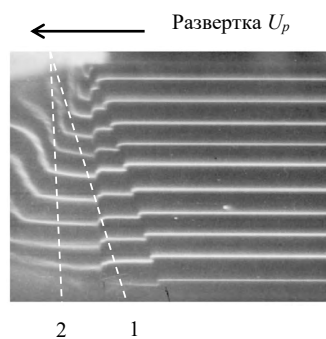


Рис. 2.19. Выход двух волн на свободную поверхность образца стали: 1 — упругий предвестник, 2 — пластическая волна

Обратимся вновь к рис. 2.17. Скользящая детонация последовательно включает точки нагружаемой поверхности, которые генерируют расходящиеся волны. Их суперпозиция образует наклонный ударный фронт, скорость которого D связана со скоростью детонации соотношением $D = D^* \times \sin \theta$. С другой стороны, за время t волна пройдет путь $D \times t$ из точки L в точку N. За это же время скользящий вдоль свободной поверхности со скоростью U_c наклонный фронт пройдет путь из точки F в точку N: $U_c \times t$. Из прямоугольного треугольника FLN следует $\frac{LN}{FN} = \frac{D}{U_c} = \sin \gamma$, где γ — угол падения на свободную поверхность наклонного фронта ударной волны. Отсюда следует другое выражение

для волновой скорости: $D = U_c \sin \gamma$. Равенство правых частей двух выражений дает $D^* \sin \theta = U_c \sin \gamma$ и $\sin \theta = \frac{U_c}{D^*} \sin \gamma$. Так как $\gamma = \theta - A$, то выражение приобретает вид $\sin \theta = \frac{U_c}{D^*} (\sin \theta \cos A - \sin A \operatorname{ctg} \theta)$. Деление обеих частей на $\sin \theta$ дает $1 = \frac{U_c}{D^*} (\cos A - \sin A \operatorname{ctg} \theta)$, то есть $\frac{D^*}{U_c} = \cos A - \sin A \operatorname{ctg} \theta$, откуда $\operatorname{ctg} \theta = \operatorname{ctg} A - \frac{D^*}{U_c} \times \sin A$. Далее для определения искомого угла θ следует получить значение скорости скольжения U_c . На рис. 2.20 изображен фрагмент схемы хронограммы. Из него следует, что путь скольжения вдоль свободной поверхности образца за время t составляет $U_c \times t$ и соответствует размеру на пленке $\frac{U_c t}{M}$ (M — масштабный коэффициент оптической системы; отношение истинного размера к размеру на пленке). За это время развертка хронографа пропишет луч длиной $U_p \times t$ (U_p — скорость развертки).

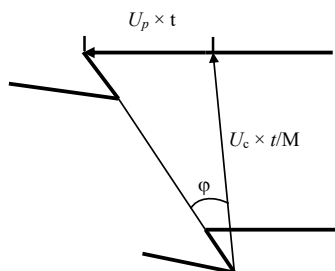


Рис. 2.20. К определению скорости скольжения U_c

Отношение указанных отрезков есть $\operatorname{tg} \varphi$, откуда $U_c = M \frac{U_p}{\operatorname{tg} \varphi}$, и далее

$$\theta = \operatorname{arccctg} \left[\operatorname{ctg} A - \frac{D^* \operatorname{tg} \varphi}{(M U_p \sin A)} \right].$$

Окончательно $D = D^* \sin \theta = D^* \sin \left[\operatorname{arccctg} \left(\operatorname{ctg} A - \frac{D^* \operatorname{tg} \varphi}{(M U_p \sin A)} \right) \right]$.

Таким образом, для определения волновой скорости D необходимы постановочные параметры (скорость детонации D^* , A — угол клинового образца, масштабный коэффициент оптической системы M , скорость развертки хронографа U_p), а также снимаемая с хронограммы величина φ -угла наклона записи по отношению к вертикали.

Скорость свободной поверхности W связана с углом поворота α свободной поверхности при последовательном выходе на нее ударной волны:

$W = U_c \operatorname{tg} \alpha = M U_p \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \varphi}$ (рис. 2.17). Угол α определяется по величине скачка

изображения a на пленке и длине оптического рычага d — расстоянию от источника до отражающей свободной поверхности. На рис. 2.21 приведен поясняющий элемент оптической системы.

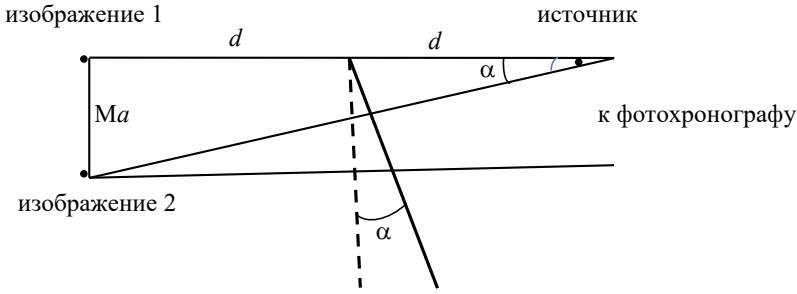


Рис. 2.21. К определению угла поворота свободной поверхности α : a — величина скачка на пленке, Ma — истинный размер скачка, изображения 1 и 2 — в исходном и повернутом положениях свободной поверхности соответственно

Из него следует, что $\operatorname{tg}\alpha = \frac{Ma}{2d}$ и тогда окончательно $W = \frac{M^2 a U_p}{(2d \operatorname{tg}\alpha)}$. Таким образом, для определения скорости свободной поверхности W следует использовать исходные параметры (масштабный коэффициент M , скорость развертки хронографа U_p , длину оптического рычага d), а также снимаемые с хронограммы величины скачков изображений a и углов наклона записи φ .

Массовая скорость вещества U определяется по скорости свободной поверхности с применением правила удвоения: $U = \frac{W}{2} = \frac{M^2 a U_p}{(4d \operatorname{tg}\alpha)}$.

Из полученного экспериментального массива D и U по известным соотношениям получают характеристики ударной сжимаемости вещества — давление во фронте ударной волны P (или напряжение σ_x в направлении распространения фронта волны) и сжатие $\frac{\rho}{\rho_0}$. Их связь представляет собой **ударную адиабату** вещества. На рис. 2.22 приведена зависимость $\sigma_x \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)$ алюминия 2024-T4 по данным [26].

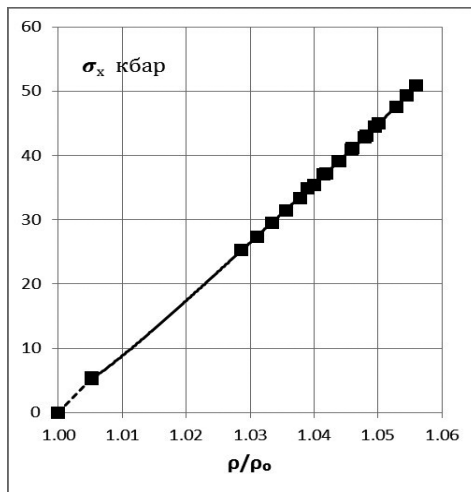


Рис. 2.22. Уругопластическая ударная адиабата алюминия [26]: - - - — упругая ветвь, — — — — пластическая ветвь

В области относительно низких давлений конфигурация ударной волны состоит из двух составляющих — упругой и пластической. Соответственно ударная адиабата не является монотонной; она претерпевает излом в точке текучести.

К достоинствам метода следует отнести:

- одновременную регистрацию волновой и массовой скорости ударной волны;
- регистрацию многоволновой картины, связанной с упругопластическим течением или полиморфным превращением;
- определение динамической сдвиговой прочности по параметрам упругой волны;
- определение откольной прочности по форме ударного импульса;
- применение типовой оптической аппаратуры, не вносящей возмущений в исследуемый процесс.

Погрешности определяемых величин оцениваются в единицы процентов.

2.1.7. Метод замкнутых контактов

Метод [7] разработан для измерения скорости ударной волны в токопроводящих материалах и основан на регистрации моментов прихода фронта ударной волны (ФУВ) к замкнутым электрическим контактам (ЗК), расположенным на заданных расстояниях друг от друга вдоль направления распространения ударной волны.

По определению [31] ЗК есть поверхность соприкосновения составных участков электрической цепи слоев или пластинок твердых токопроводящих материалов, обладающая проводимостью. Рассмотрим работу ЗК в ударной волне. Электрическая эквивалентная схема метода ЗК приведена на рис. 2.23. В случае измерения скорости плоской ударной волны ЗК создаются в результате соприкосновения двух плоских пластинок твердых токопроводящих материалов, прижатых основаниями друг к другу с усилием ~ 10 Н (винтовой зажим). До подхода ударной волны из-за негладкости поверхностей пластинок они соприкасаются в относительно небольшом числе контактных пятен (если ЗК выполнены из абсолютно твердого материала, соприкосновение происходит не более чем в трех точках) [8]. Суммарная площадь поверхности контактных пятен, как правило, в сотни и более раз меньше кажущейся (геометрической) площади соприкосновения пластинок S . Следовательно, даже между достаточно сильно прижатыми друг к другу пластинками существует зазор, ширина которого d примерно равна высоте микронеровностей поверхности пластинок. В области контактных пятен возникают мостики проводимости из-за разрушения окисной пленки при пластическом деформировании микровыступов или из-за электрического пробоя окисной пленки и образования в ней тонкого $\varnothing \sim 1$ мкм металлического мостика — фриттинга пленок потускнения. Сопротивление R_3 и индуктивность L_3 определяются сопротивлением и индуктивностью параллельных мостиков проводимости, а емкость C_3 тем больше, чем больше S и чем меньше d .

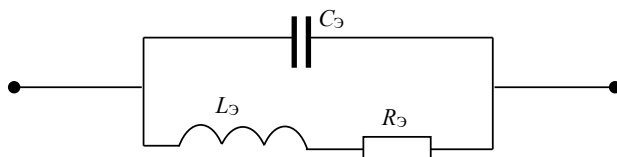


Рис. 2.23. Электрическая эквивалентная схема метода замкнутых контактов

При выходе ФУВ к одной из соприкасающихся поверхностей ЗК она начинает двигаться в зазор со скоростью W , что приводит в первую очередь к росту $C_э$ (соответственно падению $V \sim \frac{1}{C_э}$) и позднее после выбирания зазора и разрушения в ударной волне окисной пленки к падению $R_э$. Таким образом, ЗК работает как емкостной преобразователь совпадения ФУВ и заданной поверхности раздела исследуемой среды. В момент совпадения ФУВ и ЗК электросопротивление ЗК резко падает. При проведении измерений через последовательно включенные ЗК пропускают постоянный ток и регистрируют суммарное напряжение на них, резко падающее в момент совпадения ФУВ и очередного ЗК.

На рис. 2.24 представлены редакция и осциллограмма опыта по измерению скорости ударной волны в пакете из алюминиевых фольг с использованием метода замкнутых контактов.

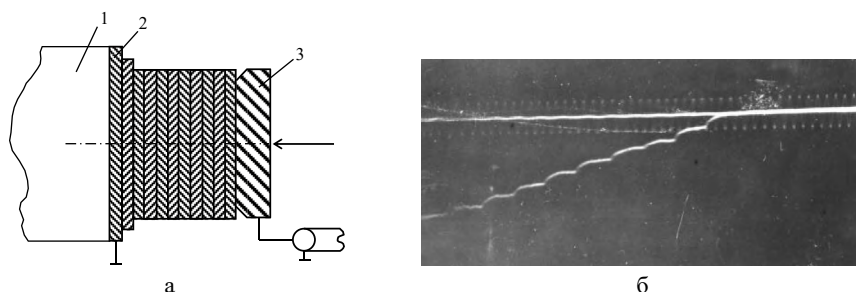


Рис. 2.24. Схема датчика скорости ударной волны (а) и типичная осциллограмма (б): 1 — заряд ВВ; 2 — первая пластинка; 3 — вывод, прижимающий датчик к ВВ. Частота меток времени на осциллограмме 200 МГц

Точность измерения D определяется точностью измерения временных интервалов прохождения ударной волны через каждую алюминиевую фольгу.

2.2. МЕТОДЫ НЕПРЕРЫВНОЙ РЕГИСТРАЦИИ ПРОФИЛЕЙ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ВЕЩЕСТВА

Подробное изучение кинетики волновых процессов, релаксационных явлений, сопровождающих ударное нагружение, стало возможным благодаря развитию экспериментальных методов измерений, позволяющих получать непрерывную информацию об изменении во времени основных параметров

ударных волн [1–3]. Рассмотрим основные методы непрерывной регистрации ударно-волновых профилей скорости движения вещества.

2.2.1. Емкостной датчик

Емкостной (конденсаторный) датчик предназначен для непрерывной регистрации скорости поверхности $W(t)$ металлических образцов [32, 33]. Электрическая схема и пример постановки опыта по исследованию упругопластических волн в стали с применением емкостного датчика показаны на рис. 2.25.

На расстоянии x_0 от свободной поверхности образца 2 устанавливается плоский неподвижный электрод 7, составляющий с образцом измерительный конденсатор C . Напряжение E на конденсатор подается от источника ЭДС через сопротивление нагрузки R , которое выбирается достаточно малым с тем, чтобы постоянная времени RC была много меньше характерного времени регистрации. Для поддержания однородности электрического поля в области измерительного электрода применяется охранный кольцо 6.

Когда поверхность образца приходит в движение, емкость измерительного конденсатора начинает изменяться, и в цепи датчика появляется ток подзарядки, сила которого пропорциональна скорости изменения емкости, т. е. скорости движения поверхности образца $W(t)$.

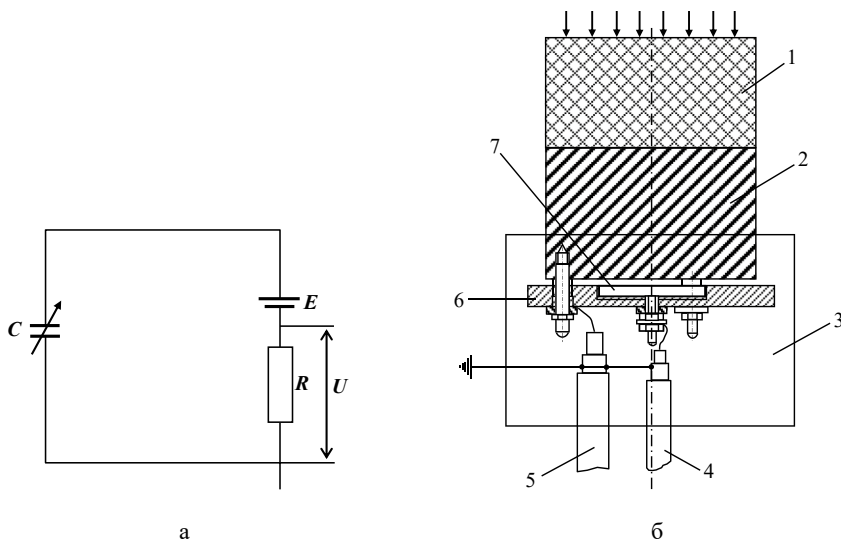


Рис. 2.25. Принципиальная схема емкостного датчика (а) и постановка опытов по регистрации скорости свободной поверхности образца (б): 1 — заряд ВВ; 2 — образец (подвижный электрод датчика); 3 — экран; 4, 5 — кабели питания и измерения; 6 — охранный кольцо; 7 — неподвижный электрод датчика

Если скорость изменения емкости $\frac{1}{C} \frac{dC}{dt}$ значительно меньше, чем величина $\frac{1}{RC}$, т. е. $R \frac{dC}{dt} \ll 1$, то с точностью до членов второго порядка малости

$U = ER \frac{dC}{dt}$, а так как $C = \frac{\alpha}{\left(x_0 - \int_0^t W(t) dt\right)}$, где $\alpha = \frac{\varepsilon S}{4\pi}$, то из двух последних фор-

мул определяем скорость свободной поверхности как функцию времени:

$$W(t) = Z(t) \left[x_0^{-1} + \int_0^t Z(t) dt \right]^{-2}, \text{ где } Z(t) = \frac{U(t)}{\alpha RE}.$$

Если при этом $\int_0^t W(t) dt \ll x_0$, то выражение для скорости примет вид $W(t) = \frac{U(t)x_0^2}{\alpha RE}$.

Таким образом, измерив $U(t)$ — напряжение на сопротивлении R (рис. 2.25 а), находим искомую зависимость $W(t)$.

Метод является бесконтактным, поэтому его разрешающая способность ограничена в принципе лишь одновременностью выхода регистрируемого импульса нагрузки на поверхность образца в контролируемой датчиком области. В зависимости от требований к разрешающей способности и полному времени регистрации диаметр измерительного электрода и расстояние между ним и поверхностью образца варьируется в пределах 5–25 мм и 1–6 мм соответственно. Реальная разрешающая способность датчика диаметром 5 мм составляет 10–20 нс [16]. С низким уровнем сигнала связана недостаточно высокая помехоустойчивость метода, что ограничивает возможности его применения. Увеличение U , R и отношения диаметра неподвижного электрода d к зазору между электродами $x(d/x)$ повышает сигнал с датчика. Предельное напряжение U ограничено электрической прочностью воздушного зазора. Изоляция электрода от свободной поверхности образца тонким слоем диэлектрика позволяет повысить допустимое напряжение до нескольких киловольт. Увеличение сопротивления нагрузки R ограничено в связи с необходимостью ее согласования с волновым сопротивлением кабеля для устранения частотных искажений сигнала. Диаметр неподвижного электрода не может быть значительно увеличен вследствие возрастания эффектов, связанных с неплоским фронтом волны. При напряжении на источнике, равном 3 кВ, характерный уровень сигнала емкостного датчика составляет единицы-десятки милливольт. Погрешность измерения $W(t)$ методом емкостного датчика оценивается в 3–5% [16].

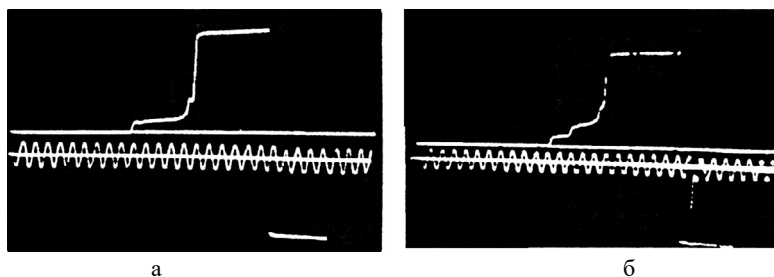


Рис. 2.26. Характерные осциллограммы записи сигнала с емкостного датчика (метки времени через 2 мкс): а — образец из стали 3 длиной 90 мм; б — ступенчатый образец из стали 3 ($h = 5$ мм)

Метод емкостного датчика широко применяется при исследовании упругопластических свойств и откольной прочности металлов [33]. Примеры записей сигналов с датчиков, характерных для упругопластических волн, приведены на рис. 2.26.

2.2.2. Магнитоэлектрический метод

Магнитоэлектрический метод регистрации профилей массовой скорости $u(t)$ в диэлектрических материалах основан на возникновении ЭДС в проводнике, движущемся в магнитном поле [1, 34] (рис. 2.27).

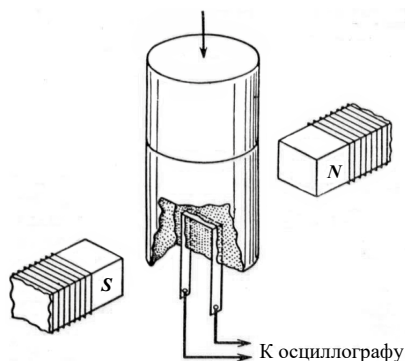


Рис. 2.27. Схема регистрации профилей массовой скорости магнитоэлектрическим методом

Магнитоэлектрический датчик представляет собой П-образную полосу из тонкой проводящей фольги. Экспериментальная сборка размещается в однородном магнитном поле, создаваемом стационарным электромагнитом или одноразовым соленоидом. Датчик ставится таким образом, чтобы его перекладина, являющаяся чувствительным элементом, была направлена перпендикулярно силовым линиям поля и параллельно фронту ударной или детонационной волны. При прохождении ударной или детонационной волны по веществу датчик вовлекается в движение вместе с окружающим его веществом или продуктами взрыва; ЭДС, возникающая в датчике в результате пересечения магнитных силовых линий, записывается на осциллографе. Предполагается, что датчик безынерционный, т. е. в каждый момент времени его скорость равна массовой скорости вещества.

При движении в магнитном поле проводника в нем наводится ЭДС индукции E , которая связана со скоростью движения u проводника, его длиной l и магнитной индукцией поля B соотношением $E(t) = -Blu$.

В первых экспериментах [1] магнитоэлектрические датчики изготавливались из медной фольги толщиной 0,3 мм. Большая инерционность таких датчиков приводила к завалу фронта осциллограмм и занижению массовых скоростей. Экспериментальная проверка [35, 36] показала, что оптимальными являются алюминиевые датчики толщиной $\sim 0,1$ мм. Дальнейшее

уменьшение толщины нецелесообразно, так как датчики часто рвутся ПВ и влияние собственной проводимости ПВ становится заметным.

Характерные осциллограммы записи профилей массовой скорости в веществах приведены на рис. 2.28.

В процессе развития магнитоэлектрического метода предлагались и экспериментально проверялись датчики разных модификаций — П-образные датчики, ступенчатые, позволяющие одновременно регистрировать волновую и массовую скорости, стремленные датчики в виде диска из тонкой фольги с подсоединенными к нему проволочными выводами. В [37] описано применение многоканальных измерительных систем, в которых исследуемый заряд составляют из нескольких дисков ВВ с размещенными между ними плоскими магнитоэлектрическими датчиками. В другом варианте комплект плоских датчиков объединяется в единый пакет, устанавливаемый в разъемном заряде под углом к набегающему потоку. Элементы пакета находятся на различной глубине в потоке, и эта глубина может легко регулироваться изменением расстояния между элементами и углом, под которым размещается пакет.

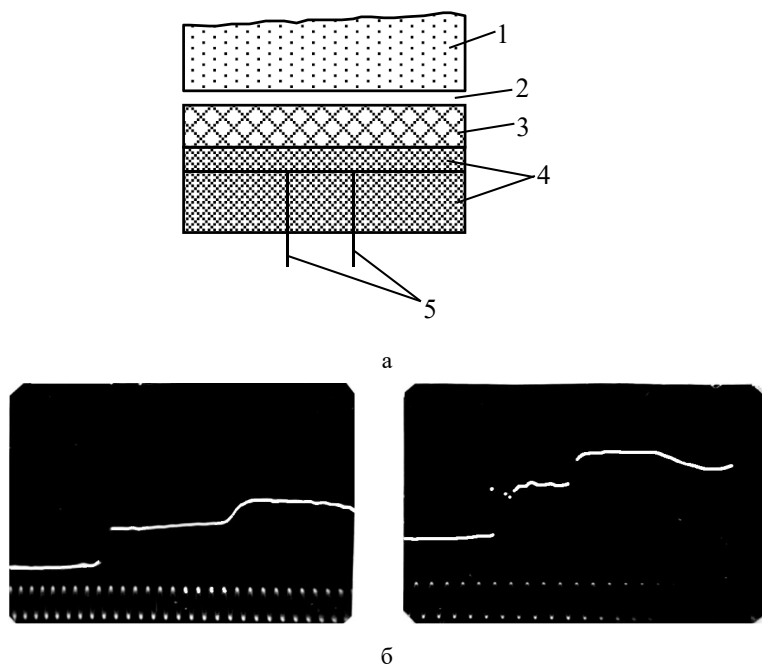


Рис. 2.28. Схема постановки опыта (а) и осциллограммы (б) двухволнового профиля в KCl: 1 — заряд ВВ; 2 — воздушный зазор; 3 — экран; 4 — исследуемое вещество; 5 — датчик

Многоканальные системы весьма информативны, однако их применение не всегда целесообразно. Вмонтированные в заряд датчики, покрытые защитным слоем, вызывают нежелательное возмущение потока. В неустановившихся течениях, например при эволюции инициирующей ударной волны, эти возмущения могут заметно исказить течение процесса и даже

оборвать начавшуюся химическую реакцию. Объединение датчиков в единый пакет позволяет избежать этих трудностей, однако наклонное размещение датчиков, как свидетельствуют прямые эксперименты [38], искажает одномерный характер течения и занижает фактические скорости на $\sim 10\%$.

Временное разрешение магнитоэлектрического метода зависит от ряда факторов: материала датчика, его толщины, расстояния между выводами, кривизны набегающего ударного или детонационного фронта, быстродействия регистрирующей аппаратуры. В прецизионных опытах [39] с датчиками толщиной 25 мкм при тщательной сборке устройств удалось достигнуть временного разрешения $\tau_p \sim 10$ нс.

Магнитоэлектрическая методика широко используется для изучения детонации конденсированных ВВ, определения параметров двухволновых профилей ударного фронта, свидетельствующих о протекании фазового перехода первого рода (КС1, КВг, ВN), изучения волн разгрузки [40].

2.2.3. Электромагнитный метод

Электромагнитный метод разработан для измерения скорости частиц вещества в диэлектрике или скорости свободной поверхности проводника при воздействии ударных волн [41, 42].

Метод основан на измерении ЭДС $E(t)$, которая наводится в измерительной катушке при перемещении тонкой проводящей фольги, параллельной плоскости этой катушки, в направлении ее оси, когда вся система находится в магнитном поле. Если фольга имеет достаточно большие размеры, для вывода уравнения, связывающего $E(t)$ с перемещением фольги, можно применить теорию магнитных изображений. Схема экспериментального устройства для измерения скорости свободной поверхности проводящего образца с помощью осесимметричного электромагнитного датчика приведена на рис. 2.29.

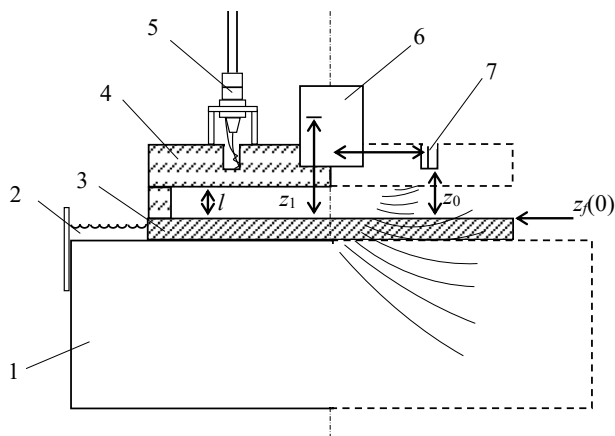


Рис. 2.29. Схема экспериментального устройства осесимметричного электромагнитного датчика: 1 — заряд ВВ; 2 — минеральное масло; 3 — металлический диск; 4 — плексигласовый диск; 5 — коаксиальный разъем; 6 — постоянный магнит; 7 — одновитковая катушка

На середину верхней поверхности заряда ВВ 1 положен металлический диск 3, диаметр которого меньше диаметра заряда. Для предотвращения быстрого расширения ПВ, которое вызывает электрические помехи, на свободную торцевую поверхность заряда наливается слой минерального масла 2. Над металлическим диском на плексигласовых стойках помещен плексигласовый диск 4. Нижняя поверхность этого диска служит реперной плоскостью. Расстояние l между верхней поверхностью диска 3 и реперной плоскостью тщательно измеряется для последующего сравнения с интегралом от скорости движения свободной поверхности, измеренном в эксперименте. В углублении на верхней стороне диска 4 помещен постоянный магнит 6, а в кольцевой канавке — одновитковая катушка 7 из изолированного медного провода. Через z_0 обозначено расстояние от начального положения поверхности диска 2 (плоскость $z_f(0)$) до средней плоскости катушки, r_0 — радиус внутреннего края катушки плюс четверть диаметра провода; z_1 — расстояние от поверхности диска 2 до центра магнита.

Первоначально в системе существует только постоянное магнитное поле, показанное на рис. 2.29. Перемещение проводящего образца в сторону магнита вызывает искажение этого поля, что приводит к уменьшению магнитного потока, пронизывающего измерительную катушку. В результате в ней наводится ЭДС $E(t)$, связанная со скоростью движения проводящей поверхности $W(t)$.

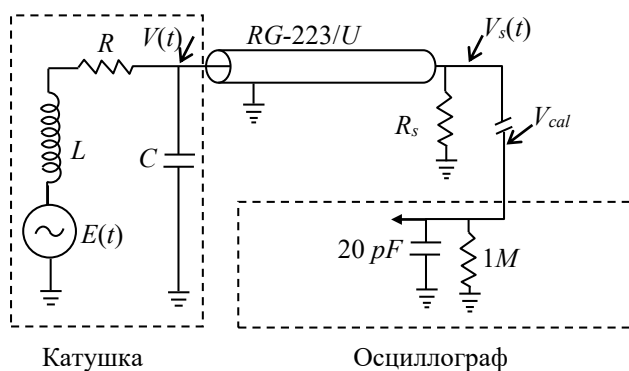


Рис. 2.30. Эквивалентная схема измерительной катушки осесимметричного электромагнитного датчика и схема соединения ее с осциллографом (показана также входная цепь усилителя осциллографа)

Искомый профиль скорости находится путем численного решения полной электродинамической задачи, исходными данными для которой, помимо измеренного сигнала электромагнитной индукции, являются величины z_0 , z_1 , r_0 и пространственное распределение потока магнитной индукции B_r в конкретных условиях эксперимента.

ЭДС $E(t)$ возникает в катушке, эквивалентная схема которой представлена на рис. 2.30. Возникающая в катушке ЭДС $E(t)$ преобразуется катушкой в сигнал напряжения $V(t)$, который поступает на вход кабеля обычно длиной

15 м. Этот сигнал и все возникающие в кабеле отражения дают на выходе кабеля, нагруженном согласованным сопротивлением R_s и входным импедансом осциллографа, сигнал $V_s(t)$.

Осциллограмма этого сигнала фотографируется (рис. 2.31).

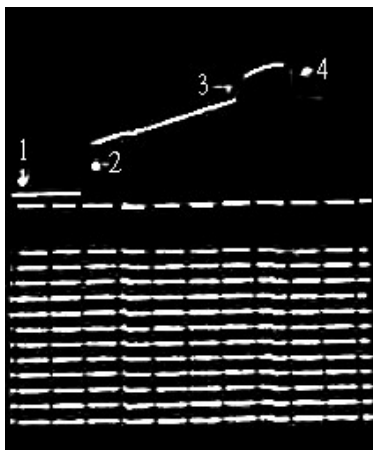


Рис. 2.31. Осциллограмма, полученная в опыте по исследованию скорости свободной поверхности алюминиевой пластины. Расстояние между нулевой линией осциллограммы и реперной линией «-0,1» составляет 0,7 В. Расстояние между метками времени 0,5 мкс

Градуировочную сетку (в нижней части осциллограммы) фотографируют заранее и перед съемкой осциллограммы сигнала $V_s(t)$ пленку смещают, чтобы избежать наложения изображения, которое может привести к потере информации или неправильной интерпретации. На осциллограмму накладывается только одна градуировочная линия, соответствующая напряжению, равному $-0,1$ от максимального отклонения луча вверх на экране электронно-лучевой трубки. Эта же линия, называемая ниже линией «-0,1», имеется на снятой ранее сетке, что позволяет осуществить привязку осциллограммы к сетке («наложение») при цифровом анализе данных. Сетка и рабочая осциллограмма промеряются, а данные промера обрабатываются на ЭВМ для построения графика зависимости напряжения от времени, характеризующего проведенный эксперимент.

На осциллограмме отмечены следующие моменты: 1 — приход волны детонации к границе раздела ВВ — металл; 2 — приход ударной волны к свободной поверхности металла и соответствующее ускорение этой поверхности; 3 — приход второй волны к свободной поверхности (после возвращения волны разрежения к границе ВВ — металл); 4 — момент удара свободной поверхности металлической пластины о реперную плоскость и соответствующее замедление этой поверхности.

На рис. 2.32 представлены построенные по результатам обработки этой осциллограммы графики зависимости скорости свободной поверхности $W(t)$ алюминиевой пластины толщиной 6,3 мм после воздействия на нее детонационной волны, распространяющейся по бризантному заряду ВВ из состава ТГ 36/64 длиной 102 мм.

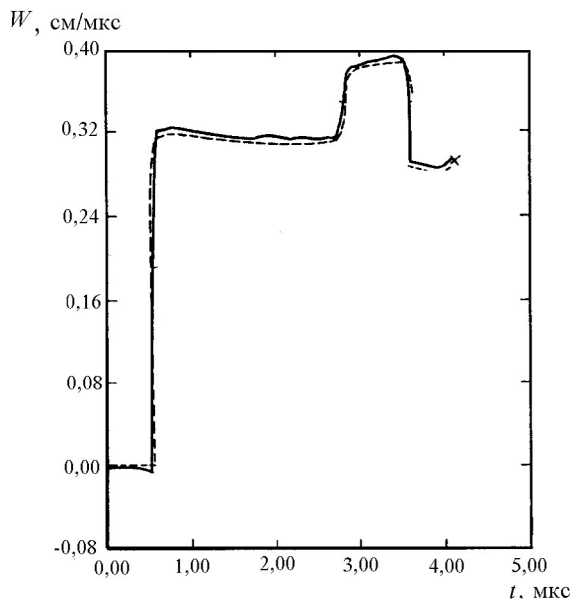


Рис. 2.32. Графики зависимости $W(t)$, построенные по результатам анализа осциллограммы рис. 2.31. - - - — график, построенный по $V(t)$; — — — график, построенный по рассчитанной зависимости $E(t)$

Схема экспериментального устройства, в котором расстояние l составляло 10 мм, приведено на рис. 2.29. Одна из зависимостей $W(t)$ построена по графику $E(t)$, другая — по нескорректированному графику $V_s(t)$. На графиках отмечены те же моменты 2, 3 и 4, что и на осциллограмме рис. 2.31. Выбор материала магнита диктуется требованием минимизации вторичных взаимодействий. В случае магнита из проводящего материала вихревые токи, наведенные в проводящей пластине, в свою очередь наводят вихревые токи в магните, что приводит к уменьшению сигнала.

Если же магнит сделан из непроводящего материала, как в [42], сигнал увеличивается до предела, налагаемого уменьшением магнитного момента магнита под действием размагничивающегося поля вихревых токов в пластине.

Электромагнитные датчики просты в изготовлении и позволяют с хорошей точностью определять скорости частиц вещества в диэлектриках [41] и проводниках, а также скорость свободной поверхности проводников или специальным образом приготовленных образцов диэлектриков. Датчик на основе постоянного магнита не требует специального питания, что и определяет его большую стойкость к электромагнитным наводкам. В [42] с помощью электромагнитного датчика проведены измерения колебательного движения стенок стальной колбы под действием внутреннего электровзрывного нагружения.

Погрешность метода оценивается в 2%, предельная разрешающая способность — одна наносекунда на 1 см диаметра индуктивного датчика (без учета отклонений ФУВ от плоскости датчика). Обработка получаемых

при этом данных сложнее, чем в случае использования других электромагнитных методов, но при наличии современных ЭВМ не представляет трудности.

2.2.4. Индукционный метод

Индукционный метод [43] позволяет осуществлять непрерывную регистрацию скорости конденсированной среды при высоких давлениях ударного сжатия.

Рассмотрим принцип работы индукционного метода. Пусть виток радиусом R_1 с пренебрежимо малым сечением провода подключен к стабилизированному источнику постоянного тока и расположен в конденсированной диэлектрической среде 1 (рис. 2.33) на высоте h_0 над проводящим полупространством 2 с электропроводностью $\sigma \rightarrow \infty$, а во всем пространстве установилось стационарное магнитное поле. Магнитные проницаемости сред $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Если по какой-либо причине в диэлектрической среде 1 произойдет изменение магнитного поля, в витке появится ЭДС индукции E_1 .

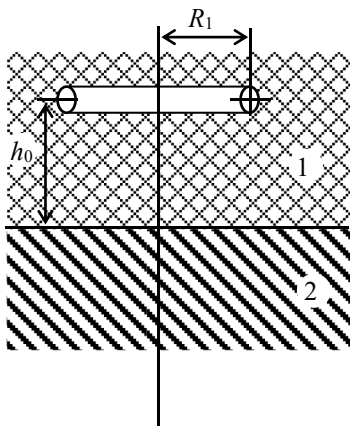


Рис. 2.33. Схема индукционного датчика: 1 — конденсированная диэлектрическая среда; 2 — проводящее полупространство

Пусть по системе снизу вверх распространяется плоская ударная волна, фронт которой параллелен границе раздела сред. Пока фронт волны движется по проводнику, ЭДС индукции в витке не возникает. Однако после того, как в момент времени $\tau = 0$ фронт волны выйдет на границу раздела, последняя придет в движение и на поверхности проводящей среды появятся концентрические вихревые токи. Они вызовут изменение поля в верхнем полупространстве и появление в витке ЭДС индукции E_1 , зависящей от скорости движения $u(t)$ границы раздела диэлектрик — проводник тока. ЭДС индукции E_1 в витке с постоянным током I_0 связана со скоростью $u(t)$ соотношением $E_1(t) = I_0 \alpha_1(t) u(t)$, где коэффициент α_1 является функцией

не только текущего расстояния $h(t)$ от витка до поверхности проводника, но и функцией первоначального расстояния h_0 .

Для увеличения ЭДС индукции используют не один виток, а несколько, т. е. катушку индуктивности. ЭДС индукции в ней составит $E = I_0 \alpha u$, где $\alpha = \alpha_1 N^2$; N — число витков; α_1 — коэффициент для эквивалентного витка.

Схемы постановки экспериментов приведены на рис. 2.34 а, б [43]. Плоские ударные волны в исследуемых средах создавались с помощью цилиндрических зарядов ВВ диаметром 120 или 200 мм с несинхронностью движения фронта волны на диаметре 100 мм, не превышающей обычно $\sim 0,1$ мкс. Длительность исследуемого процесса составляла 1–2 мкс. Взрыв осуществлялся через $\sim 0,1$ с после подачи тока $I_0 \approx 400$ А в цепь датчика. Датчик изготавливался из 8 витков изолированного медного провода диаметром 1 мм со значениями $R_s \approx 16$ мм, $r \approx 5$ мм и толщиной обмотки 2,5 мм.

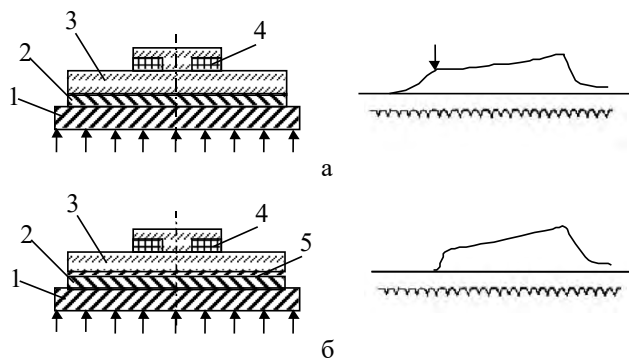


Рис. 2.34. Схемы постановки и осциллограммы экспериментов [36] по измерению скорости границы раздела металл — диэлектрик (а) и диэлектрической среды (б): 1 — алюминиевый экран; 2 — образец; 3 — плексигласовый диск; 4 — индукционный датчик; 5 — медная пластина толщиной 0,1–0,3 мм

В постановке рис. 2.34 а плоская ударная волна прямоугольного профиля из алюминиевого экрана 1 взрывного устройства вводилась в свинцовый или висмутовый образец 2, а затем в образец 3 из плексигласа. Толщины образцов 2, 3 составляли 5 и 6 мм, а их диаметры — 100 мм. Сигнал снимался с помощью датчика 4. Вторая постановка опытов (рис. 2.34 б) отличалась от первой тем, что на границу раздела свинец (висмут) — диэлектрик помещалась медная пластина 5 диаметром 100 мм и толщиной 0,3 мм, достаточно быстро приобретающая скорость этой границы. В опытах использовались два типа взрывных устройств с известными параметрами ударной волны за ее фронтом в экране 1 ($u_s = 1,46$ и $2,33$ км/с соответственно), обеспечивающими исходное давление в образцах 2 $P \approx 40$ –80 ГПа.

На рис. 2.34 а, б приведены также осциллограммы первой и второй серий опытов с висмутом, выполненных на взрывном устройстве 1. Частота меток времени $f = 10$ МГц.

На рис. 2.35 представлены экспериментальные зависимости $u(t)$, полученные с помощью приведенных выше соотношений из осциллограмм $V(t)$

опытов второй серии с Bi и Pb с учетом небольшой эмпирической поправки на конечность электропроводности меди. Операция извлечения $u(t)$ из осциллограммы $V(t)$ при использовании ЭВМ не представляет особых затруднений. Как отмечалось выше, в исследуемом образце создавалась ударная волна с постоянным давлением (скоростью) за фронтом. Полученные экспериментальные зависимости $u(t)$ действительно имеют практически прямоугольный профиль, а значения скоростей с точностью $\pm 2\%$ совпадают со скоростями, определенными по известным ударным адиабатам металлов и параметрам взрывных устройств I и II.

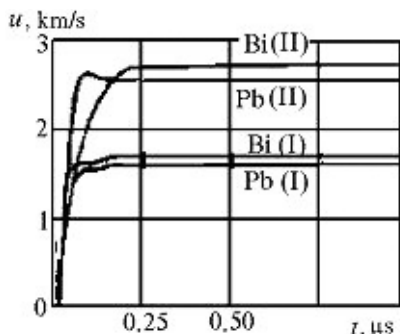


Рис. 2.35. Экспериментальные зависимости $u(t)$, полученные путем пересчета осциллограмм $V(t)$ рис. 2.34

При экспериментальной отработке индукционного метода установлено [36], что поведение меди в ударно-волновых процессах близко к поведению идеального проводника. Этот факт позволяет осуществлять с достаточно хорошим приближением непрерывную регистрацию скорости границы раздела металл — диэлектрик при электропроводности металла, близкой к электропроводности меди. Для регистрации скорости границы раздела диэлектрика с проводником, имеющим низкую электропроводность (висмут, графит и т. п.), или скорости диэлектрической среды необходимо на границу раздела или в диэлектрик поместить тонкую в газодинамическом смысле, но достаточно толстую в электромагнитном смысле медную или алюминиевую фольгу (толщиной от 0,1 до 0,3 мм в зависимости от материала фольги и давления ударного сжатия). В частном случае, если диэлектриком является воздух, метод позволяет осуществлять непрерывную регистрацию скорости свободной поверхности исследуемого вещества. При необходимости устранения небольшого систематического занижения скорости, связанного с конечностью электропроводности меди (алюминия) и не превышающего обычно 3%, в результаты измерения вносится поправка, которая определяется расчетным путем или в специальных калибровочных опытах. Выполненные к настоящему времени опыты с применением индукционного метода (в заранее известных по другим измерениям условиях) показывают, что экспериментальные значения скоростей с учетом поправки на конечность электропроводности меди (алюминия) отличаются от ожидаемых всего на $\pm 3-4\%$.

Так как индукционный метод позволяет осуществлять непрерывную регистрацию скорости конденсированной среды, он может быть применен для исследования сложных ударно-волновых процессов, например упруго-пластических волн, фазовых превращений, искусственно создаваемых волн нагрузки, расширения и т. п.

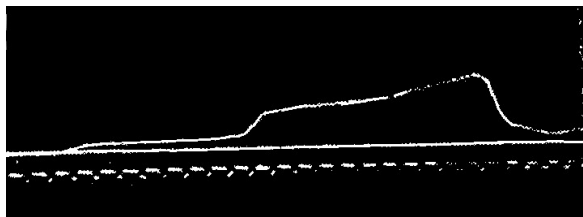


Рис. 2.36. Осциллограмма записи массовой скорости в кварците [36]

В качестве примера применения метода на рис. 2.36 представлена осциллограмма опыта по регистрации разделения упругой и пластической волн в кварците плотностью $2,65 \text{ г/см}^3$, контактирующем с зарядом ВВ (диаметром и длиной 200 мм) из состава ТГ 50/50 после прохождения упругой волной пути 55 мм. ЭДС индукции в этом опыте обусловлена движением введенной в кварцит при $S = 55 \text{ мм}$ алюминиевой фольги толщиной 0,2 мм. Как видно из рис. 2.36, упругая волна опережает пластическую на 0,8 мкс. Массовая скорость кварцита в упругом предвестнике увеличивается от 0,3 км/с на его фронте до 0,45 км/с перед фронтом пластической волны; за ее фронтом $u = 1,35 \text{ км/с}$.

2.3. МЕТОДЫ НЕПРЕРЫВНОЙ РЕГИСТРАЦИИ ПРОФИЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ

Информация о напряженном состоянии твердых тел, сжатых ударными волнами, имеет большое значение для метрологии, физики высоких давлений, построения определяющего УРС, описания волновых процессов. Для ее получения разработан ряд методов непрерывного измерения механических напряжений с использованием датчиков давления, работающих на разных физических принципах.

2.3.1. Пьезоэлектрические датчики давления

Пьезоэлектрические датчики преобразуют механические усилия в электрический сигнал. Действие датчиков основано на использовании прямого пьезоэлектрического эффекта, который заключается в появлении поляризации в нецентросимметричном диэлектрике при действии на него механической нагрузки. Возникающее приращение поляризации J пропорционально механическому напряжению (давлению) P . При одномерном нагружении [11] $J(x,t) = kP(x,t)$, где k — пьезомодуль материала; x — координата, t — время.

В общем случае $k = k(P)$. Для датчиков обычно выбирают материалы, у которых $k \approx \text{const}$ в интересующем диапазоне давлений. Наибольшее рас-

пространение для изготовления чувствительных элементов датчиков получили монокристаллический пьезоэлектрик кварц (SiO_2) и сегнетоэлектрики: монокристалл ниобата лития (LiNbO_3) и полимер поливинилиденфторид (ПВДФ) с формулой мономера ($\text{CH}_2\text{-CF}_2$) [44]. Известны попытки использования для этих целей пьезокерамик — титаната бария и цирконата-титаната свинца [45], монокристаллов германата висмута и германата лития [46], но эти материалы по разным причинам в настоящее время практически не используются.

Исторически кварцевый датчик был первым устройством с наносекундным временным разрешением, с помощью которого были проведены прямые измерения профиля давления ударной волны в твердом теле [44]. Затем были разработаны датчики из ниобата лития и ПВДФ. Эволюция развития метода пьезоэлектрических датчиков представлена на рис. 2.37 [44]. Как следует из представленной диаграммы, время, необходимое на разработку и внедрение в практику исследований датчика каждого типа, составляет 10–15 лет.

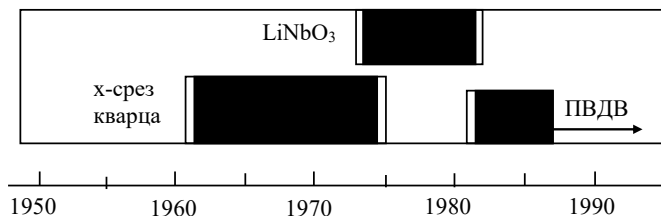


Рис. 2.37. Временная диаграмма развития метода пьезоэлектрических датчиков

2.3.1.1. Кварцевый датчик

Чувствительный элемент кварцевого датчика представляет собой диск из синтетического кварца, плоские поверхности которого перпендикулярны кристаллографической оси x . На эти поверхности наносятся металлические электроды толщиной 5–10 мкм. В качестве материала электродов обычно используют серебро. На практике в большинстве случаев применяют датчик с охранным кольцом [44]. Конфигурация электродов на чувствительном элементе такого датчика показана на рис. 2.38.

Охранное кольцо служит для устранения неоднородности электрического поля в области кристалла, ограниченной измерительным электродом, при воздействии на датчик ударной волны. Реже используют датчики, чувствительный элемент которых имеет сплошной электрод. Отметим, что такую же геометрию чувствительных элементов имеют датчики из ниобата лития. Здесь в основном используются y - и z -срезы кристалла. В опытах датчик устанавливается на поверхность исследуемого образца (рис. 2.38). Ударная волна из образца переходит через контактную поверхность в датчик и вызывает в материале его чувствительного элемента поляризацию. Изменение поляризации сопровождается электрическим током во внешней цепи датчика, который несет информацию о характеристиках нагружения.

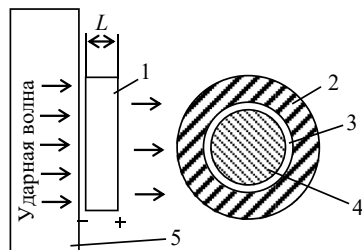


Рис. 2.38. Конфигурация кварцевого датчика с охранным кольцом: 1 — кварц; 2 — охранный кольцо; 3 — изолирующая прокладка; 4 — центральный электрод; 5 — образец

Теория кварцевого датчика развита Грэмом, Нельсоном и Бенедиком [47]. Согласно [47] выражение для тока $I(t)$ в короткозамкнутой внешней цепи датчика имеет вид: $I(t) = \frac{kSD}{L} [P(0,t) - P(L,t)]$, где k — пьезомодуль; S — площадь измерительного электрода; D — скорость упругой волны в кварце; L — толщина чувствительного элемента; $P(0,t)$ и $P(L,t)$ — амплитуды давления на переднем и заднем электроде чувствительного элемента.

Эта формула получена при следующих предположениях:

- сжатие одномерно;
- деформация чувствительного элемента незначительна (область упругости);
- электрическое поле одномерно;
- диэлектрическая проницаемость постоянна;
- электропроводность отсутствует;
- пьезоэлектрическая поляризация прямо пропорциональна механическому напряжению.

Как следует из приведенной выше формулы, профиль давления на поверхности контакта между исследуемым образцом и датчиком можно регистрировать в течение времени прохождения упругой волны через кварц ($P(L,t) = 0$). Обычно это время составляет 0,5–1,0 мкс. Амплитуда давления в образце рассчитывается по измеренному давлению с учетом динамических импедансов образца и кварца. В плоской геометрии, в которой обычно и проводятся эксперименты с использованием кварцевых датчиков, пересчет давлений осуществляется по формуле

$$P_{об} = \frac{Z_{кв} + Z_{об}}{2Z_{кв}} P_{кв},$$

где $P_{об}$ и $P_{кв}$ — давление в образце и кварце соответственно, а $Z_{об}$ и $Z_{кв}$ — динамические импедансы образца и кварца.

Временное разрешение кварцевого датчика составляет несколько наносекунд [44, 47, 48]. Верхний предел диапазона измеряемых давлений находится на уровне 4 ГПа, что несколько ниже предела упругости Гюгонио (6 ГПа) [44]. Датчики на основе ниобата лития не уступают кварцевому датчику по быстродействию, имеют более низкие верхние пределы измеряемых давлений (1,4 ГПа для z -среза и 1,8 ГПа для y -среза), но значительно

более высокий пьезомодуль: для z -среза в 4,6 раза, для y -среза в 6,5 раза. Пьезомодуль x -среза кварца в области давлений ниже 4 ГПа является функцией давления. Зависимость от давления слабая и согласно [48] имеет вид $\kappa(P) = (2,00 \pm 0,097P) \times 10^{-3} \text{ Кл}/(\text{м}^2 \times \text{ГПа})$.

Для расчета амплитуды давления обычно используют среднее значение пьезомодуля $\kappa = (2,2 \pm 0,2) \times 10^{-3} \text{ Кл}/(\text{м}^2 \times \text{ГПа})$.

2.3.1.2. Пьезополимерный датчик

В начале 80-х годов прошлого столетия в печати появились сообщения Ф. Бауэра о разработке датчика давления на основе полимерного сегнетоэлектрика ПВДФ [49, 50]. В настоящее время датчики этого типа широко используются для измерения динамических давлений.

Обычно используют плоский датчик, конструкция которого приведена на рис. 2.39 а. Зона перекрещивания электродов является чувствительным элементом. Датчик такой конструкции стандартизован в Сандийских национальных лабораториях [51]. В РФЯЦ-ВНИИЭФ, наряду с указанным выше, применяется также датчик «торцевого» типа (рис. 2.39 б) [52–54], который в ряде случаев более удобен на практике.

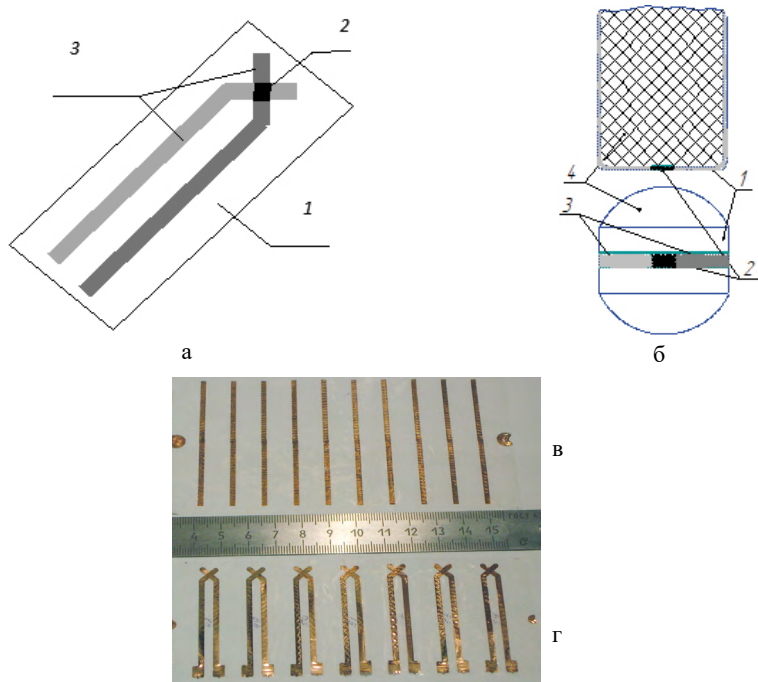


Рис. 2.39. Конструкции ПВДФ-датчиков
а), г) плоский ПВДФ-датчик; б), в) ПВДФ-датчик «торцевого» типа

Для изготовления датчиков используется пленка ПВДФ толщиной 10–30 мкм. Металлические электроды наносятся методом напыления. У стандартизованного датчика электрод состоит из слоя платины (0,05 мкм) и слоя

золота или алюминия (0,25 мкм). ПВДФ-пленка закрывается изолирующей тефлоновой пленкой толщиной 12,7 мкм [51].

Во ВНИИЭФ электрод изготавливается из меди толщиной $\sim 0,5$ мкм методом магнетронного напыления. Защитное покрытие из полимера (полипараксилилен) при необходимости формируется на всей поверхности датчика методом осаждения из газовой фазы. После нанесения электродов датчик поляризуется в знакопеременном электрическом поле. Для стандартизованного датчика остаточная поляризация установлена в пределах $P_r^0 = (9,2 \pm 0,2)$ мкКл \times см⁻² [51], для датчика ВНИИЭФ $P_r^0 = 6-7$ мкКл \times см⁻² [53, 54].

Чувствительным элементом датчика является плоский конденсатор, заполненный поляризованным ПВДФ. При приложении механической нагрузки поляризация материала изменяется. В предположении, что приращение поляризации линейно зависит от сжатия материала, во ВНИИЭФ разработана физическая модель ПВДФ-датчика [53, 54]. В рамках модели получены следующие выражения для тока $I(t)$ в короткозамкнутой цепи датчика, плотности заряда $Q(t)$, генерируемого датчиком, и амплитудной характеристики $P(\eta)$:

$$I(t) = -\frac{P_r^0 \rho_0 c_0^2}{2} \left[\frac{2(s-1)^2 sp(t) + (1-s^2) \sqrt{(4sp(t) + \rho_0 c_0^2) \rho_0 c_0^2 + (s^2+1) \rho_0 c_0^2}}{[(s-1)^2 p(t) - \rho_0 c_0^2] \sqrt{(4sp(t) + \rho_0 c_0^2) \rho_0 c_0^2}} \right] \frac{dp(t)}{dt} = f(p) \frac{dp}{dt}$$

$$Q(t) = -\frac{P_r^0}{2} \frac{2(s-1)p(t) + \rho_0 c_0^2 - \sqrt{(4sp(t) + \rho_0 c_0^2) \rho_0 c_0^2}}{(s-1)^2 p(t) - \rho_0 c_0^2}$$

$$p(\eta) = \frac{\rho_0 c_0^2 (1+\eta) \eta}{[1-\eta(s-1)]^2},$$

где ρ_0 и c_0 — начальные плотность и скорость звука в ПВДФ; p — давление; s — коэффициент при массовой скорости в D - u -соотношении; $\eta = Q/P_r^0$.

Здесь и далее рассматривается одномерное нагружение ПВДФ. Отметим, что в отличие от феноменологических моделей датчика [55–57] полученные выражения не содержат подгоночных параметров.

Для использования датчика необходима его экспериментальная калибровка: определение зависимости давления от плотности заряда Q . Результаты экспериментального определения $p(Q)$ в диапазоне давлений до 36 ГПа приведены в [51, 53, 58–64]. В работах [51, 56–59] эксперименты проведены на легкогазовой пушке. Мишени и ударники изготавливали из материалов с хорошо известными ударными адиабатами (кварц (z -срез), сапфир (z -срез) и т. п.). В [53] данные получены во взрывных опытах, в работах [63, 64] калибровка проводилась при квазистатическом нагружении.

Анализ результатов показал, что экспериментальные точки при давлениях > 3 ГПа хорошо описываются теоретической зависимостью $p(\eta)$, если использовать D - u -соотношение для ПВДФ в виде [55]: $D = 2,16 + 1,68u$.

При более низких давлениях наблюдается различие теории и эксперимента, которое в области давлений 10^4 – 10^7 Па достигает $\sim 40\%$. Это различие устраняется, если в выражении для $p(\eta)$ принять $c_0 = 1,8$ км/с и $s = 1,95$. Такая

ситуация, когда реальная скорость звука в области низких давлений меньше, чем скорость, определенная экстраполяцией D - u -зависимости, определенной по данным при высоких давлениях, типична для полимеров. Результаты калибровки ПВДФ-датчика представлены на рис. 2.40. Из него следует, что аналитическая зависимость для амплитудной характеристики [53, 54] хорошо описывает эксперимент. Отметим, что при давлениях менее 10^8 Па хорошим приближением для выражения $p(\eta)$ является линейная функция: $P = \rho_0 c_0^2 \eta$.

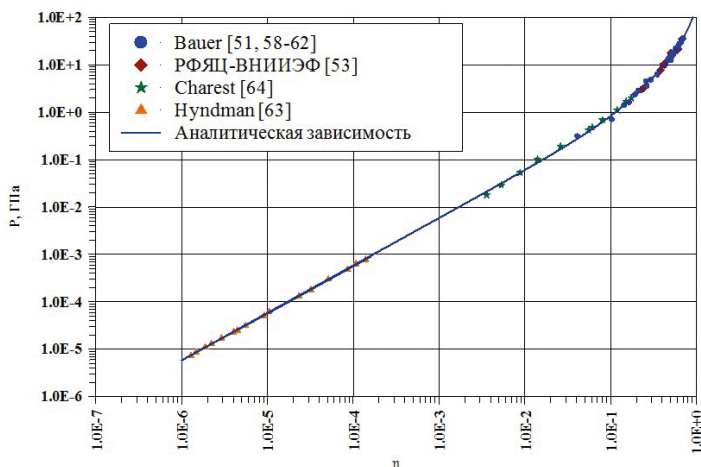


Рис. 2.40. Результаты калибровки ПВДФ-датчика

Из представленных выражений следует, что для определения $P(t)$ в эксперименте нужно зарегистрировать $I(t)$ или $Q(t)$. В соответствии с этим используют схемы регистрации тока (рис. 2.41 а) и заряда (рис. 2.41 б).

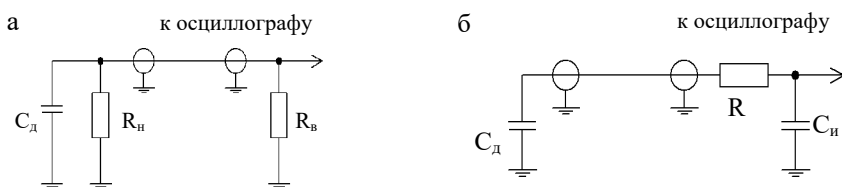


Рис. 2.41. Схемы регистрации тока (а) и заряда (б). C_d — емкость датчика, R_n — сопротивление нагрузки, R_b — согласующее сопротивление, R — активное сопротивление, C_i — интегрирующая емкость

При регистрации тока постоянная времени $\tau = C_d R_n$ должна быть много меньше длительности фронта токового импульса. Обычно $C_d \leq 100$ пФ, $R_n = (0,1-1,0)$ Ом и расчетное значение $\tau = (10^{-11}-10^{-10})$ с. При регистрации заряда должно выполняться условие $C_i \gg C_d$. Обычно C_i выбирают равной $\sim 0,1$ мкФ. Для трансляции сигнала от датчика до регистратора используют радиочастотный коаксиальный кабель с малыми потерями, длину которого делают минимально возможной. Сигналы регистрируют цифровыми осциллографами с полосой пропускания 0,5–1,0 ГГц.

В случаях, когда не предъявляется высоких требований к регистрации фронтальной части импульса давления, в схеме рис. 2.41 б в качестве интегратора используют усилитель заряда [65].

В РФЯЦ-ВНИИЭФ на основе аналитического выражения для амплитудной характеристики разработано программное обеспечение для обработки эксперимента. Исходными данными для получения зависимости $p(t)$ являются осциллограмма напряжения, сопротивление нагрузки, площадь электрода чувствительного элемента и величина остаточной поляризации ПВДФ.

При регистрации сигнала датчика по схеме рис. 2.41 а ток, как это следует из формулы для $I(t)$, пропорционален производной давления по времени. Поэтому структура выходного сигнала будет определяться акустической жесткостью среды, в которой размещен датчик. Если жесткость среды выше акустической жесткости ПВДФ, то датчик следует рассматривать как тонкую мягкую прокладку, в противоположном случае — как тонкую жесткую прокладку.

Хорошо известно, что в конечном итоге в таких системах установится давление, равное давлению во фронте волны в среде. Однако это состояние достигается разными путями. Мягкая прокладка сжимается серией ударных волн (УВ), жесткая подвергается попеременному воздействию ударных волн и волн разрежения. Так как ток датчика пропорционален dp/dt , то это должно отражаться на структуре выходного сигнала. Например, при воздействии «ступеньки» давления сигнал «мягкого» датчика должен представлять собой последовательность однополярных импульсов, сигнал «жесткого» — быть разнополярным.

Такая картина и наблюдается в эксперименте. На рис. 2.42, 2.43 для примера приведены осциллограммы выходных сигналов с датчиков, размещенных в стали и оргстекле, соответственно. На рис. 2.42 зарегистрирована реакция датчика на воздействие двух волн: упругого предвестника и пластической волны.

Приведенная на рисунках информация показывает, что электрическая реакция ПВДФ-датчика полностью соответствует классическим представлениям газодинамики о сжатии тонкой прокладки.

При размещении датчика на границе раздела двух сред, одна из которых акустически согласована с датчиком (датчик с акустическим отводом), реверберация волн отсутствует, и электрическая реакция датчика на «ступеньку» давления должна быть однополярным «гладким» импульсом. В качестве материала акустического отвода можно использовать фторопласт, ударная адиабата которого близка к адиабате ПВДФ. Осциллограмма сигнала датчика с акустическим отводом дана на рис. 2.44. Из сказанного выше следует, что возможны два варианта размещения датчика: непосредственно в исследуемом веществе и на границе раздела исследуемого вещества и акустического отвода. В первом случае давление измеряется в веществе, однако реверберация волн не позволяет регистрировать фронтальную часть импульса давления. Во втором случае такая возможность имеется, но давление измеряется в материале отвода, и для его определения в исследуемом веществе необходимо знать ударные адиабаты вещества и материала отвода.

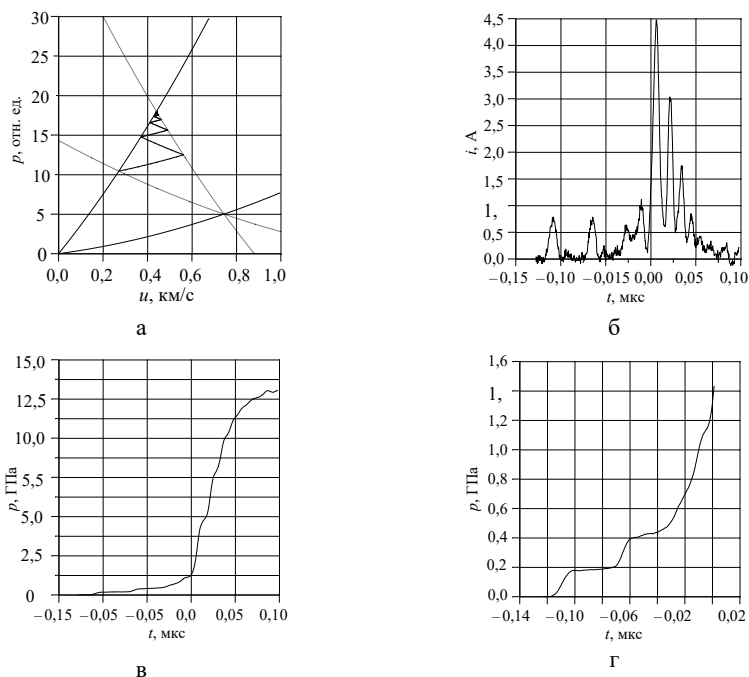


Рис. 2.42. Электрическая реакция «мягкого» датчика: а — p - u -диаграмма процесса сжатия; б — осциллограмма тока; в — зависимость $p(t)$; г — начальная часть $p(t)$ в укрупненном масштабе

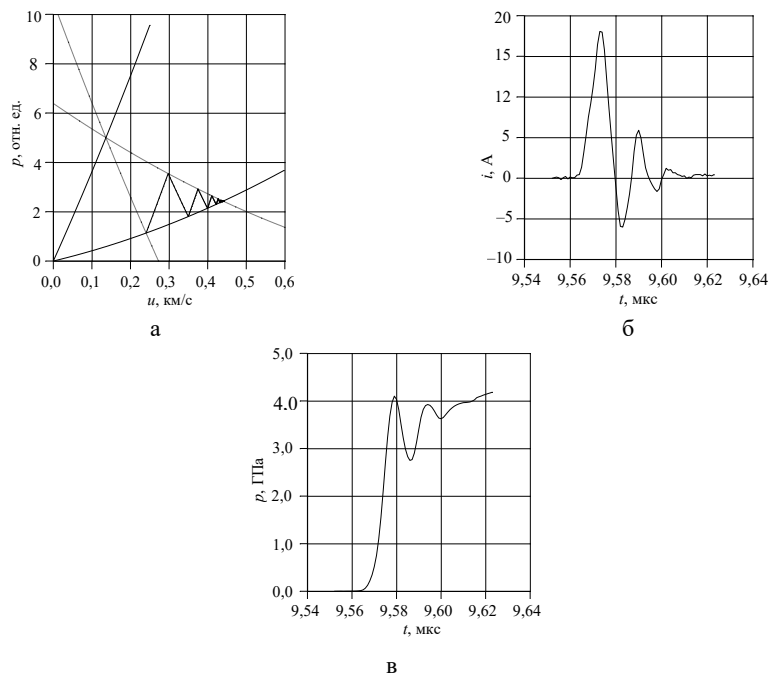


Рис. 2.43. Электрическая реакция «жесткого» датчика: а — p - u -диаграмма процесса сжатия; б — осциллограмма тока; в — зависимость $p(t)$

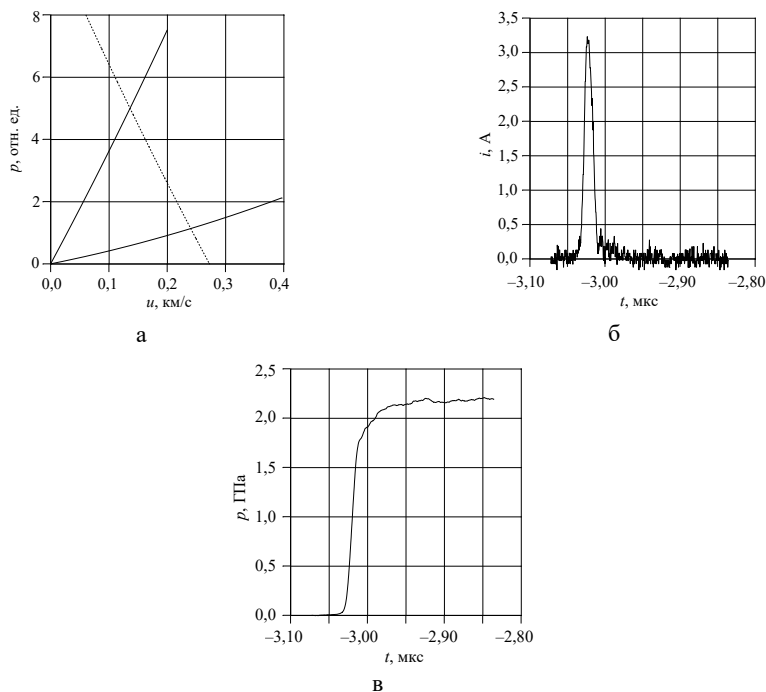


Рис. 2.44. Электрическая реакция датчика с акустическим отводом: а — p - u -диаграмма процесса сжатия; б — осциллограмма тока; в — зависимость $p(t)$

ПВДФ, как и любой другой сегнетоэлектрик, обладает пьезоэлектрическим эффектом, т. е. зависимостью поляризации от температуры. При однородном нагреве различают первичный (при отсутствии деформации) и вторичный (пьезоэффект при тепловой деформации) пьезоэлектрические эффекты. Первичный эффект при сжатии ПВДФ в диапазоне давлений до 36 ГПа не дает вклада в отклик датчика. Это следует из того, что зависимость $p(\eta)$, полученная без учета нагрева ПВДФ в ударной волне, хорошо описывает эксперимент (см. рис. 2.40). Вторичный пьезоэлектрический эффект должен проявляться в волнах разгрузки.

ПВДФ-датчик регистрирует как ударную волну, так и волну разгрузки. В работе [64] показано, что в диапазоне до 10 ГПа у датчика отсутствует гистерезис чувствительности. Пример регистрации внутренней волны разгрузки в оргстекле и стали 3 приведен на рис. 2.45. Структура зависимости $P(t)$ в оргстекле указывает на проявление вторичного пьезоэффекта (область после момента времени t_1). Генерирование заряда в этой области происходит после разгрузки до атмосферного давления за счет теплового расширения ПВДФ. В стали нагрев датчика практически отсутствует.

Напомним, что принцип действия ПВДФ-датчика основан на пьезоэлектрическом эффекте, который практически безынерционен. Поэтому в качестве оценки временного разрешения можно выбрать время пробега волны по толщине пленки ПВДФ. При низких давлениях ($D \approx c_0$) оно составляет 5–15 нс для толщин 10–30 мкм соответственно.

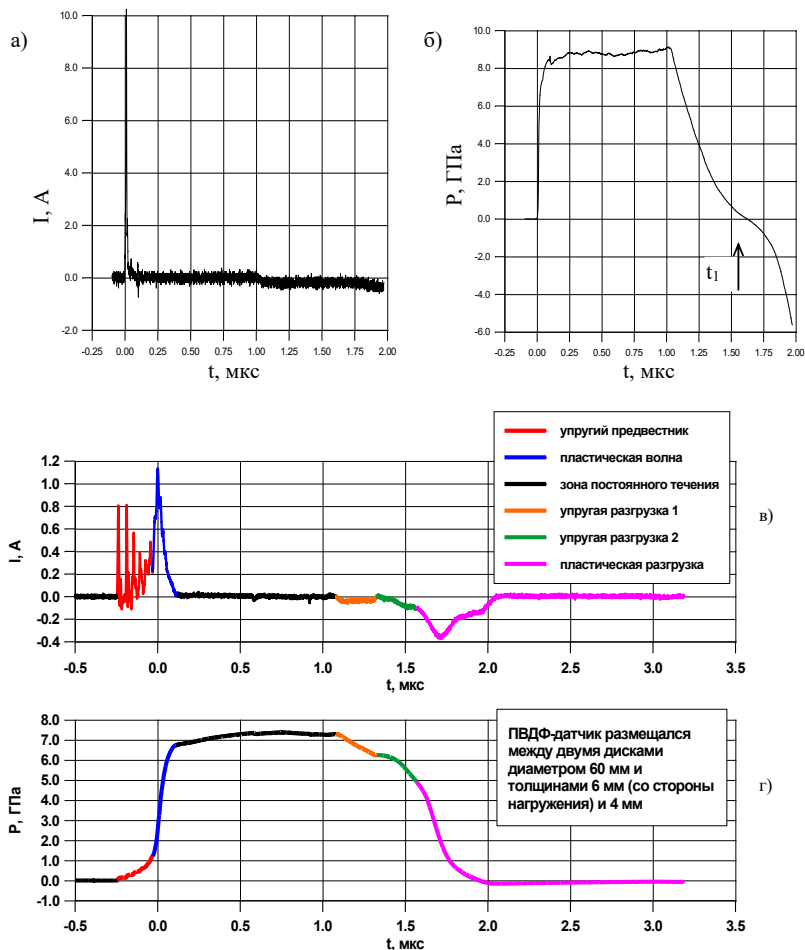


Рис. 2.45. Регистрация ПВДФ-датчиком встречной волны разгрузки в оргстекле (а, б) и стали 3 (в, г). а, в — зависимости тока от времени; б, г — зависимости давления от времени

Наиболее ярким подтверждением высокого временного разрешения датчика является опыт Бауэра [65], в котором одновременно проводились измерения ПВДФ-датчиком и лазерным интерферометром (VISAR). Сравнения результатов измерений показали, что временное разрешение датчика не хуже, чем у интерферометрической системы VISAR ($\sim 10^{-9}$ с).

Собственное сопротивление датчика R_d при толщине пленки 10–30 мкм и площади электрода 4 мм² составляет при нормальных условиях несколько сотен МОм. Появление при сжатии ударно-индуцированной электропроводности приведет к уменьшению R_d и тем самым может повлиять на результат измерения. Этот вопрос исследован в работе [66]. Показано, что при давлении ниже 40 ГПа $R_d \gg 50$ Ом, при $p = 60$ ГПа — $R_d \approx 128$ Ом. Отсюда следует, что использование в экспериментах сопротивления нагрузки номиналом несколько ом не приводит к утечке генерируемого датчиком заряда через его объем.

ПВДФ-датчики применяются для регистрации зависимости давления от времени в твердых телах [52, 60, 62, 67–69], взрывчатых веществах [56, 70–73], газах [65, 74] и жидкостях. В качестве примера на рис. 2.46 приведены постановка опыта и результаты [56] по измерению профиля давления в детонационной волне. Измерения проводились лазерным интерферометром (VISAR) и ПВДФ-датчиком. Результаты обработки сигналов (рис. 2.46 б) показывают, что оба измерительных устройства позволяют регистрировать такие важные для взрывчатых веществ характеристики, как пик Неймана и давление Жуге.

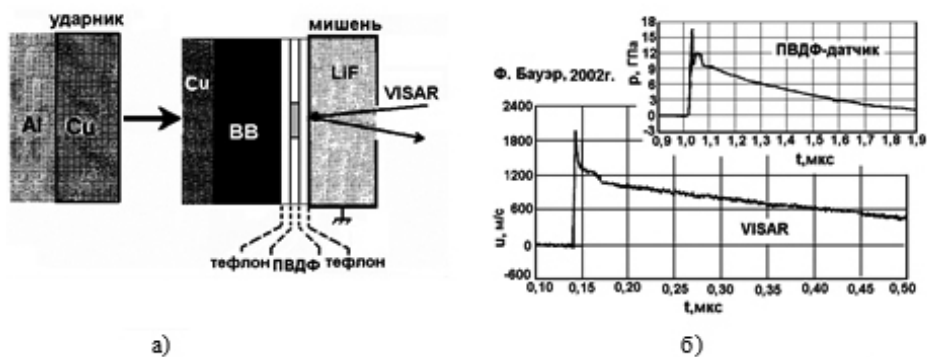


Рис. 2.46. Измерения профиля детонационной волны ПВДФ-датчиком и VISAR. а) схема экспериментальной сборки; б) зависимости давления и скорости от времени, зарегистрированные ПВДФ-датчиком и VISAR, соответственно

Во ВНИИЭФ проведены эксперименты по регистрации ПВДФ-датчиком профиля ударной волны в железе (сталь 3) в области давлений, где имеет место полиморфный фазовый (α - ϵ)-переход [68]. Толщина образцов стали в экспериментах варьировалась в пределах 1,93–3,15 мм. Использовался датчик с акустическим отводом из фторопласта. Толщина ПВДФ-пленки 30 мкм, площадь электрода 4 мм². Защитного покрытия не было.

Типичный результат экспериментов со сталью (толщина образца 3,10 мм) приведен на рис. 2.47.

Из рис. 2.47 следует, что ПВДФ-датчиком, установленным на границе раздела сталь — фторопласт, зарегистрирована многоволновая структура ударного фронта. Волны обозначены цифрами на осциллограмме тока (см. рис. 2.47 а).

Аналогичный результат получен в работе [75]. Источником информации служил профиль скорости свободной поверхности, регистрируемой лазерной интерферометрической системой VISAR. Согласно [75], в диапазоне давлений $13,2 \text{ ГПа} \leq p \leq 38 \text{ ГПа}$ в образце стали образуются три волны: упругий предвестник (1) (см. рис. 2.47 а) и две пластические волны (3 и 5). Взаимодействие результатов отражения этих волн от свободной поверхности с УВ в образце и границей раздела α - и ϵ -фаз приводит к образованию еще ряда волн. Это отраженный от пластических волн упругий предвестник (2 и 5) и отраженная от границы раздела фаз вторая пластическая волна (6).

Очевидно, что размещение фторопласта на поверхности стального образца в нашей постановке опытов качественно не изменяет описанную картину. Наиболее отчетливо все названные волны проявляются на осциллограмме тока (рис. 2.47 а).

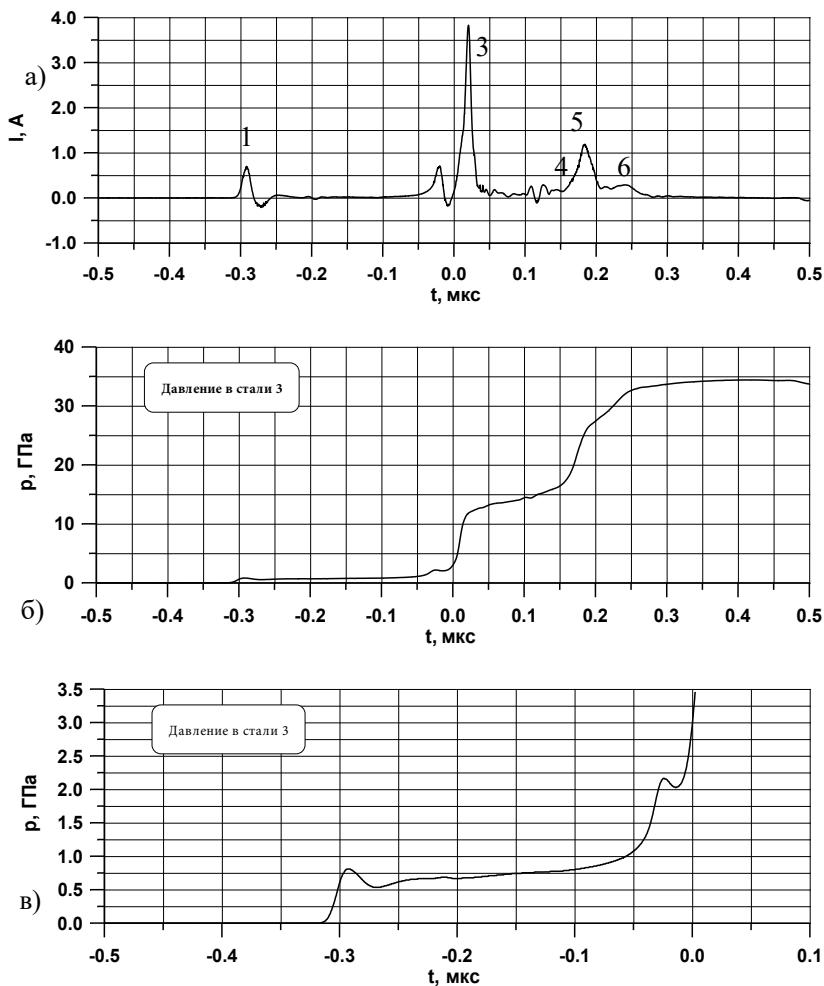


Рис. 2.47. Результаты эксперимента с образцом стали толщиной 10 мм: а — зависимость тока от времени; б — зависимость давления в стали от времени; в — начальная часть $p(t)$ в укрупненном масштабе

Амплитуда первой пластической волны соответствует давлению начала (α - ϵ)-превращения. Ее значение, определенное по результатам наших опытов, составило 12,9 ГПа, что хорошо согласуется с данными работы [75] (13,2 ГПа). ПВДФ-датчик также успешно использовался для исследования фазовых превращений в цери [68] и титане [69].

В РФЯЦ-ВНИИЭФ проведены пробные опыты с макетами датчика для измерений давления в воде. Чувствительный элемент датчика размещали

на стенке из оргстекла толщиной 20 мм. В опытах сферический заряд взрывчатого вещества ТГ 50/50 массой 200 г подрывали на расстоянии ~ 250 мм от датчика. Измерения проводились в токовом режиме.

Результаты одного из опытов и компьютерного моделирования эксперимента даны на рис. 2.48. То, что расчет и эксперимент хорошо согласуются, указывает на перспективность использования ПВДФ-датчиков в воде и других жидкостях.

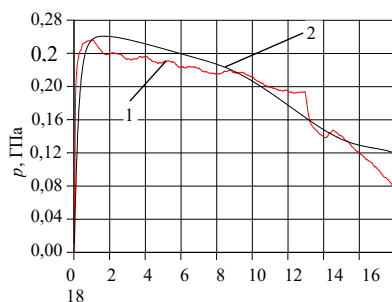


Рис. 2.48. Результаты эксперимента (1) в воде и компьютерного моделирования (2)

В заключение раздела отметим, что пьезоэлектрические датчики являются современными широко используемыми приборами для измерения динамических давлений. К их достоинствам относятся наносекундное временное разрешение, отсутствие необходимости использовать источники питания, широкий диапазон измеряемых давлений.

2.3.2. Пьезорезистивные датчики давления

К пьезорезистивным средствам измерения давления (механического напряжения) относятся датчики, чувствительными элементами которых являются материалы, изменяющие свою проводимость под действием ударных волн.

Наиболее известными материалами в этом отношении являются марганец, иттербий, сера, углерод. Марганцевые датчики давления нашли широкое применение в технике измерения как статических, так и динамических давлений.

Одним из широко используемых методов непрерывной регистрации механических напряжений или давления в настоящее время является метод марганцевых датчиков [2, 16, 76–78].

Применение марганцевых датчиков основано на высокой чувствительности удельного электросопротивления марганца (сплав из 84% Cu, 12% Mn, 4% Ni) к давлению при низкой чувствительности к изменениям температуры и практически линейной зависимости относительного изменения сопротивления $\Delta R/R_0$ марганца от механического напряжения σ (давления P): $\frac{\Delta R}{R_0} = K\sigma$ или $\sigma = \frac{1}{K} \frac{\Delta R}{R_0}$, где R_0 — начальное сопротивление датчика; K — коэффициент пьезочувствительности, определяемый экспериментально.

На рис. 2.49 приведены наиболее часто используемые конфигурации чувствительных элементов манганиновых датчиков.

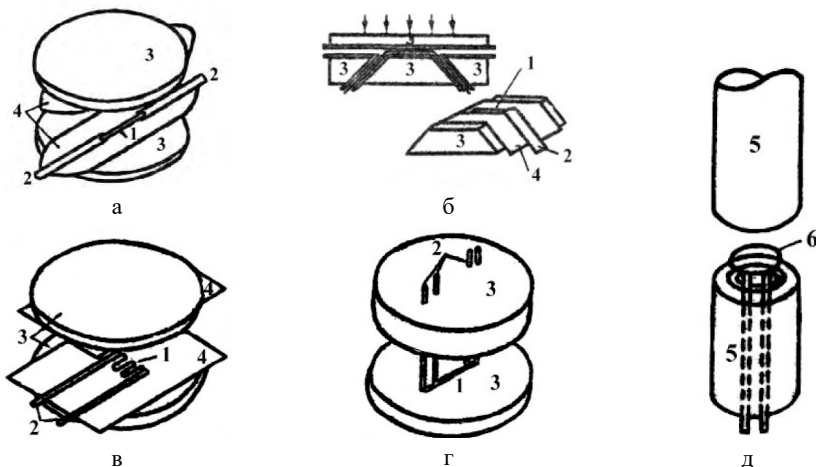


Рис. 2.49. Типичные конструкции манганиновых датчиков и их установка в экспериментальные устройства: 1 — датчик; 2 — выводы; 3 — образец; 4 — изоляция; 5 — цилиндрический образец; 6 — кольцевой образец

Конструкция датчиков определяется прежде всего теми условиями, в которых проводится регистрация давления. Наиболее удобные в этом смысле условия реализуются при плоском ударе. Чувствительным элементом в этом случае является прямолинейный отрезок расплющенной проволоки либо фольги (рис. 2.49 а, б, в). Для увеличения сопротивления и уменьшения занимаемой площади его иногда Т-образно или зигзагообразно изгибают, приваривая точечной сваркой выводы из медной фольги с очень малым сопротивлением. Обычно датчик изготавливают в виде плоской зигзагообразной проволоки диаметром 30–50 мкм (рис. 2.49 в) или ленты из фольги толщиной 10–30 мкм, занимающей площадь 0,1–1,0 см².

При регистрации профиля давления скользящей детонации, а также главных нормальных напряжений в твердых телах в плоскостях, параллельной и перпендикулярной фронту волны [79, 80], используют датчики только линейного вида (рис. 2.49 а, б, в), располагаемые таким образом, чтобы датчик был параллелен фронту ударной волны. При регистрации осесимметричных ударных волн используют кольцевой чувствительный элемент (рис. 2.49 д), у которого плоскость параллельна фронту ударной волны, а выводы перпендикулярны к нему.

Толщина чувствительного элемента датчика составляет несколько сотых долей миллиметра, в местах крепления вывода к ней добавляется толщина самих выводов, так что суммарная толщина датчика равна 0,04–0,1 мм.

Образец делается составным; датчик закладывается между частями (пластинами) образца и в случае необходимости отделяется от них изолирующими прокладками из фторопласта, лавсана, слюды и эпоксидной смолы (рис. 2.49 а, в).

Во время измерений через датчик пропускается постоянный ток и с помощью осциллографа регистрируется напряжение на нем, которое падает с увеличением действующего на датчик механического напряжения (давления). Для улучшения отношения сигнала к электрическим шумам и исключения перегрева датчика используются импульсные источники тока силой 5–10 А и длительностью ~ 100 мкс [76]. Датчик включается в мост сопротивлений (рис. 2.50) или используются другие дифференциальные схемы регистрации (рис. 2.51), чтобы исключить постоянную составляющую сигнала, определяемую начальным сопротивлением датчика R_0 , и тем самым повысить точность измерений. Двухточечная схема включения применяется для относительно высокоомных (5–50 Ом) датчиков.

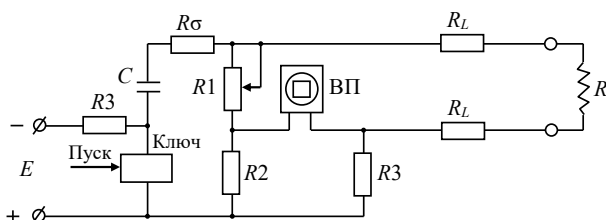


Рис.2.50. Мостовая схема регистрации профилей давления: R — датчик; R_L — сопротивление соединительных проводов; ВП — выходной прибор (осциллограф)

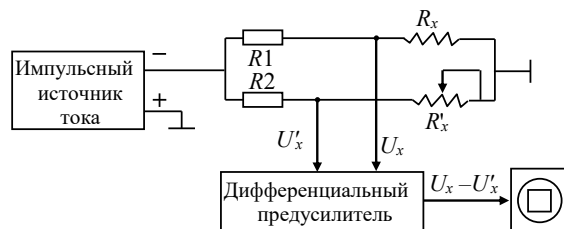


Рис.2.51. Дифференциальная схема регистрации: R_x — датчик; R'_x — эквивалентное датчику сопротивление; U_x — падение напряжения на датчике; U'_x — падение напряжения на эквивалентном датчику сопротивлении

В ряде случаев целесообразно использовать датчики с начальным сопротивлением на уровне десятых-сотых долей ома. Такие датчики обладают, в частности, тем преимуществом, что их показания менее чувствительны к шунтирующему влиянию электропроводности окружающей среды. Низкоомные датчики включаются в потенциметрическую измерительную цепь по четырехточечной схеме (рис. 2.52).

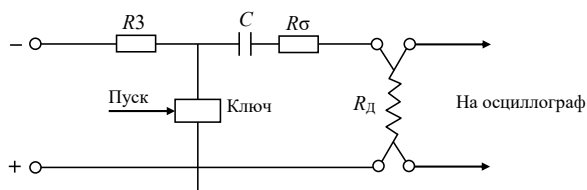


Рис. 2.52. Потенциметрическая схема для регистрации профилей давления

Из-за разрушающего действия ударных волн невозможно прокалибровать каждый используемый датчик. По этой причине для определения давления используется единая зависимость относительного изменения электросопротивления $\Delta R/R_0$ от давления P (напряжения) ударного сжатия, общая для всех датчиков из манганина данной марки. Калибровочная зависимость строится по результатам опытов с размещением датчиков в эталонных материалах с хорошо известной сжимаемостью. В сборках возбуждаются плоские ударные волны, кинематические параметры которых определяются независимыми способами. С помощью электромагнитного метода либо лазерного интерферометра определяют скорость свободной поверхности W либо массовую скорость u и далее, используя законы сохранения, определяют действующее давление. При одинаковых материалах ударника и образца в плоском случае имеют место следующие зависимости:

$$u = 1/2W; P - P_0 = \rho_0 Du,$$

где P_0 , ρ_0 — начальное давление (обычно равное 1 кг/см² и принимаемое равным нулю) и плотность; D — волновая скорость в материале при давлении P ; W — скорость соударения.

Кроме этого для тарировки могут использоваться физические явления, происходящие при известном давлении, например фазовый переход в NaCl [76].

Наиболее полно результаты калибровочных измерений для манганина и константана приведены в [16]. Там же указаны значения остаточных приращений электросопротивлений датчиков после разгрузки $\Delta R_{\text{ост}}/R_0$.

В диапазоне давлений до 50 ГПа зависимость $\Delta R/R_0(P)$ близка к линейной и описывается полиномом второй степени

$$P = 356,2 \frac{\Delta R}{R_0} + 42,7 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^2,$$

аппроксимирующим экспериментальные данные с точностью до 5%. Более прецизионные измерения приводят к полиному третьей степени

$$P = 340 \frac{\Delta R}{R_0} + 70 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^3; P = 370 \frac{\Delta R}{R_0} - 13,2 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^2 + 44,2 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^3$$

и даже четвертой степени [36, 43]

$$P = 0,572 + 29,59 \frac{\Delta R}{R_0} + 95,2 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^2 - 312,74 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^3 + 331,77 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^4.$$

Сравнительная калибровка манганиновых датчиков в статических и динамических (ударно-волновых) условиях приводит к несколько отличающимся значениям коэффициента пьезочувствительности K .

В статике $K = \Delta R/R_0(P) = 0,0241 - 0,0238$ ГПа⁻¹ в диапазоне давлений 0,1–2,5 ГПа, в динамике $K = 0,028$ ГПа⁻¹ в диапазоне 0,5–9,0 ГПа. Тщательные измерения проводимости манганина обнаруживают различие в значении коэффициента пьезочувствительности K при малых и больших

давлениях, что связывают с наличием упругопластического перехода в манганине при давлении около 0,9 ГПа.

К недостаткам манганиновых датчиков следует отнести зависимость коэффициента пьезочувствительности K от среды, в которую он помещен, и от предыстории нагружения. В [81] показано, что при помещении датчика в эпоксидную смолу $K = (2,3-2,7) \times 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$, в стекло — $K = (2,3-2,7) \times 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$, в окись алюминия — $K = (2,7-5,7) \times 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$. Изменение коэффициента пьезочувствительности связывается с различным уровнем деформации среды.

Специальными измерениями показано [82], что в области давлений не ниже 7–10 ГПа изменение сопротивления манганина практически обратимо и не зависит от того, является ли динамическое сжатие ударным, ступенчатым или изэнтропическим. Разгрузка до нулевого давления сопряжена с небольшим гистерезисом показаний манганиновых датчиков. Необратимая составляющая приращения электросопротивления манганина связывается с наклепом материала при ударно-волновом сжатии и не превышает 2,5% от начального сопротивления. Отжиг манганина приводит к возрастанию амплитудных значений и гистерезиса показаний датчиков на одно и то же значение.

Соотношения между статическими и динамическими данными электросопротивления иллюстрирует рис. 2.53. На нем представлены расположенные на линии 1 результаты измерений относительного изменения сопротивления датчиков из манганина марки МНМцАЖ 3-12-0,25-0,2 при максимальных давлениях до 10 ГПа из работы [82]. Линия 3 на этом рисунке представляет зависимость сопротивления манганина от давления при гидростатическом сжатии, а линия 2 — результат вычитания из скачков сопротивления манганина при ударном сжатии величин остаточного изменения сопротивления. Линиями 4 обозначены зависимости между давлением и изменением сопротивления манганина при разгрузке из разных состояний.

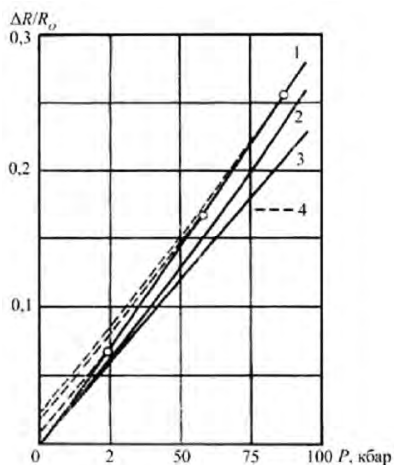


Рис. 2.53. Связь между давлением в ударной волне и относительным изменением сопротивления манганиновых датчиков

Поскольку для проведения измерений в образец наряду с датчиками вводятся прокладки изолирующего материала, показания датчиков могут иметь некоторую инерционность.

Искажения определяются временем установления (в процессе многократных отражений волн в прокладках) давления в изоляции, равного сжимающему напряжению в окружающей среде в направлении, перпендикулярном плоскости датчика. Инерционность особенно значительна при регистрации волн малой интенсивности. Численное моделирование эволюции импульсов нагрузки в упругопластическом теле с жидкоподобными прокладками [16] показывает, что инерционные искажения с характерным временем 0,1 мкс вносят систематическую погрешность (рис. 2.54). С ростом давления искажения регистрируемого профиля уменьшаются вследствие возрастания скорости звука в изолирующих прокладках.

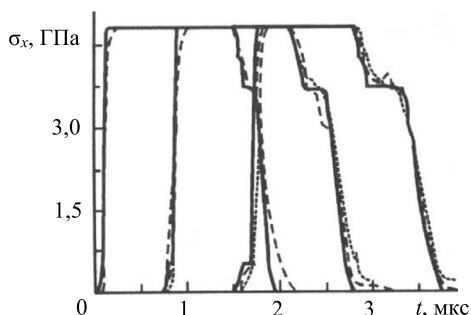


Рис. 2.54. Результаты численного моделирования [16] эволюции ударных волн в упругопластическом материале (алюминий АД1) в условиях регистрации профилей давления датчиками, расположенными с изоляцией внутри образца: — — образец без прокладок; - - - — образец с прокладкой изоляционного материала (фторопласт); ... — образец с двумя изолирующими прокладками

При регистрации волновых профилей одновременно в двух и более сечениях образца искажения накапливаются от датчика к датчику. Таким образом, наибольшая точность измерений достигается при установке одного или нескольких датчиков в одном сечении образца с подбором изолирующих прокладок минимальной толщины. Проблема накопления искажений при установке датчиков в нескольких сечениях образца решается размещением датчиков в нескольких сечениях ступенчатого образца (рис. 2.55 а), но никак не в одном косом сечении (рис. 2.55 б) [16], поскольку манганиновые датчики регистрируют нормальные механические напряжения [78, 79].

Очевидно, что электросопротивление датчика изменяется не только под влиянием давления, но и в результате деформации чувствительного элемента. В условиях неоднородного нагружения изменение длины чувствительного элемента датчика приводит к появлению дополнительного приращения электросопротивления. Для разделения этих факторов проводят измерения с использованием материалов с существенно различными зависимостями электросопротивления от давления. Тогда, имея две осциллограммы и две неизвестные величины — давление и длину чувствительного элемента, — нетрудно рассчитать реальный профиль давления $P(t)$. С этой

целью применяются датчики из константана, пьезокоэффициент электросопротивления которого значительно ниже, чем манганина [16].

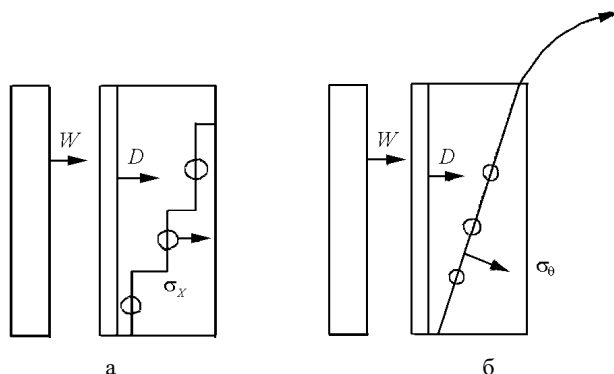


Рис. 2.55. Схема размещения нескольких манганиновых датчиков в сечении образца. О — место расположения чувствительного элемента датчика

Манганиновые датчики давления нашли широкое применение в экспериментах с ударными волнами. С их помощью проводятся измерения при пониженных (до 77 К) и повышенных (до 600 К) температурах, изучаются пластические свойства и полиморфные превращения веществ, эволюция импульсов сжатия в реагирующих взрывчатых материалах, определяются параметры динамической нагрузки в технологических условиях взрывной обработки [16, 78].

Следует отметить, что манганин — не единственный пьезорезистивный материал, используемый в качестве датчиков давления. В области низких давлений (1,5–2,0 ГПа) применяются иттербиевые датчики, пьезочувствительность которых значительно выше, чем у манганина. Область применения иттербия ограничена полиморфным превращением при давлении около 4 ГПа [83].

2.3.3. Диэлектрические датчики давления

Диэлектрический датчик давления [84, 85] представляет собой плоский конденсатор, состоящий из тонких металлических обкладок и пленки диэлектрика между ними, которая, по существу, является чувствительным элементом датчика (рис. 2.56).

Применение диэлектрического датчика основано на регистрации изменения его электрической емкости C_0 при сжатии. Предполагается, что изменение емкости датчика обусловлено изменением толщины пленки и ее диэлектрической постоянной, а процессами ударной поляризации можно пренебречь. Датчик располагается внутри испытываемого образца и включается в высокоомную измерительную цепь с тем, чтобы постоянная времени разряда конденсатора была много выше длительности регистрируемого процесса (рис. 2.56). На датчик подается начальное поляризующее напряжение U_0 , достаточно высокое, чтобы вклад ударной поляризации

не оказывал заметного влияния на результаты измерений. При высокоомной нагрузке заряд на обкладках сохраняется практически постоянным, а изменение разности потенциалов на них пропорционально изменению емкости измерительного конденсатора.

Диэлектрические датчики обладают более высокой чувствительностью, чем манганиновые, и имеют некоторые преимущества перед последними в области малых давлений.

Измерение давления диэлектрическим датчиком основано на регистрации изменения емкости датчика при сжатии в ударной волне. Емкостью C_0 датчик (рис. 2.57) заряжается от источника постоянного напряжения U_0 через сопротивление R , которое столь велико, что влияние процесса подзарядки конденсатора C_0 в течение всего времени регистрации несущественно — $RC \gg t_p$, где C — суммарная емкость всей цепи (емкость датчика + емкость соединительного кабеля + емкость входа измерительной цепи выводов датчика); t_p — время регистрации давления; $R \gg R_{вх}$.

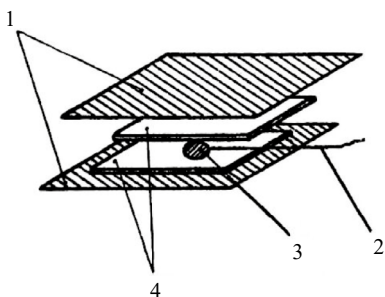


Рис. 2.56. Устройство диэлектрического датчика: 1 — образец; 2 — вывод; 3 — диэлектрик; 4 — электрод

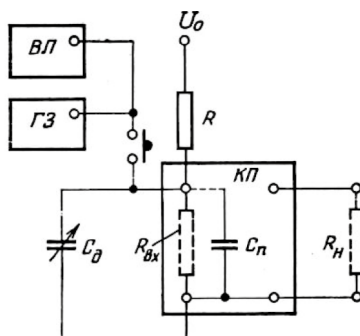


Рис. 2.57. Схема регистрации сигнала с диэлектрического датчика с катодным повторителем (КП). ГЗ — генератор калибровочных сигналов; ВЛ — ламповый вольтметр

При сжатии датчика заряд конденсатора $Q = C_0 U_0 \approx CU$ (индекс «0» относится к ненагруженному состоянию) сохраняется практически неизменным при отсутствии проводимости диэлектрика, а изменение емкости, вызванное сжатием диэлектрика, приводит к изменению напряжения ΔU на электродах датчика. Сигнал регистрируется прибором с высокоомным входом, сопротивление $R_{вх}$ которого также удовлетворяет условию $R_{вх} C_{вх} \gg t_p$.

В зависимости от конкретных условий регистрации диэлектрический датчик может соединяться коротким отрезком кабеля через катодный либо через эмиттерный повторитель, что позволяет передавать сигнал по согласованному с его выходом кабелю на значительные расстояния. При коротком отрезке кабеля, несогласованного с входным сопротивлением цепи регистрации, переходными процессами в кабеле можно пренебречь, если время реверберации волны в нем много меньше характерного времени регистрируемого явления.

Изменение разности потенциалов на электродах датчика определяется выражением

$$\Delta U = - \int_0^P \frac{C_0 U_0}{C^2} \frac{dC}{dP} dP.$$

Амплитуда электрического сигнала датчика пропорциональна поляризующему напряжению и примерно обратно пропорциональна присоединенной емкости

$$\Delta U = - \left(U_0 \frac{\Delta C_g}{C_0} \right) \left(1 + \frac{\Delta C_g}{C_0} \right)^{-1}.$$

Для определения связи между относительным изменением емкости датчика $\Delta C/C$ и давлением $P(t)$ построены калибровочные зависимости — своя для каждого вещества диэлектрической пленки. Способ построения калибровочных зависимостей аналогичен применявшемуся для манганиновых датчиков. Сигнал диэлектрического датчика линейно возрастает с ростом начальных емкости и напряжения независимо от толщины диэлектрика.

Калибровочная зависимость вида $\Delta U[P(t)]$ для диэлектрических датчиков строится путем сопоставления разности потенциалов ΔU на его электродах при сжатии с параметрами нагрузки $P(t)$, одновременно регистрируемой другим методом либо определяемой расчетом.

На рис. 2.58 приведены калибровочные зависимости для некоторых типов диэлектрических датчиков. Поляризующее напряжение в каждом конкретном случае определяется ударной поляризацией.

Надежная работа диэлектрического датчика обеспечивается при условии подавления ударной поляризации диэлектрика. Ударная поляризация полярных диэлектриков вызвана разворотом и ориентацией диполей в диэлектрике под действием ударной волны. Предварительная ориентация диполей в датчике обеспечивается поляризующим напряжением U_0 на обкладках конденсатора, заполненного диэлектриком в такой степени, что диэлектрик доводится до «насыщения» и последующее воздействие ударной волны не приводит к дополнительной поляризации. Это видно по тому факту, что изменение знака поляризующего напряжения не изменяет сигнал (по модулю) при том же уровне ударной волны.

Таким образом, изменение емкости определяется только изменением геометрических размеров (сжатием-расширением) и изменением диэлектрической проницаемости материала при изменении давления (и отсутствии проводимости). Необходима известная осторожность при интерпретации результатов, так как высокая начальная напряженность электрического поля и ее рост при сжатии под действием давления могут быть причиной полного или частичного пробоя диэлектрика и неадекватности регистрируемого электрического сигнала.

Разрешающая способность по времени и область применения диэлектрических датчиков та же, что и для манганиновых датчиков, так как конструктивный принцип (измерительный элемент — изоляция) тот же.

Диэлектрический датчик использовался для регистрации давлений в металлах, пластиках, композиционных и пористых материалах, стекле в плоскостях, параллельной и перпендикулярной ФУВ, при осесимметричной нагрузке в диапазоне давлений до 10 ГПа [86].

К преимуществам диэлектрического датчика следует отнести простоту в изготовлении и эксплуатации, доступность материалов, высокий уровень измеряемых сигналов (высокая чувствительность) и помехозащищенность.

Основным недостатком диэлектрического датчика является малоизученность поведения диэлектриков при нагрузке-разгрузке. Погрешность измерения давления с помощью диэлектрических датчиков не превышает 10%, что следует считать вполне удовлетворительным, так как более высокой точностью в настоящее время не обладает ни один метод. Совершенствование знаний о реологии материалов как датчика, так и материалов-эталонных при ударном нагружении даст возможность уменьшить указанную цифру до 2–5%.

2.3.4. Поляризационные датчики давления

Переход вещества через ФУВ сопровождается скачкообразным изменением его термодинамических параметров. Вещества, обладающие прочностью и вязкостью, при таком переходе сжимаются негидростатически, вследствие чего состояние вещества за фронтом ударной волны описывается тензором напряжений с главными напряжениями, различающимися на величину динамического предела текучести. Анизотропия напряжений, создаваемая ударной волной, может привести к анизотропии физических характеристик вещества, например к нарушению пространственного распределения зарядов — ударной поляризации.

В [87] обнаружено, что движение ударной волны между обкладками конденсатора, заполненного полярным диэлектриком, сопровождается появлением ЭДС во внешней цепи, содержащей такой конденсатор [4]. Так как в цепи отсутствуют иные источники ЭДС, а возникающая ЭДС не зависит от материала обкладок конденсатора, то эффект ударной поляризации может быть объяснен поляризацией диэлектрика за ФУВ [87].

Эффект ударной поляризации обнаружен на целом ряде веществ: ионных кристаллах, легированных диэлектриках (кремний, германий), поликристаллических сегнетоэлектриках и пьезоэлектриках, полярных диэлектриках (типа полиметилметакрилата) и др. [4].

На основе эффекта ударной поляризации разработаны датчики давления ударных волн [4, 88, 89]. Принцип работы датчиков порогового типа основан на изменении знака начального поляризационного тока при амплитуде давления выше некоторого порогового значения (рис. 2.59).

Датчик представляет собой плоский конденсатор, заполненный диэлектриком. Пороговые давления для некоторых щелочно-галогидных кристаллов: RbI — $5,1 \pm 0,7$ ГПа; KI — $6 \pm 1,9$ ГПа; KCl — $8,5 \pm 0,5$ ГПа; KBr — $9,4 \pm 1,6$ ГПа; NaCl — $10,8 \pm 0,8$ ГПа; CsI — $12,5 \pm 2,7$ ГПа; NaF — $26,2 \pm 7$ ГПа.

Поляризационный эффект используется в отметчиках времени прихода фронта ударной волны. Один из таких датчиков, применяющийся вместо контактного, описан в [89]. Его преимущество — стабильность и вследствие этого более высокая точность.

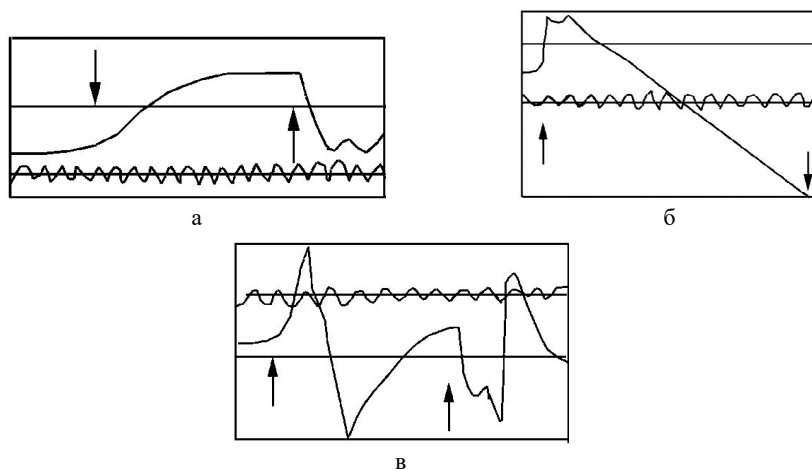


Рис. 2.59. Осциллограммы электрических сигналов поляризационных датчиков порогового типа: а — полиамидная смола; б — бромистый калий; в — дибутилфталат (стрелками указаны моменты входа ударной волны в образец и выхода из него)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 2

1. Альтшуллер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 179–258.
2. Graham R. A., Asay J. R. Measurements of wave profiles in shock-loaded solids // High Temperatures — High Pressures. 1978. Vol. 10. P. 355.
3. Куллер Н., Росс Е. Ударные волны в конденсированных средах // Физика высоких плотностей и энергий. Пер. с англ. под ред. П. Кальдиरोлы и Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. С. 60–170.
4. Минеев В. Н., Иванов А. Г. ЭДС, возникающая при ударном сжатии вещества // УФН. 1976. Т. 119. С. 75.
5. Глушаков Б. Л., Жарков А. П., Жерноклетов М. В. и др. Экспериментальное изучение термодинамики плотной плазмы металлов при высоких концентрациях энергии // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 4. С. 1301–1318.
6. Ашаев В. К., Доронин Г. С., Левин А. Д. О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // ФГВ. 1988. Т. 24. № 1. С. 95–99.
7. Гатиллов Л. А., Ибрагимов Р. А., Кудаев А. В. О структуре детонационной волны в литом ТНТ // Там же. 1989. Т. 25. № 2. С. 82–84.
8. Поведение веществ под воздействием сильных ударных волн: Сб. статей под ред. Р. Ф. Трунина. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. Т. 1. 605 с.
9. Bancroft D., Peterson E. L., Minshall F. S. Polymorphism of iron at high pressure // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. № 3. P. 291–298.
10. Куракин Н. И., Даниленко В. В., Козерук Н. П. и др. Электроконтактная методика регистрации $x-t$ -диаграмм // Химическая физика. 1993. № 5.
11. Поплавко Ю. М. Физика диэлектриков. Киев: Вища школа, 1980.
12. Борисенко В. А., Морозов В. А., Новицкий Е. З. и др. Динамическая сжимаемость монокристалла АДТГС и его электрическая реакция на воздействие ударной волны // Кристаллография. 1992. Т. 37. № 4. С. 971–978.
13. Lee L. M., Williams W. D., Graham R. A., Bauer F. Studies of Bauer piezoelectric polymer gauge (PVF₂) under impact loading // Shock Waves in Condensed Matter. 1985. P. 497–501.

14. *Borissenok V.A., Morosov V.A., Novitsky E.Z.* PVDF as a working medium of shock wave gauges // Proc. X Int. Conf. High Energy Rate Fabrication. Ljubljana, Yugoslavia, 1989. P. 428–430.

15. *Дубовик А. С.* Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М.: Наука, 1964. С. 341.

16. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.

17. *Саламандра Г.Д.* Фотографические методы исследования быстропротекающих процессов. М.: Наука, 1974.

18. *Даниленко В.В., Козерук Н.П., Теличко И.В.* Волоконно-оптические датчики для газодинамических исследований // Быстрое инициирование ВВ. Особые режимы детонации. Под ред. В.И. Таржанова. Снежинск: ВНИИТФ, 1998. С. 145–153.

19. *Козерук Н.П.* Формирование оптических сигналов в волоконно-оптических системах измерений при диагностике ударно-волновых явлений // Быстрое инициирование ВВ. Особые режимы детонации. Под ред. В.И. Таржанова. Снежинск: ВНИИТФ, 1998. С. 154–166.

20. *Даниленко В.В., Козерук Н.П.* О погрешностях измерения временных интервалов фотохронографом СФР-2М // Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии. 1989. Т. 34. № 5. С. 335–340.

21. *Болотов А.А., Чернышев В.К.* Метод получения световых импульсов калиброванной высокой частоты для нанесения масштаба времени на рабочий кадр сверхскоростных фоторегистраторов // Техника съемок, ее применение в промышленности и научных исследованиях. Вып. 2. М., 1966.

22. *Болотов А.А., Ловягин Б.М., Манулов Н.А., Саккеус И.К.* 50-канальный генератор световых импульсов // ПТЭ. 1975. № 3. С. 198–200.

23. *Болотов А.А., Ловягин Б.М., Ильин Н.В.* Датчик времени ДВ-2 к фоторегистратору типа СФР // Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии. 1977. № 6. С. 415–419.

24. *Ашаев В.К., Левин А.Д., Миронов О.Н.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 5. С. 1005.

25. *Allen W.A., McCrary C.L.* Experimental technique used to measure waves through solids. Rev. Sci. Instr. 1953. Vol. 24. № 2. P. 165.

26. *Fowles G. R.* Shock wave compression of hardened and annealed 2024 aluminum. J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. № 8. P. 4175.

27. *Горновой А.А., Музыря А.К., Шорохов Е.В. и др.* Исследование кинетики релаксации упругого предвестника в Ст. 3 и титане // ФГВ. 1989. № 1. С. 142.

28. *Музыря А.К.* Optical level method in spall investigation. 20-th International Congress on High-Speed Photography and Photonics. Canada. 1992. Vol. 1801. P. 695.

29. *Козлов Е.А., Музыря А.К., Чинкова Р.Х., Шорохов Е.В.* Зарождающийся откол в меди // ФГВ. 1984. № 4. С. 123.

30. *Козлов Е.А., Таржанов В.И., Теличко И.В., Панкратов Д.Г.* Сдвиговая и откольная прочности закаленной стали 30ХГСА при взрывном нагружении в области протекания твердофазного превращения // Деформация и разрушение материалов. 2012. № 8. С. 32–38.

31. *Хольм Р.* Электрические контакты. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.

32. *Иванов А.Г., Новиков С.А.* Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности // ПТЭ. 1963. № 1. С. 135–138.

33. *Иванов А.Г., Новиков С.А., Синицын В.А.* Исследование упругопластических волн в железе и стали при взрывном нагружении // ФТТ. 1963. № 5. С. 269–284.

34. *Зайцев В. М., Похил П. Ф., Шведов К. К.* Электромагнитный метод измерения скорости продуктов взрыва // Докл. АН СССР. 1960. Т. 132. № 6. С. 1339–1340.
35. *Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К.* Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970. С. 169.
36. *Зубарев В. Н.* Движение продуктов взрыва за фронтом детонационной волны // ПМТФ. 1965. № 2. С. 54–58.
37. *Уртьев П. А., Эрикссон Р. М., Хейс Б., Парнер М. Н.* Измерение давления и массовой скорости в твердых телах при динамическом нагружении // ФГВ. 1986. № 5. С. 113–126.
38. *Ко Дж. Ф.* Неправильное использование электромагнитных датчиков скорости во взрывчатых веществах // Химическая физика. 1995. № 12. С. 68–77.
39. *Хейс Б.* Система для измерения скорости частиц вещества с наносекундным разрешением в ударных и детонационных волнах // Приборы для научных исследований. 1981. № 4. С. 92–102.
40. *Альтишулер Л. В., Павловский М. Н., Дракин В. П.* Особенности фазовых превращений в ударных волнах сжатия и разгрузки // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. Вып. 2. С. 400–408.
41. *Fritz J. N., Morgan J. F.* An electromagnetic technique for measuring material velocity // Rev. Sci. Instrum. 1973. Vol. 44. № 2. P. 215–221.
42. *Новиков С. А., Каширинов В. И., Федоткин А. С.* Измерение скорости токопроводящих оболочек датчиком электромагнитного типа // ФГВ. 1985. Т. 21. № 1. С. 71–74.
43. *Жугин Ю. Н., Крупников К. К.* Индукционный метод непрерывной регистрации скорости конденсированной среды в ударно-волновых процессах // ПМТФ. 1983. № 1. С. 102–108.
44. *Graham R. A.* Solids under high-pressure shock compression. Springer-Verlag, 1992.
45. *Астанин В. В., Минеев В. Н., Обухов А. С., Романченко В. И.* Электрические измерения параметров ударных волн манометрическими датчиками. Препринт. Институт проблем прочности. Киев, 1985.
46. *Новицкий Е. З., Коротченко М. В., Волнянский М. Д., Борисенко В. А.* Измерение динамических пьезомодулей монокристаллов ниобата и германата лития, германата висмута в ударных волнах // ФГВ. 1980. № 1. С. 99–102.
47. *Graham R. A., Neilson F. W., Benedick W. B.* Piezoelectric current from shock-loaded quartz gauge // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. № 5. P. 1775–1780.
48. *Davison L., Graham R. A.* Shock compression of solids // Phys. Rep. 1979. Vol. 55. № 4. P. 256–379.
49. *Bauer F.* Behavior of ferroelectrics ceramics and PVF₂ polymer under shock loading. Shock waves in Condensed matter. 1982. P. 251–256.
50. *Bauer F.* PVF₂-polymer: ferroelectric polarization and piezoelectric properties under dynamic pressure and shock wave action // Ferroelectrics. 1983. Vol. 49. P. 281–284.
51. *Reed R. P., Graham R. A., Moore L. M., Lee L. M., Fogelson D. A., Bauer F.* Sandia standart for PVDF shock sensors. Proc. of 1989 Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter. Albuquerque. NM. 1989.
52. *Борисенко В. А., Симаков В. Г., Кручинин В. А. и др.* ПВДФ-датчик динамического давления в газодинамическом эксперименте. Труды международной конференции VII Харитоновские тематические научные чтения. РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2005.
53. *Борисенко В. А., Симаков В. Г., Брагунец В. А. и др.* ПВДФ-датчик давления: физическая модель и результаты экспериментов // ФГВ. 2003. № 5. С. 109–115.

54. Борисенко В. А., Симаков В. Г., Куропаткин В. Г. и др. ПВДФ-датчик динамического давления: технология, теория, эксперимент // ПТЭ. 2008. № 4. С. 113–121.
55. Набатов С. С., Якушев В. В. Анализ отклика пьезополимерных датчиков давления на плоскую ударную волну // ФГВ. 1994. Т. 30. № 3. С. 130–135.
56. Charest I. A., Lynch C. S. Simple approach to piezofilm stress gauge. *Shock Compression in Condensed Matter*, Elsevier Science Publishers B. V., 1992. P. 897–900.
57. Молодец А. М., Еремченко Е. Н. Обобщенная зависимость электрического отклика полимерной пьезопленки от давления ударного сжатия // ФГВ. 1994. Т. 30. № 5. С. 149–154.
58. Hodges R. V., McCoy L. E., Toolson J. R. Polyvildene Fluoride (PVDF) gauges for measurement of output pressure of small ordnance devices // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. 2000. Vol. 25. P. 13–18.
59. Bauer F. Metrologie d'ondes de choc a l'aide de polymeres piezoelectriques // *Journal de Physique IV*. 1991. Vol. 1. P. 427–433.
60. Bauer F. Properties of ferroelectric polymers under high pressure and shock loading // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1995. Vol. 105. P. 212–216.
61. Graham R. A., Anderson M. U., Bauer F., Setchell R. E. Piezoelectric polarization of the ferroelectric polymer PVDF from 10 MPa to 10 GPa: studies of loading — path dependence // *Proc. of Shock Waves in Condensed Matter*. Elsevier Science Publishers. 1992. P. 883–886.
62. Bauer F. PVDF Gauge piezoelectric response under two-stage light gas gun impact loading // *Proc. of Compression in Condensed Matter*. Elsevier Publishers. 2002. P. 1149–1152.
63. Hydman D. A., Gaffney E. S. Calibration of PVDF transducers at stresses below 1 MPa // *Proc. of Shock Compression in Condensed Matter*. Elsevier Sci. Publ. 1990. P. 809–811.
64. Lynch C. S., Charest J. A. Practical consideration on the piezofilm gauge technique // *Proc. of Shock Compression in Condensed Matter*. Elsevier Science Publishers. 1992. P. 901–904.
65. Bauer F. PVDF shock compression sensors in shock wave physics // *Proc. of Shock Compression in Condensed Matter*. 2003. P. 1121–1124.
66. Chartagnac P., Decaso P., Jimenez B. et al. Dynamic behaviour of PVF₂ gauges in the 0–600 kbar range // *Proc. of Shock Compression in Condensed Matter*. Elsevier Science Publishers. 1992. P. 893–896.
67. Simakov V. G., Borissenok V. A., Bragunetz V. A. et al. Study of phase transitions in cerium by PVDF gauge // *AIP conf. proc.* 2007. Vol. 955. P. 105–108.
68. Борисенко В. А., Симаков В. Г., Волгин В. А. и др. Исследование фазовых превращений в железе и церии ПВДФ-датчиком давления // ФГВ. 2007. Т. 43. № 4. С. 476–481.
69. Борисенко В. А., Жерноклетов М. В., Ковалёв А. Е. и др. Фазовые переходы в титане в ударных волнах в области давлений до 150 ГПа // ФГВ. 2014. Т. 50. № 3. С. 113–121.
70. Борисенко В. А., Симаков В. Г., Брагунец В. А. Экспериментальное определение D-и-соотношения для пластифицированного октогена в диапазоне давлений ниже 3 ГПа. Труды международной конференции XIII Харитоновские тематические научные чтения. РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2001. С. 272–275.
71. Борисенко В. А., Михайлов А. С., Брагунец В. А. Исследование поляризации взрывчатых веществ при ударе и влияние внешнего электрического поля на чувствительность высокодисперсного тэна к удару // *Хим. физика*. 2011. Т. 30. № 8. С. 22–33.

72. Борисенко В. А., Брагунец В. А., Симаков В. Г. Исследование отклика пластифицированного октогена на воздействие ударных волн с помощью пьезополимерного датчика давления // Хим. физика. 2013. Т. 32. № 2. С. 51–55.

73. Борисенко В. А., Ломтева Е. Е., Брагунец В. А., Симаков В. Г., Дерюгин Ю. Н. Исследование влияния импульсного электрического поля на ударно-волновую чувствительность пластифицированного октогена // Хим. физика. 2014. Т. 33. С. 1–9.

74. Борисенко В. А., Брагунец В. А., Власов Ю. А. и др. ПВФД-датчик для измерения характеристик воздушной ударной волны // Известия РАН. 2006. Вып. 4 (49). С. 42–46.

75. Barker L. M., Hollenbach R. E. Shock wave study of the $\alpha \rightarrow \epsilon$ phase transition in iron // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. № 11.

76. Fuller P. J. A., Price J. H. Electrical conductivity of manganin and iron at high pressures // Nature. 1962. Vol. 193. P. 262–268.

77. Христофоров Б. Д., Голлер Е. Э., Сидорин А. Я. и др. Манганиновый датчик для измерения давления ударных волн в твердом теле // ФГВ. 1971. № 4. С. 613–615.

78. Канель Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред // ВИНТИ № 477–74. Деп. 1974.

79. Дремин А. Н., Канель Г. И. Волны сжатия и разрежения в ударно-сжатых металлах // ПМТФ. 1976. № 2. С. 146–153.

80. Батьков Ю. В., Новиков С. А., Синицына Л. М., Чернов А. В. Исследование сдвиговых напряжений в металлах на фронте ударной волны // Проблемы прочности. 1981. № 5. С. 56–59.

81. Lyle J. W., Schrever R. L., McMillan A. R. Dynamic piezoresistive coefficient of manganin to 392 kbar // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. № 11. P. 4412–4419.

82. Канель Г. И., Вахитова Г. Г., Дремин А. Н. Метрологические характеристики манганиновых датчиков давления в условиях ударного сжатия и разгрузки // ФГВ. 1978. № 2. С. 130–135.

83. Crady D. E., Ginsberg M. J. Piezoresistivity effects in ytterbium stress transducers // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. № 6. P. 2179–2181.

84. Фот Н. А., Алексеевский В. П., Ярош В. В. Диэлектрический датчик импульсного давления // ПТЭ. 1973. № 2. С. 199–200.

85. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наукова думка, 1979.

86. Батьков Ю. В., Новиков С. А., Пермяков В. В. и др. Некоторые особенности измерения импульсных давлений с помощью диэлектрических датчиков // ПМТФ. 1981. № 2. С. 81–86.

87. Тюняев Ю. Н., Минеев В. Н., Лисицын Ю. В. Поляризационный датчик порогового типа для измерения импульсных давлений // Докл. I Всес. симпозиума по импульсным давлениям. М.: ВНИИФТРИ, 1974. С. 53–56.

88. Иванов А. Г., Лисицын Ю. В., Новицкий Е. З. Задача о поляризации диэлектриков при ударном нагружении // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. Вып. 1. С. 286–291.

89. Лебедев Н. П., Модель И. Ш., Кузнецов Ф. О. Регистрация скорости сильных ударных волн пьезоэлектрическими датчиками // ПТЭ. 1968. № 3. С. 183–186.

ГЛАВА 3

ИМПУЛЬСНАЯ РАДИОГРАФИЯ

В.А. Комрачков, А.Л. Михайлов, А.М. Подурец, А.В. Руднев

Методы исследований быстропротекающих процессов взрывного типа с применением проникающих излучений, электромагнитного или потоков элементарных частиц, дают возможность визуализации различных фаз процесса, не искажая его, если плотность мощности зондирующего излучения много меньше удельной энергии процесса. Тем самым эти методы диагностики относятся к невозмущающим [1–4].

Общее название методов, о которых пойдет речь ниже, — импульсная радиография. Наибольшее развитие с середины XX века получила импульсная рентгеновская радиография (рентгенография) в широком диапазоне энергий квантов излучения — от десятков и сотен килоэлектронвольт до десятков мегаэлектронвольт. Сравнительно недавно, начиная с рубежа XX и XXI веков, с рентгенографией успешно конкурирует протонная радиография (протонография), использующая пучки протонов гигаэлектронвольтного диапазона — в настоящее время от $\cong 0,8$ ГэВ (Лос-Аламос, США) до 70 ГэВ (РФЯЦ-ВНИИЭФ, ИФВЭ ГНЦ «Курчатовский институт», Россия).

В обоих случаях (рентгенографии и протонографии) имеется в виду получение теневых изображений структуры объекта в развитии. Из более узких приложений проникающих излучений для целей исследования быстропротекающих процессов отметим импульсный рентгеноструктурный анализ, к радиографическим методам формально не относящийся. К рентгеновской радиографии можно в определенном смысле отнести использование синхротронного излучения сильноточных ускорителей электронов. Ввиду специфики этого метода, развиваемого в последние два десятилетия на базе уникальных ускорителей, этот метод выделен нами в отдельную главу.

В нашей монографии под импульсной рентгенографией будет пониматься получение рентгеновских изображений с помощью тормозного рентгеновского излучения традиционных источников — от острофокусных трубок до линейных и циклических ускорителей.

3.1. МЕТОД ИМПУЛЬСНОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ

Импульсное рентгеновское излучение нашло широкое применение в исследованиях различных ударно-волновых процессов. Сущность метода импульсной рентгенографии заключается в том, что объект во время его перемещения в некоторой среде или протекания в нем исследуемого процесса, например взрывного в ВВ или ударно-волнового при нагружении вещества, просвечивается коротким (10^{-8} – 10^{-6} с) импульсом рентгеновского излучения. Прошедшее через объект излучение регистрируется, например, на рентгеновской пленке, в результате чего получается рентгеновское изображение исследуемого объекта в определенный момент времени. Малая

длительность импульса излучения позволяет даже при скорости движения фиксируемых границ в сотни и тысячи метров в секунду получать неразмытые изображения и обеспечивать приемлемую точность измерений.

Достоинством метода импульсной рентгенографии является возможность визуализации фаз быстропротекающих процессов. Другим достоинством метода является возможность регистрации состояния вещества за фронтами ударных волн различной интенсивности, т. е. после прохождения пиковых давлений во фронтах волн, когда другие регистрирующие элементы, взаимодействующие со средой, разрушаются. То же относится и к исследованию состояния вещества после неоднократных нагружений с возможными фазами промежуточной разгрузки. И, наконец, метод импульсной рентгенографии имеет возможность по рентгеновскому изображению восстанавливать внутреннюю структуру объекта в любой зарегистрированной фазе быстропротекающего процесса.

Многокадровая регистрация, позволяющая проследить эволюцию регистрируемых характеристик объекта (процесса), осуществляется либо несколькими синхронизованными во времени источниками рентгеновского излучения и системами регистрации, либо одним источником, способным выдавать серию последовательных импульсов излучения. Благодаря пространственному разнесению источников излучения и систем регистрации может быть реализована рентгеновская томография объекта.

3.1.1. Генерация рентгеновского излучения

В рентгенографических установках, практически применяемых для целей диагностики быстропротекающих процессов, используются короткие импульсы тормозного излучения свободных электронов, ускоренных электромагнитным полем в межэлектродном (между катодом и анодом) промежутке рентгеновской трубки или между инжектором и мишенью ускорителя [5–9].

Торможение даже монохроматических электронов в веществе анода или мишени (обычно тяжелый тугоплавкий металл с высоким ρ и z) приводит к генерации сплошного спектра рентгеновского излучения с верхней граничной частотой, соответствующей кинетической энергии электронов (см. рис. 3.1). Интенсивность излучения определяется величиной энергии и тока электронов, а также веществом анода (мишени) — его плотностью ρ и атомным номером z .

Пространственное распределение тормозного рентгеновского излучения (индикатриса) неизотропно и имеет вид «лепестка», направленного вперед по направлению движения тормозящихся электронов. Чем больше энергия электронов, тем «острее» диаграмма направленности рентгеновского излучения (см. рис. 3.2, 3.3).

Для задач импульсного рентгеноструктурного анализа требуется монохроматичность зондирующего излучения, для чего используется линейчатый спектр так называемого характеристического излучения, определяемого уровнями энергий электронов в атоме вещества анода (рис. 3.4). Механизм излучения характеристического излучения — сброс энергии при переходе электронов с одного уровня на другой.

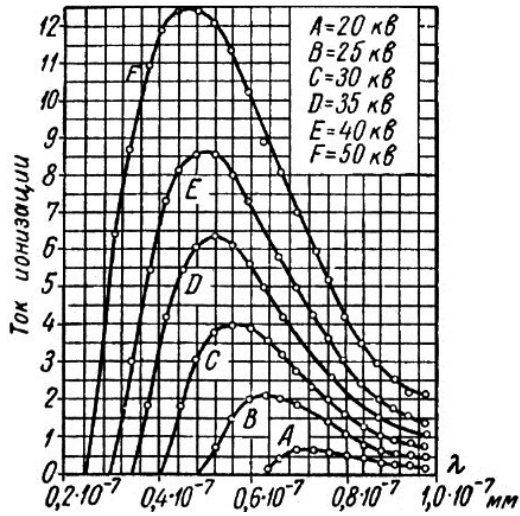


Рис. 3.1. Зависимость плотности интенсивности излучения от длины волны в непрерывном спектре

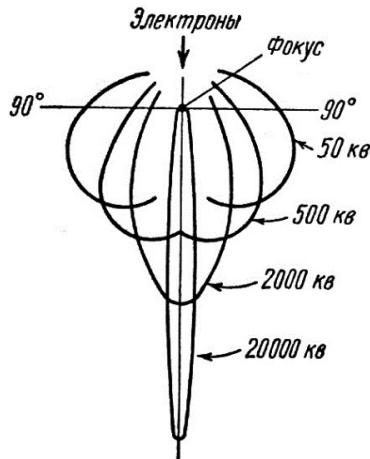


Рис. 3.2. Пространственное распределение интенсивности тормозного излучения

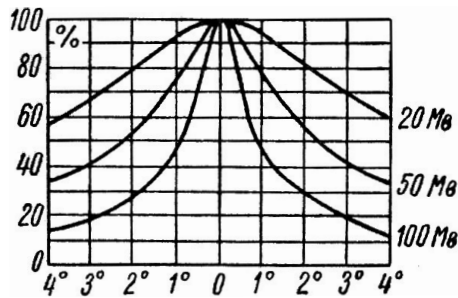


Рис. 3.3. Угловое распределение интенсивности рентгеновского излучения бетатрона при 20; 50; 100 МэВ

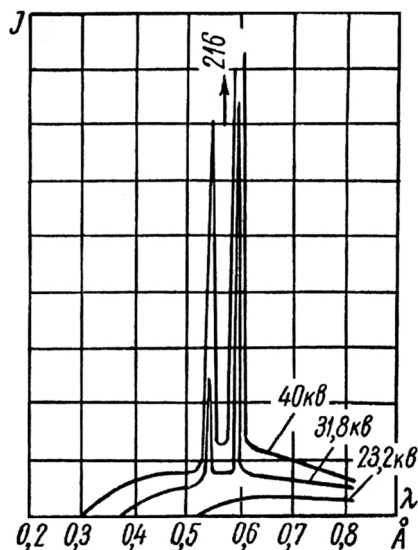


Рис. 3.4. Кривые полных спектров излучения трубки с родиевым анодом при различных напряжениях

3.1.2. Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом

Процессы, определяющие взаимодействие рентгеновского излучения как с объектом исследования, так и с системой регистрации, — суть процессы поглощения и рассеяния квантов, преимущественно в актах обмена энергией с электронами.

Основные виды взаимодействия кратко перечислены ниже.

Фотоэлектрический эффект (фотоэффект) — поглощение кванта атомом с испусканием последним так называемого фотоэлектрона. При излучении атомом периферийного электрона происходит ионизация атома. При излучении электронов, находящихся на «внутренних» орбитах атома, энергия вырываемых из атома электронов ниже, а за счет высвобождения энергии при переходах электронов с внешних орбит на внутренние возникает характеристическое излучение («характерные» частоты для данного атома).

Рассеяние на свободных (слабосвязанных) электронах — эффект Комптона. Эффект заключается в рассеянии квантов и передаче ими части своей энергии «свободным» электронам, находящимся на внешних оболочках атома.

Образование электрон-позитронных пар. При достаточно большой энергии квантов, превышающей удвоенную массу покоя электрона (и позитрона), равную 0,511 МэВ, в поле действия ядерных сил ($r_{\text{я}} \cong 10^{-12} \dots 10^{-13}$ см) становится возможным новый вид взаимодействия — поглощение фотона с образованием электрон-позитронных пар и произвольным распреде-

лением энергии фотона между ядром, электроном и позитроном. При достаточной энергии фотона образовавшиеся электроны могут тормозиться в поле электромагнитных сил атомов вещества и излучать в свою очередь рентгеновское излучение. Позитроны, как античастицы, могут снова взаимодействовать (соединяться) с электронами с их взаимной нейтрализацией и образованием фотонов. Вновь возникающие фотоны, в свою очередь, взаимодействуют с веществом по трем вышеперечисленным первичным механизмам.

Вторичные процессы при взаимодействии рентгеновских лучей с веществом. Возникновение фотоэлектронов и характеристического излучения при поглощении электронов, электронов отдачи и рассеянного излучения при рассеянии, а также образование пар — это первичные процессы взаимодействия рентгеновских лучей с веществом. Очевидно, возникшие быстрые электроны и характеристическое и рассеянное излучения будут взаимодействовать с веществом облучаемого тела.

Дальнейшее взаимодействие возникающих лучей будет аналогично уже рассмотренному, т. е. рассеянный либо характеристический квант может или вырвать вторичный фотоэлектрон, или снова рассеяться на электроны, или может совсем выйти из рассматриваемого объема поглощающего тела.

Первичные фотоэлектроны и электроны отдачи поглощаются веществом поглотителя в области, окружающей место их возникновения.

Прохождение через атом связано с небольшой потерей энергии летящим электроном, которая расходуется на отделение вторичных электронов. Этот процесс может повториться много раз, при этом отделяется большое число вторичных электронов, а скорость первичного электрона постепенно уменьшается до тех пор, пока он не соединится с каким-либо атомом и не отдаст ему сохранившуюся к этому моменту свою кинетическую энергию.

Резкое торможение первичного фотоэлектрона, сопровождающееся излучением кванта рентгеновского излучения, происходит чрезвычайно редко, так же как и при торможении электронов на аноде трубки.

Большинство вторичных электронов, освобождаемых первичными фотоэлектронами и электронами отдачи, имеет небольшие скорости, быстро затормаживается и в редких случаях может вызвать более медленные третичные электроны.

Все вторичные и третичные электроны поглощаются атомами поглощающего вещества, и их энергия переходит в теплоту.

Полная цепь превращений, происходящих при взаимодействии рентгеновских лучей с веществом, может быть представлена в упрощенном виде следующей схемой (рис. 3.5).

По такой же схеме взаимодействуют с веществом фотоны, возникшие после образования электрон-позитронных пар и произведенной ими ионизации.



Рис. 3.5. Полная цепь превращений энергии, происходящих при взаимодействии рентгеновских лучей с веществом

3.1.3. Ослабление интенсивности рентгеновских лучей в веществе

Для монохроматического направленного пучка его интенсивность I_x по мере прохождения в веществе пути «x» описывается экспонентой, где I_0 — интенсивность (энергия в единицу времени на единицу поверхности) начального пучка, μ — линейный коэффициент ослабления пучка.

Иногда для наглядных оценок на практике используют понятие слоя половинного ослабления $d_{1/2}$.

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \cong \frac{0.693}{\mu}.$$

Линейный коэффициент ослабления μ прямо пропорционален плотности вещества ρ . Поделив μ на ρ , вводят **массовый коэффициент ослабления**, характеризующий ослабление излучения единицей массы вещества $\mu_m = \mu/\rho$, $[\mu_m] = \text{см}^2/\text{г}$. В общем случае коэффициент ослабления зависит от атомного номера вещества z .

Поскольку ослабление излучения обусловлено первичными процессами фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования (e^- , e^+)-пар, коэффициенты ослабления можно представить в виде суммы трех слагаемых: $\mu = \tau + \delta + \pi$, где τ — линейный коэффициент фотопоглощения, δ — линейный коэффициент комптоновского рассеяния, π — линейный коэффициент образования пар.

Относительная доля этих трех процессов зависит от энергии $h\nu$ квантов и атомного номера Z вещества. На рис. 3.6 показан характерный вид зависимостей τ , δ , π и μ от энергии фотонов для свинца.

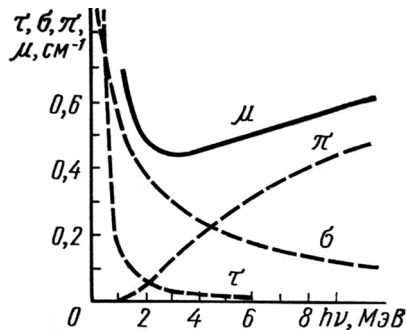


Рис. 3.6. Зависимость коэффициентов линейного ослабления от энергии фотонов для свинца

Как следует из графика рис. 3.6, вследствие разного хода зависимостей τ , δ , π общий линейный коэффициент ослабления в свинце имеет минимум в области энергий квантов — так называемое окно «прозрачности», определяющее оптимальную энергию спектра тормозного излучения для максимального, при прочих равных условиях, просвечивания данного материала. Энергия фотонов, при которой значение μ минимально, зависит от атомного номера Z вещества.

Вышесказанное справедливо для монохроматического излучения. Реальный спектр тормозного излучения — сплошной, и фотоны разных энергий ослабляются по-разному, и в общем случае кривая спектрального ослабления интенсивности излучения «укорачивается» со стороны низких энергий (или длинных волн) фотонов — происходит **фильтрация** рентгеновского излучения — его спектр по мере прохождения излучения через вещество становится жестче. Вследствие этого общая интенсивность излучения в первых слоях поглощающей среды уменьшается быстрее, чем в последующих слоях, а зависимость $\lg I_x = f(x)$ для немонахроматического излучения, в отличие от монохроматического, нелинейна.

В целом сложные механизмы взаимодействия рентгеновского излучения с веществом, отраженные в схеме рис. 3.5, приводят не только к нелинейному с толщиной объекта выведению фотонов из пучка, но и к накоплению рассеянного излучения, что в конце концов устанавливает практический предел по просвечиванию оптически толстых («оптическая толщина» — произведение плотности вещества ρ на протяженность объекта L в направлении просвечивания, ρL) объектов величиной на уровне ≤ 300 г/см².

3.1.4. Источники импульсного рентгеновского излучения

Не останавливаясь в подробностях на описании множества существующих конструкций импульсных рентгенографических установок (интересующихся более подробной информацией отсылаем к монографии [1] и к другим, более специализированным источникам), их можно классифицировать следующим образом:

- 1) острофокусные рентгеновские трубки;
- 2) ускорители электронов прямого действия;
- 3) линейные резонансные ускорители электронов;
- 4) индукционные ускорители электронов — бетатроны.

В первых двух типах установок ускорение электронов происходит под действием импульсного электрического поля в межэлектродном пространстве между источником свободных электронов — катодом (инжектором) и мишенью — анодом.

В зависимости от типа установки верхняя граничная энергия генерируемых квантов рентгеновского излучения варьирует от сотни килоэлектронвольт до единиц мегаэлектронвольт.

Трудности создания высокого напряжения в несколько миллионов вольт непосредственно в ускоряющей промежутке с целью получения высоких интенсивностей излучения и энергии рентгеновских квантов для просвечивания «толстых» объектов привели к созданию «непрямых» методов ускорения электронов, основанных на:

– разработке резонансных высокочастотных линейных ускорителей, в которых используется согласование во времени и пространстве («резонанс») переменного ускоряющего электромагнитного поля с положением ускоряемого короткого пучка (сгустка, банча) электронов;

– применении переменного магнитного потока, индуцирующего вихревое электрическое поле, ускоряющее «шнур» электронов по замкнутой кольцевой орбите.

Первый метод в различных вариантах реализован в линейных ускорителях заряженных частиц, второй в циклических индукционных ускорителях — бетатронах [10–13].

В первом случае короткий (длительность ≤ 100 нс) сгусток электронов в конце короткого ($\tau \leq 1$ мкс) цикла ускорения фокусируется с помощью электрического поля и «сбрасывается» на мишень. Во втором — «шнур» электронов, движущихся с околосветовой скоростью по замкнутой кольцевой орбите (цикл ускорения $\tau \sim 10^{-3}$ с), в нужный момент времени с помощью вспомогательной «обмотки смещения» отклоняется от равновесной орбиты и «чиркает» по мишени, расположенной в камере ускорения.

Преимущество линейных ускорителей — большой ток электронов (десятки килоампер), и, как следствие, большая просвечивающая способность, недостаток — громоздкость (длина пути ускорения электронов — десятки метров).

Преимущества бетатронов — компактность (радиус орбиты ускорения распространенных в РФЯЦ-ВНИИЭФ бетатронов типа БИМ-234 составляет 234 мм), большое время цикла ускорения, что позволяет легко синхро-

низовать момент «сброса» электронов на мишень с исследуемым коротким (обычно ≤ 100 мкс) взрывным процессом, а также управлять длительностью импульса излучения или генерировать несколько импульсов сброса электронов на мишень (несколько импульсов генерации излучения) — т. е. обеспечить многокадровость в одном взрывном эксперименте.

Для современных острофокусных трубок, линейных ускорителей и ускорителей прямого ускорения характерен однокадровый режим работы (однократный сброс электронов на мишень). Многокадровость обеспечивается работой нескольких установок, синхронизованных в нужной временной последовательности; при этом вынужденно реализуется многокадровость съемки. Впрочем, на одном из линейных ускорителей двухлучевого комплекса DARHT (Лос-Аламос, США) реализован четырехимпульсный режим его работы.

Большая длительность цикла ускорения электронов в бетатроне позволяет также вести контроль количества электронов (ток) на круговой орбите по их синхротронному излучению и блокировать их сброс на мишень в случае их недостатка.

Недостаток бетатронов по сравнению с линейными ускорителями — на 1–1,5 порядка меньший ток электронов, т. е. меньше просвечивающая способность. Некоторая компенсация этого недостатка увеличением энергии ускоренных электронов (50–70 МэВ) по сравнению с линейным ускорителем (10–25 МэВ) ведет к чрезмерно жесткому спектру излучения — уходу от окна прозрачности.

Так или иначе, нелинейная зависимость пропускания рентгеновского излучения от оптической толщины объекта (см. выше раздел 3.1.3) и разнообразие объектов исследования по их оптической толщине приводят к необходимости иметь в арсенале исследователей весь перечисленный парк рентгенографических установок — от острофокусных «трубок» до линейных ускорителей электронов.

Первые из них могут представлять из себя портативные переносные приборы, вторые — сложные электрофизические установки, требующие для своего размещения специализированных зданий.

3.1.5. Регистрация рентгеновского излучения [1], [14–20]

Фотографический способ. Самый старый и применяемый до сих пор способ регистрации рентгеновского излучения, несущего информацию о просвечиваемом объекте, — фотографический на основе специальных рентгеновских фотопленок, сенсibilизированных в синей области спектра видимого излучения.

Для регистрации рентгеновских изображений фотографические слои в чистом виде малоэффективны в силу чрезвычайно слабого взаимодействия гамма-квантов с тонким (по необходимости) и слабо поглощающим слоем фотографической эмульсии. Чтобы усилить воздействие рентгеновских лучей на фотоэмульсию, их преобразуют в видимый свет с помощью усиливающих экранов из вольфрамата кальция, CaWO_4 . ВольфраMAT кальция поглощает рентгеновское излучение и затем излучает видимый свет

в сине-фиолетовой области спектра, к которому бромосеребряная эмульсия наиболее чувствительна. Для усиления фотографического действия и повышения контраста эмульсию располагают с обеих сторон рентгенопленки. При съемке на рентгеновские пленки с двусторонним покрытием используют два экрана. Передний экран располагают на стороне пленки, обращенной к источнику излучения. Задний экран помещается с обратной стороны пленки. На задний экран действует ослабленное излучение, поэтому слой люминофора выполняют более толстым.

Для еще большей эффективности регистрации рентгеновского излучения используют металлические экраны — конверторы рентгеновского излучения, действие которых основано на генерации электронов вследствие фотоэлектрического и комптон-эффектов, к которым также чувствительны фотоэмульсия и слой люминофора.

На рис. 3.7 показана регистрирующая система, состоящая из нескольких слоев.

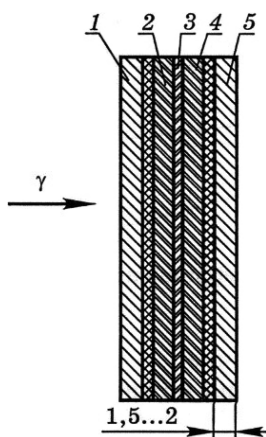


Рис. 3.7. Состав традиционной регистрирующей системы: 1, 5 — металлические конверторы (передний и задний) из тантала, свинца или латуни; 2, 4 — два слоя усилителя фотографического действия (УФД), представляющего собой слой вольфрамата кальция (CaWO_4) на картонной подложке; 3 — фотопленка с двухсторонней эмульсией, содержащей бромистое серебро

Гамма-квант, попадая на передний конвертор, может рассеяться, выбить из него фотоэлектрон или комптоновский электрон, которые заставят сцинтиллировать слой вольфрамата и таким образом экспонировать пленку. Однако электроны могут воздействовать на пленку и непосредственно. Задний конвертор экспонирует пленку, рассеивая излучение назад.

На базе рассмотренных выше пленочных систем регистрации в ИФВ ВНИИЭФ в 70-е–80-е годы XX века была разработана оригинальная многокадровая система регистрации ГРИМ (гамма-регистратор импульсный многокадровый) [1], [21, 22]. Принцип этого регистратора основан на явлении многократного увеличения чувствительности рентгеновской фотопленки в электрическом поле. Располагая вдоль пучка рентгеновского излучения, прошедшего объект, набор из нескольких (до десяти) пакетов систем реги-

страции типа изображенных на рис. 3.7 и прикладывая к каждому из пакетов импульсное электрическое поле в моменты, строго синхронизованные с интересующими фазами исследуемого процесса и импульсами излучения рентгеновской установки, на фотоплёнке каждого из пакетов получают изображение объекта в нужный момент времени, тем самым осуществляя покадровую рентгеновскую хронограмму процесса. В силу ряда причин и прежде всего развития более совершенных электронно-оптических систем регистрации эта уникальная разработка, базирующаяся на фотохимии, отошла в прошлое.

ADC-регистрация. На смену фотографической плёнке пришла цифровая регистрация с помощью фотохромных экранов. Аббревиатура ADC расшифровывается как Agfa Digital Centre. Наряду с ней применяется также аббревиатура DC-CR (Digital Complex for Computer Radiography).

При экспонировании в фотохромном слое экрана образуется скрытое изображение, время жизни которого составляет несколько часов. Это изображение может быть считано и оцифровано на специальном сканере. В процессе считывания скрытое изображение стирается, и экран вновь готов к экспонированию. Эти системы разработаны для медицины, использующей мягкий спектр рентгеновского излучения. Однако они, как и в случае с фотоплёнкой, применимы и в технической рентгенографии, где используются гамма-кванты с более чем на два порядка большей энергией. Наряду с удобством использования, высокой скоростью считывания получаемых рентгеноснимков экраны обладают огромным динамическим диапазоном регистрации, который составляет не менее $2,5 \times 10^4$.

Нагрузка фотохромного экрана активным веществом приблизительно равна 110 мг/см^2 , поэтому квантовая эффективность отдельного экрана при экспонировании в жестком спектре мала. Но т. к. экраны обладают одноквантовой чувствительностью к ионизирующему излучению, использование пакетов из нескольких экранов с последующим суммированием изображений, зарегистрированных отдельными экранами, позволяет обеспечить большую квантовую эффективность регистрации. Учитывая хорошее пространственное разрешение отдельного экрана (9 лин./мм) и возможность обеспечить субпиксельную точность взаимного позиционирования изображений пакета при суммировании, пакетная регистрация позволяет получать рентгеноснимки недостижимого пленочной системой качества.

Электронно-оптические регистраторы. В практике импульсного рентгенографирования на смену однокадровым рентгенографическим пленочным регистраторам в 1970–80-х годах пришли многокадровые (могут, естественно, работать и в однокадровом режиме) электронно-оптические регистраторы (ЭОРы) на базе электронно-оптических преобразователей (ЭОП), обладающие высоким временным разрешением и практически одноквантовой чувствительностью. В этих системах рентгеновское изображение преобразуется в видимое в сцинтилляторе (гамма-конвертер) с коротким временем высвечивания. Одними из лучших на настоящее время сцинтилляторов для этой цели являются монокристаллы йодистого цезия, активированного таллием или натрием, а также силикат лютеция. Далее изображение с помощью внешнего объектива переносится фотокатодом ЭОП, а с экрана

ЭОП — регистрируется, раньше — обычной фотокамерой, в последние десятилетия — с помощью ПЗС-камеры.

Техника цифровой фото-, видеорегистрации бурно развивается, и на смену ПЗС-матрицам в настоящее время приходят КМОП-системы.

Достоинства ЭОРов перед фотографическими и АДС-регистраторами — высокое временное разрешение, фоточувствительность и многокадровость. Недостаток — малый диаметр входного катода, что не всегда позволяет регистрировать динамику большеразмерных объектов с достаточным пространственным (фотографическим) разрешением.

3.1.6. Рентгенографический метод во взрывных экспериментах

Постановка рентгенографических экспериментов. В экспериментах при рентгенографировании основными элементами являются: источник импульсного рентгеновского излучения, исследуемый объект, система регистрации рентгеновского изображения. Эксперименты обычно проводятся по схеме, показанной на рис. 3.8 [22].

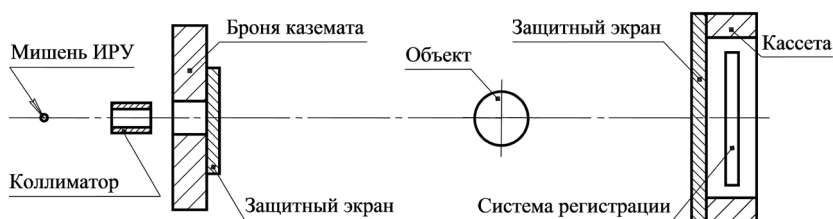


Рис. 3.8. Схема проведения экспериментов в однокадровом режиме

В опытах регистрируется изображение исследуемого объекта (или фазы процесса) в определенный момент времени. Для того чтобы изучать развитие исследуемого процесса, если регистрация идет в однокадровом режиме, проводят несколько опытов на разные моменты времени. Сравнение полученных изображений дает информацию о динамических параметрах исследуемых процессов. При этом надо учитывать допусковые различия объектов испытаний в разных опытах.

Для регистрации нескольких фаз исследуемого процесса в одном эксперименте используются несколько излучателей, разнесенных в пространстве, или несколько импульсов излучения от одного излучателя с временным сдвигом, что, как уже указывалось, легко реализуемо в бетатронах.

Как следует из схемы рис. 3.8, рентгенографирование ведется в увеличенном масштабе в расходящемся пучке, где источником служит квазиточечная мишень (анод) импульсной рентгеновской установки (ИРУ). Типичный поперечный размер (фокус) излучающей поверхности мишени современных установок, включая самые мощные (чем больше ток электронов, тем труднее их сфокусировать), составляет от 1 до 5 мм.

На рис. 3.8 в качестве регистратора показана фотографическая (плёночная или АДС) система регистрации во взрывозащитной бронекассете. В случае электронно-оптической системы регистрации последняя также

помещается во взрывозащитный бронекожух. В особых случаях могут применяться уничтожаемые гамма-конверторы вне защитного кожуха.

Для минимизации вредного влияния рассеянного излучения (см. раздел 3.1.2) применяется «коллимирование» полезного пучка рентгеновского излучения (см. схему рис. 3.8); в некоторых случаях применяются дополнительные коллиматоры между объектом и системой регистрации, в особых случаях для выявления структуры объекта — «антиколлиматоры».

В общем случае, не вдаваясь в подробности, фотографическое разрешение системы в такой постановке опытов зависит от:

- размера фокального пятна («фокуса») ИРУ — он задает геометрическое размытие (нерезкость) изображения;
- длительности импульса излучения — динамическое «смазывание» быстро перемещающегося объекта;
- длительности импульса регистрации в случае применения ЭОР, если таковая меньше длительности импульса излучения;
- фотографического разрешения собственно системы регистрации;
- контрастности объекта;
- рассеянного излучения и т. д.

В типичных рентгенографических взрывных экспериментах разрешение обычно составляет несколько линий стандартной миры на миллиметр изображения; в цифровых системах регистрации измеряется в количестве пикселей.

Важным этапом в методе импульсной рентгенографии является процесс обработки полученной в эксперименте информации. Визуальные методы дают ответ на вопрос о наличии или отсутствии того или иного эффекта, ожидаемого явления, т. е. дают качественные результаты. Количественные результаты получают методами цифровой обработки, суть которых заключается в фотометрировании и оцифровке полученных в эксперименте изображений. Таким образом, при оцифровке изображения создается матрица, например в единицах почернения пленки. Массив фотометрических данных вводится в ЭВМ и обрабатывается по специальным математическим программам.

Разработан большой комплекс математических программ, который позволяет по определенным признакам выделять на изображении характерные зоны, контуры объектов, фронты ударных и детонационных волн и многое другое с применением эквиденситных или градиентных методов. Разработаны программы коррекции изображений, восстановления внутренней структуры объекта и др.

Некоторые направления исследований быстротекущих процессов методом импульсной рентгенографии [1], [4]

Детонационные процессы. Одним из направлений рентгенографических исследований является детонация взрывчатых веществ, при этом исследуются процессы ударно-волнового инициирования ВВ, формирования детонационного режима и распространения детонационных волн.

Уже в конце 40-х годов оригинальный метод исследования продуктов взрыва (ПВ) был предложен и осуществлен в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Опыты про-

водились с зарядами, получившими название «зебровых», т. к. внутри ВВ располагались свинцовые фольги, которые на рентгено снимке регистрировались в виде полос. Параметры ПВ определялись по смещению фольг относительно фронта детонационной волны. Введение контрастирующих элементов (вообще говоря, вносящих возмущение) в исследуемую среду позволяет получать количественные характеристики изучаемых процессов, однако предпочтительнее все-таки непосредственное рентгенографирование объектов и процессов. В отсутствие элементов, внедренных в ВВ, полностью исключается возмущающее влияние на газодинамические потоки. Так исследовались процессы инициирования и развития детонации. Применение протяженных вдоль рентгеновского луча зарядов дало возможность регистрировать ударные и детонационные волны с высоким контрастом.

Известно, что предварительное нагружение ВВ слабой ударной волной снижает его ударно-волновую чувствительность к повторному нагружению, т. е. происходит его десенсибилизация. Приведем результаты опыта, иллюстрирующие десенсибилизацию пластифицированного ТАТБ при предварительном нагружении слабой ударной волной. Образец в виде четверти диска толщиной 40 мм в направлении просвечивания последовательно нагружался взрывами двух протяженных инициаторов размерами 15×40 мм из флегматизированного ТЭНа, создающих две ударные волны (УВ) с интервалом по времени, и инициатора из флегматизированного октогена, создающего ДВ. В самих инициаторах детонация возбуждалась с поверхности по линии вдоль оси. Моменты инициирования выбраны такими, чтобы зарегистрировать столкновения волн в образце. На предварительном рентгено снимке (рис. 3.9 а) показано состояние элементов сборки до подрыва, на рис. 3.9 б приведен взрывной рентгено снимок, иллюстрирующий состояние элементов сборки на момент рентгенографирования.

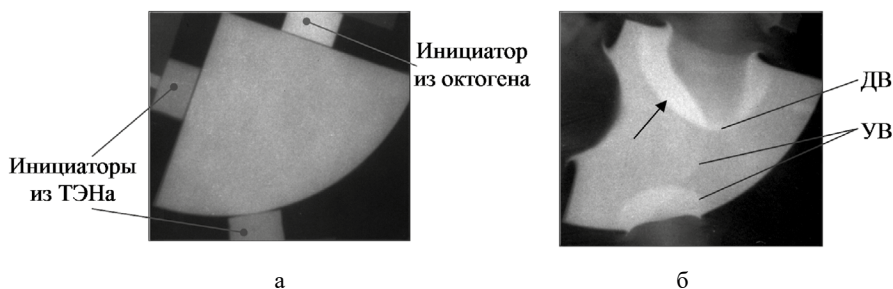


Рис. 3.9. Десенсибилизация пластифицированного ТАТБ в ударной волне: а — предварительный снимок; б — взрывной снимок

В зоне взаимодействия ударных волн (рис. 3.9 б) искажений фронтов не наблюдается. В зоне столкновения УВ и ДВ видно, что детонационная волна не распространяется в область сжатого и десенсибилизированного ударной волной ВВ. Фронт ДВ в зоне взаимодействия с УВ (на рис. 3.9 б показан стрелкой) сильно искажен. Таким образом, сжатый в зоне ударной волны пластифицированный ТАТБ десенсибилизирован, и распространение ДВ в эту зону прекращается. Результаты опытов показывают, что десенсиби-

лизация ВВ сохраняется лишь на время действия нагружающего импульса давления.

Разлет осколков. На рентгеноснимке (рис. 3.10) показано осколочное поле, зарегистрированное в одном из экспериментов по разлету осколков металлической оболочки в цилиндрическом заряде.

Ударно-волновое нагружение грунтов. Рентгенографическая методика использовалась при исследовании поведения грунта под воздействием взрыва заряда ВВ, расположенного на поверхности или внутри грунта. На рис. 3.11 приведен рентгеновский снимок взрыва заряда ВВ на поверхности грунта. Для регистрации смещения грунта в нем размещались медные проволочки (по углам квадратов) в направлении просвечивания, которые на рентгеновском снимке видны как светлые точки. На снимке отчетливо видны область ударно-сжатого грунта — более светлая зона; полость в грунте; положение медных проволочек как в невозмущенном грунте, так и в зоне ударно-сжатого грунта.

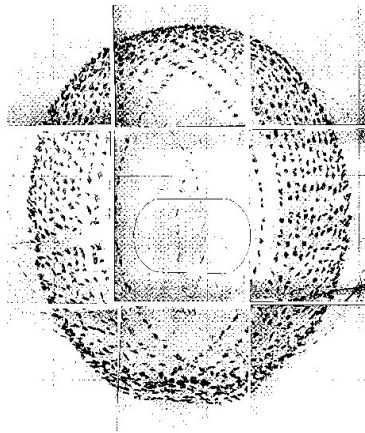


Рис. 3.10. Осколочное поле при разлете осколков металлической оболочки цилиндрического заряда

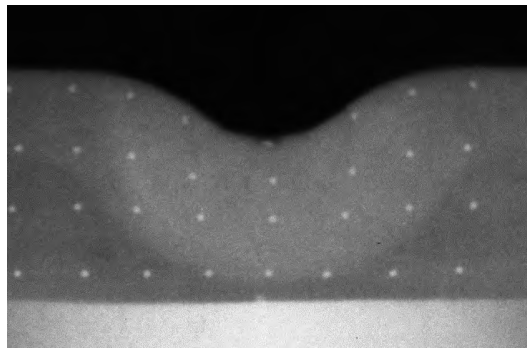


Рис. 3.11. Рентгенограмма взрыва заряда ВВ на поверхности грунта

Кумулятивные струи. Двухкадровая рентгеновская установка позволяет регистрировать две фазы быстропротекающего процесса. На рис. 3.12

приведены рентгеновские изображения двух фаз формирования струи кумулятивного заряда, полученные в одном эксперименте на этой установке. Регистрация обеих фаз развития кумулятивной струи производилась на 6 рентгенопленок, расположенных в ряд.

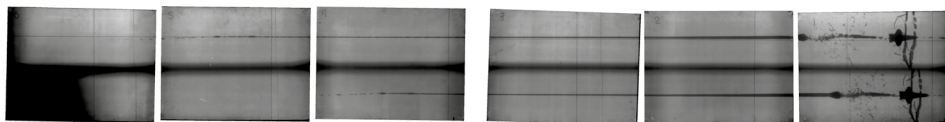


Рис. 3.12. Две фазы кумулятивной струи: длина струи во второй фазе (верхнее изображение) ~ 2,4 м; интервал времени между рентгеновскими снимками 34 мкс

Гидродинамическая неустойчивость. Одним из направлений применения импульсной рентгенографии является исследование гидродинамической неустойчивости, в том числе в твердых телах. На рисунке приведен эскиз экспериментальной сборки: пластина из АМгб имеет на поверхности ряд продольных (в направлении рентгенографирования) углублений различных размеров (начальные «детерминированные» возмущения).

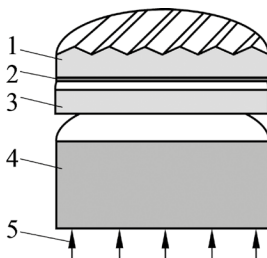


Рис. 3.13. Эскиз экспериментальной сборки: 1 — исследуемая пластина; 2 — демпфер; 3 — ударник; 4 — ВВ; 5 — плоская детонационная волна

В качестве примера регистрации процесса развития возмущений приведены рентгеноснимки, полученные в двух опытах в различных условиях нагружения (рис. 3.14).

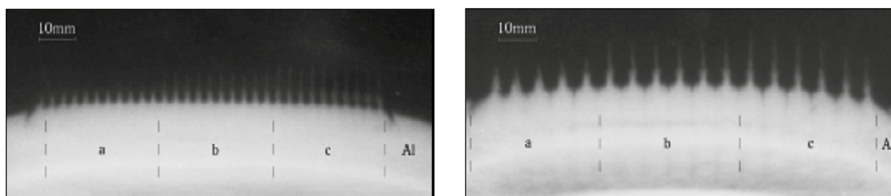


Рис. 3.14. Развитие возмущений в пластине с заданным профилем углублений

Перечень примеров применения импульсной рентгенографии можно продолжать — он практически не поддается исчислению. Это один из наиболее информативных методов в технике и технологии взрывных экспериментов.

3.2. ИМПУЛЬСНЫЙ РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ

Импульсный рентгеноструктурный анализ формально не относится к методам радиографии, но мы сочли необходимым поместить его описание здесь ввиду использования принципиально схожей техники генерации проникающих излучений.

Рентгеноструктурный анализ — один из наиболее широко распространенных методов исследования структуры твердых тел. В основе метода лежит близость длин волн рентгеновского излучения межатомным расстояниям в конденсированном состоянии. Таким образом, рентгеновские лучи могут проходить через тела, непрозрачные для света, и рассеиваться ими, т. е. кристалл является для рентгеновских лучей трехмерной дифракционной решеткой. Изменение структуры кристалла (расстояние между атомными плоскостями d) определяется по угловому положению дифракционной линии. Методика получила название ИРА — импульсный рентгеноструктурный анализ, и здесь уже используется монохроматическое характеристическое излучение атомов материала анода рентгеновской трубки, в отличие от сплошного спектра тормозного излучения, используемого в радиографии.

Рентгеносъемка кристаллов в обычных условиях проводится в течение минут и часов. Структура кристаллических веществ, подвергнутых динамическому (ударно-волновому) воздействию, требует провести рентгеносъемку за микросекундные и субмикросекундные времена, в момент воздействия на кристалл ударной волны. Современная рентгеновская техника и средства регистрации излучений позволяют реализовать такую рентгеносъемку. Так, времена экспозиции рентгеновской съемки в ИРА составляют от 0,1–1 нс (при возбуждении рентгеновского импульса лазерным пучком) до 100–200 нс при использовании импульсных рентгеновских трубок.

Первые работы по ИРА были опубликованы в начале 1970-х годов советскими (ВНИИЭФ) [23] и американскими [24] исследователями. В скором времени аналогичные работы были проведены также во Франции, Японии и Германии.

На рис. 3.15 приведена схема постановки экспериментов, проводимых в работах ВНИИЭФ по методике ИРА.

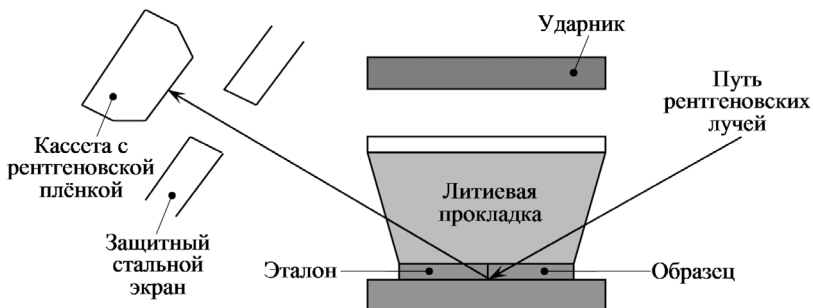


Рис. 3.15. Схема постановки опытов ИРА

Исследуемый образец нагружается плоской УВ, создаваемой ударником, который разгоняется при помощи взрыва химического ВВ. УВ также может создаваться при помощи электровзрыва, пороховой или газовой пушки, лазерным импульсом. Различия в способе формирования нагружающей образцы УВ определяют и диапазон реализуемых в экспериментах давлений. Взаимное геометрическое расположение источника рентгеновского импульса, исследуемого образца и детектора излучения определяется из условия фокусировки отраженных рентгеновских лучей. Общее условие фокусировки при съемке от плоского образца выражается формулой Курдюмова:

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta + L/l},$$

где ψ — угол между падающим пучком и образцом; θ — угол дифракции; L и l — расстояния от образца до источника излучения и до детектора, соответственно. Расстояния L и l выбираются из условия сохранности детектора и источника при взрывном нагружении, а также нужной интенсивности рентгенограммы.

Рентгеновская съемка обычно производится через слой легкого инертного вещества, который препятствует разгрузке образца во время съемки и является относительно прозрачным для рентгеновских лучей. В качестве такого слоя используют литий, углерод, бериллий или оргстекло.

Источник излучения в экспериментах — импульсные рентгеновские трубки различной конструкции с медным или молибденовым анодом. От материала анода зависит длина волны характеристического (монохроматического) рентгеновского излучения. Дифрагированное излучение регистрируется либо на рентгенопленку, либо с помощью другой фоточувствительной техники.

На рис. 3.16 (1) приведены результаты одного из экспериментов: рентгенограммы поликристалла алюминия до и во время нагружения с дифракционными линиями, соответствующими плоскостям (111) и (200) в кристаллической ячейке.

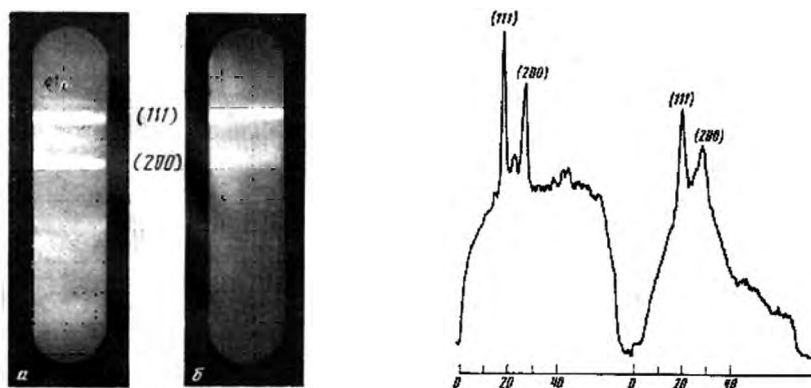


Рис. 3.16 (1). Эксперимент с поликристаллом алюминия: а — предварительный снимок при $P = 0$; б — во время нагружения $P = 23$ ГПа; справа — профили рентгенограмм [25]

Времена экспозиции в ударно-волновых экспериментах очень малы, поскольку ударно-нагруженное состояние в образцах сохраняется лишь в течение долей микросекунды. Наилучшая регистрация достигается в экспериментах с монокристаллами различных веществ. Это связано с тем, что по сравнению с поликристаллическими веществами монокристаллы, находясь в правильном отражающем положении, дают значительно более интенсивные рефлексы на рентгенограммах (монокристалл весь отражает в одном направлении, в то время как в поликристалле в формировании отражения участвует только часть зерен с определенной ориентировкой). Однако преимуществом рентгеноъемки поликристаллов является возможность получения на одной рентгенограмме сразу нескольких отражений. Иногда оказывается возможным получение достаточно интенсивной рентгенограммы при применении поликристаллов с ярко выраженной текстурой.

Съемка образца в одной и той же геометрии до и во время ударно-волнового воздействия позволяет привязать угловое положение линий на взрывной рентгенограмме к их положению на предварительном снимке, т. е. определить сдвиг дифракционных линий при нагружении. В другой постановке рентгенографируют одновременно часть образца в несжатом состоянии до прихода УВ и сжатой ударной волной структуры на одной пленке. Аналогичный эффект может быть достигнут и при съемке тонкого сжатого слоя, когда одновременно «виден» и лежащий под ним слой еще не сжатого кристалла. Применяется съемка исследуемых образцов одновременно с образцами-эталоном на одну рентгенопленку. В качестве эталонного может использоваться вещество, характер сжатия которого в УВ уже известен.

В качестве примера информативного применения метода ИРА на рис. 3.16 (2) приведены результаты исследования ударной сжимаемости графита и фазового превращения графит — алмаз.

Графит имеет гексагональную кристаллическую решетку, характеризующуюся двумя параметрами — a и c . Сжимаемость вдоль большой оси (c) была определена по угловому сдвигу линии (002), а вдоль оси a — по сдвигу линии (100). Рентгенограммы с разными линиями были получены в разных экспериментах. Опыты были проведены при давлениях от 11 до 35,5 ГПа. Из их анализа были сделаны следующие выводы [26]:

1. Ударная сжимаемость графита вдоль оси c $\langle 001 \rangle$ больше, чем вдоль оси a $\langle 100 \rangle$.

2. Значения объемного сжатия, вычисленные по рентгеноструктурным данным до 22 ГПа, находятся в хорошем согласии со значениями, полученными из ударной адиабаты в гидродинамическом приближении.

3. Излом на графике c/c_0 при $P \sim 22$ ГПа свидетельствует о фазовом превращении в более плотную фазу (алмаз).

Фаза высокого давления была обнаружена в экспериментах с графитом при $P = 35,5$ ГПа, когда при съемке линии (002) была зафиксирована линия с $d = 0,218$ нм, которая интерпретирована как линия (100) гексагонального алмаза — лонсдейлита. Этот результат оказался принципиально новым, он не был получен в экспериментах с использованием других методов, но теоретически был обоснован моделью кристаллографической перестройки графита в гексагональный алмаз [27].

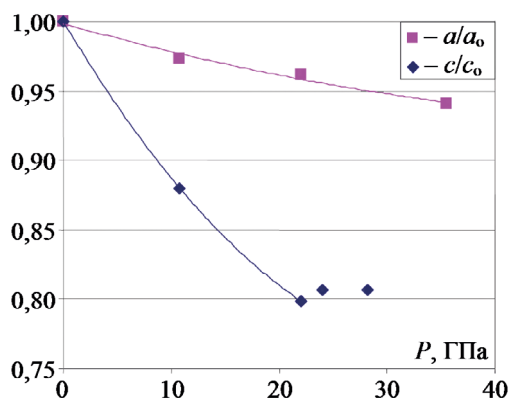


Рис. 3.16 (2). Относительное изменение параметров решетки графита от давления (ГПа) в УВ

На приведенном примере видно, что применение ИРА может быть очень информативным и полезным для понимания процессов, происходящих при ударно-волновом воздействии на вещество.

3.3. ПРОТОНОГРАФИЯ

При взаимодействии протонного излучения с веществом просвечиваемого объекта происходит ослабление его интенсивности в зависимости от характеристик объекта. Таким образом, распределение интенсивности протонного излучения, прошедшего через объект, подобно рентгеновскому излучению, создает его теневое изображение, которое фиксируется средствами регистрации. В результате его считывания и оцифровки по определенным алгоритмам получают числовой массив, соответствующий теневому изображению, при обработке которого определяют количественные характеристики объекта и его внутренней структуры.

В силу разной физики взаимодействия с веществом протонного и рентгеновского излучений на обеих стадиях (просвечивания и регистрации) протонная радиография имеет ряд специфических особенностей и достоинств по сравнению с рентгенографией [1], [31].

3.3.1. Протонография и рентгенография

Рентгенография в течение многих лет была одним из наиболее широко используемых невозмущающих методов исследования быстропротекающих процессов. Достоинства рентгенографии: простота метода, относительная дешевизна рентгеновских установок (рентгеновская трубка, импульсный бетатрон) и накопленный опыт рентгенографирования быстропротекающих процессов.

Факторы, ограничивающие возможности рентгенографии:

– сложности регистрации быстропротекающих процессов в объектах большой оптической толщины из высокоплотных материалов. Необходимо увеличивать дозу генерируемого излучения, при этом ухудшается качество

рентгеновских снимков, возрастает уровень рассеянного излучения, уменьшающего контрастность получаемого изображения, что на современном уровне развития импульсной рентгенографии делает практически невозможной диагностику структуры объектов с массовой толщиной $> 300 \text{ г/см}^2$. С увеличением оптической толщины и атомного номера, Z , вещества исследуемых объектов возникает проблема обеспечения достаточного динамического диапазона регистрирующей системы, так как при рентгенографировании объектов с большим перепадом оптической толщины жесткие γ -кванты практически не «видят» веществ с малым Z ;

- относительно малый (узкий) динамический диапазон рентгеноструктурного метода регистрации, вытекающий из экспоненциальной зависимости степени поглощения рентгеновского излучения с веществом, с другой стороны, приводит к тому, что система, «видящая» структуру оптически прозрачных по ρl частей объекта, не просвечивает его более плотных частей; это приводит к тому, что исследователь, имеющий дело с объектами разной оптической толщины, вынужден иметь в своем арсенале набор рентгенографических установок разной интенсивности и спектрального состава излучения;

- наличие мишени (анода) рентгеновских установок: под действием сильнооточных пучков электронов происходит ее разрушение. Кроме того, наращивание мощности рентгенографических установок приводит к увеличению размера фокусного пятна источника, что также сопровождается ростом размытости изображения;

- сравнительно большая длительность импульса излучения, что также приводит к размытию границ регистрируемого в динамике изображения. Реально достигнутая к настоящему времени длительность импульса мощных рентгеновских установок на базе ускорителей электронов ($\sim 100 \text{ нс}$) недостаточно мала.

Протонография по сравнению с рентгенографией имеет определенные преимущества. Большинство факторов, ограничивающих область применения рентгеновского излучения, практически отсутствует в протонной радиографии. Высокоэнергичные протоны ГэВ-го диапазона обладают огромной проникающей способностью. При оптической толщине порядка 300 г/см^2 доля протонов, проходящих сквозь объект, составляет 2×10^{-1} против 10^{-6} для гамма-квантов: для формирования радиографического протонного изображения необходимо в миллионы раз меньше протонов, чем гамма-квантов, а их регистрация существенно эффективнее. Динамический диапазон регистрирующей системы для протонов существенно выше, чем в рентгенографии. Протоны, в отличие от γ -квантов, являются заряженными частицами, что позволяет управлять потоками излучения для получения многокадровой и многолучевой съемки на базе единственного ускорителя.

По-видимому, наиболее существенным недостатком радиографии с помощью пучков протонов является «привязка» исследований к мощным стационарным устройствам — синхрофазотронам. Из сравнения массы протона и массы электрона, $m_p \cong 1836m_e$, следует, что габариты ускорителей протонов должны быть на несколько порядков больше габаритов ускорителей электронов, что подтверждается размерами ускорительных колец протонного

ускорителя ИФВЭ (Институт физики высоких энергий) на 70 ГэВ — 300 м и бетатрона ВНИИЭФ на ~ 100 МэВ — 234 мм. Во многих случаях работы на синхрофазотронах недоступны для широкого круга исследователей.

3.3.2. Взаимодействие протонов высокой энергии с веществом [28–32]

Характерные типы взаимодействия протонов высокой энергии с веществом:

- ионизация атомов вещества в объекте;
- многократное кулоновское рассеяние (МКР);
- ядерное взаимодействие.

Первые два типа относятся к электромагнитному взаимодействию. Потери на излучение протонов, «радиационные потери» не учитываются, т. к. для тяжелых заряженных частиц радиационные потери малы. Для протона они в соответствии с соотношением масс в $(m_e/M)^2 = 3,4 \times 10^6$ раз меньше, чем для электрона.

Ионизационные потери. Ускоренный протон, пролетая мимо атома на расстоянии $r \geq 10^{-8}$ см, будет ионизировать атом (неупругое электромагнитное взаимодействие протона с электронами атома). Сам протон при этом потеряет очень небольшую часть своей первоначальной энергии. Пролетая мимо атомного ядра на расстоянии $r \geq 10^{-12}$ см, протон будет испытывать упругое кулоновское (электромагнитное) рассеяние на электрическом заряде ядра. Потеря энергии у протона в этом случае будет значительно больше. Если же протон будет пролетать от ядра или нуклона на расстоянии $r \approx 10^{-13}$ см, то он будет преимущественно взаимодействовать с ним ядерным (сильным) образом (упругое или неупругое рассеяние протона ядром или нуклоном). В процессе взаимодействия протон будет терять еще больше энергии.

При неупругом рассеянии часть энергии протона идет на возбуждение ядра. В частном случае неупругого взаимодействия протон может поглотиться ядром, а вместо него из ядра вылетит другая частица: в таких случаях говорят о ядерной реакции.

Потери на ионизацию при прохождении релятивистского протона ($E_p \geq 1$ ГэВ) через объект, конвертор или другое вещество при грубой оценке составляют $\sim 1,6\text{--}2$ МэВ/г \times см² практически вне зависимости от заряда и атомного номера вещества. Важным свойством ионизационных потерь является слабая зависимость величины ионизационных потерь от энергии налетающего протона выше 500 МэВ. Зависимость ионизационных потерь от энергии протона для урана приведена на рис. 3.17.

На рис. 3.18 приведен спектр энергии, теряемой протонами с начальной энергией 10 ГэВ при прохождении 5 см урана. Видно, что потери энергии невелики, составляют около 1,2% начальной энергии (в среднем $\frac{118,8 \text{ МэВ}}{94,75 \text{ г/см}^2} = 1,25 \frac{\text{МэВ} \times \text{см}^2}{\text{г}}$), при этом монохромность начального пучка не сохраняется. Это в любом случае является нежелательным процессом, однако он не вызывает выбывание протона из квазипараллельного пучка.

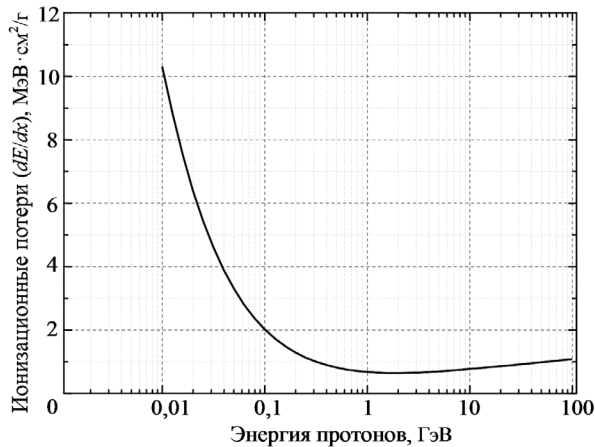


Рис. 3.17. Зависимость ионизационных потерь от энергии протона для урана

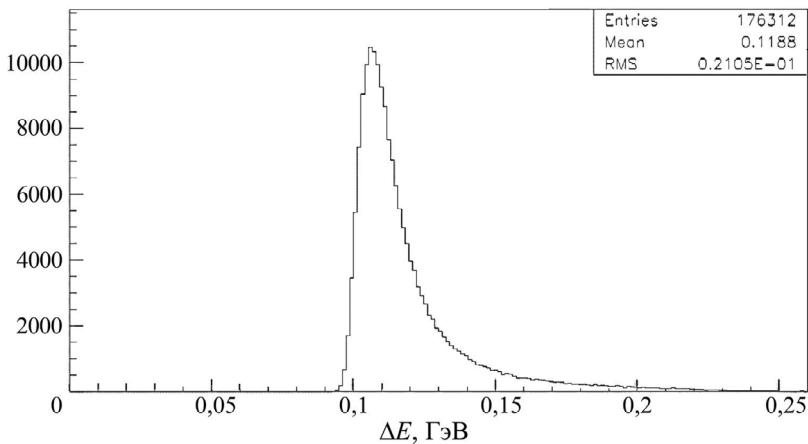


Рис. 3.18. Распределение протонов по энергиям

Многократное кулоновское рассеяние. Упругим рассеянием называется такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия частиц сохраняется и только перераспределяется между частицами, а сами частицы изменяют направление своего движения.

Характер рассеяния на кулоновских силах определяется параметром удара: при малом параметре удара частица рассеется на больший угол, чем частица, пролетающая на большом расстоянии (большой параметр удара ρ).

Основным результатом упругого рассеяния является отклонение частицы от первоначального направления.

Если заряженная частица движется в плотной (конденсированной) среде, то, проходя мимо различных ядер этой среды в пределах $\rho < \rho_{max}$, она будет рассеиваться каждым из них на некоторый угол θ , среднее значение его тем больше, чем меньше масса движущейся частицы (при данных Z и v частиц). Этот процесс последовательных рассеяний частицы ядрами, мимо которых

она движется, называется процессом многократного кулоновского рассеяния (МКР). Проследить за всеми деталями этого процесса экспериментально невозможно, но можно измерить некоторое результирующее отклонение от первоначального направления частицы (угол многократного рассеяния), которое она приобретает, пройдя в среде заданный путь x , т. е. испытав некоторое определенное количество n актов рассеяния.

Таким образом, вклад многократного кулоновского рассеяния (МКР) сводится к смещению точки вылета протона относительно прямой — продолжения его траектории до объекта, а также к изменению направления его движения α_i .

На рис. 3.19 представлена зависимость угла θ_0 от величины x/X_0 (x — толщина образца, X_0 — радиационная длина — расстояние, на котором интенсивность протонов уменьшается в e раз) для протонов с энергией 70 ГэВ.

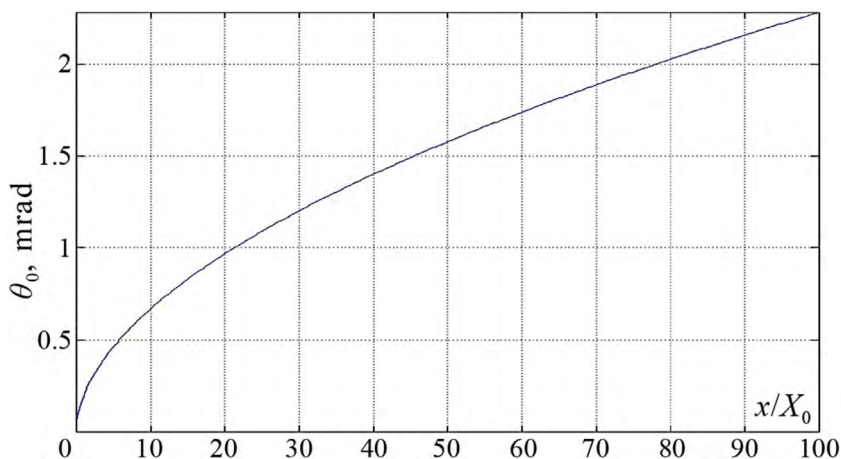


Рис. 3.19. Зависимость угла θ_0 от x/X_0

В таблице 3.1 приведены радиационные длины некоторых веществ.

Таблица 3.1. Радиационные длины для некоторых веществ

Вещество	Радиационная длина X_0	
	см	г/см ²
Углерод	18,8	42,70
Медь	1,43	12,86
Вольфрам	0,35	6,76
Уран	0,32	6,00
Полиэтилен	47,9	44,64

МКР применительно к протонографии имеет как положительные, так и отрицательные следствия. С одной стороны, есть возможность реализовать уникальные возможности по идентификации вещества исследуемого объекта, а с другой — МКР ухудшает разрешение в изображении на выхо-

де. Детекторы протонов должны не только регистрировать картину интенсивности прошедшего протонного пучка, но и дифференцировать протоны, пролетевшие объект, по углам отклонения.

Ослабление потока протонов из-за ядерного взаимодействия. Протоны и нейтроны (нуклоны) удерживаются внутри ядра силами, называемыми ядерными. Ядерные силы относятся к короткодействующим, с радиусом действия около 10^{-13} см. Энергия связи нуклона в ядре намного превышает энергию связи электрона в атоме. Наибольшая энергия связи электрона в K -оболочке тяжелых изотопов ($A > 200$) составляет около 0,1 МэВ, в то время как энергия связи в ядре тех же изотопов — больше 7 МэВ. Следовательно, энергия связи нуклона в ядре более чем в 70 раз превосходит энергию связи электрона в атоме.

Все ядерные реакции подразделяются на три типа: упругое рассеяние, неупругое рассеяние и поглощение частицы. В упругом рассеянии состав и энергетическое состояние ядра-мишени не изменяются. При столкновении частицы с ядром происходит только перераспределение кинетической энергии.

Если во время рассеяния частицы ядро-мишень не изменяет своего состава, но переходит на один из своих возбужденных уровней, то протекает реакция неупругого рассеяния. Часть кинетической энергии частицы при этом расходуется на перевод ядра-мишени из основного состояния в возбужденное. Неупругое рассеяние возможно только при энергии частицы, превышающей энергию первого возбужденного энергетического уровня ядра-мишени.

В реакции поглощения бомбардирующая частица a поглощается, а вместо нее возникает частица b .

Для количественных расчетов выхода продуктов реакции используют эффективное поперечное сечение реакции σ (кратко — сечение реакции). Оно равно эффективному сечению ядра, при попадании в которое бомбардирующая частица вступает в ядерную реакцию. Сечение реакции для каждого ядра зависит от энергии и типа частицы. За единицу ядерных сечений принята площадь 10^{-24} см², которая названа *барном*.

Сечения реакции подразделяют на полное и парциальные. Полное сечение реакции σ_t характеризует образование составного ядра, а парциальные — вероятность распада составного ядра различными способами. К парциальным сечениям относятся сечение упругого рассеяния σ_s , сечение неупругого рассеяния σ_{in} и сечение поглощения σ_a . Полное сечение равно сумме парциальных:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_{in} + \sigma_a.$$

Ядерное взаимодействие заключается в выбывании протонов из пучка после прохождения просвечиваемого объекта с образованием целого ряда элементарных частиц (протонов, нейтронов, γ -квантов, μ -, π -мезонов и т. д.).

Для примера приведем зависимость сечения ядерного взаимодействия протона на ^{208}Pb от энергии (рис. 3.20).

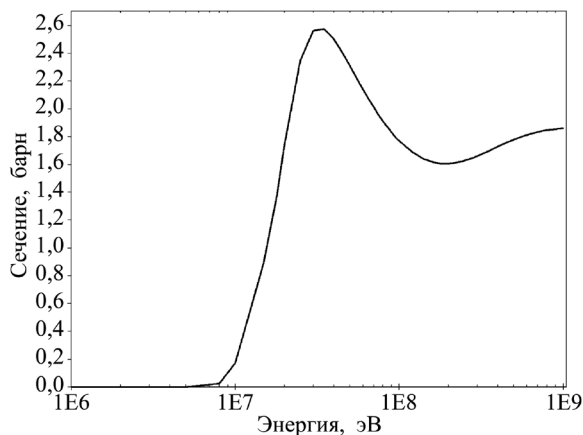


Рис. 3.20. Сечение неупругого рассеяния протона на ядрах ^{208}Pb

При энергии выше 100 МэВ сечение изменяется слабо, и можно принять его равным 1,85 барна, что приблизительно соответствует длине ядерного взаимодействия в свинце $\lambda \approx 180$ г/см² или массовому коэффициенту ослабления $\mu \approx 0,005$ см²/г для энергии протона 70 ГэВ (для γ -квантов в минимуме сечения при энергии 2,5–4 МэВ $\bar{\mu} \approx 0,045$ см²/г). Это примерно соответствует длине половинного ослабления протонов с энергией выше 10 ГэВ в 5 см свинца.

Итак, высокоэнергетичные (ГэВ) протоны обладают высокой проникающей способностью, имеют большой динамический диапазон, поэтому протонография дает возможность получения изображений оптически толстых объектов, включая их границы, с хорошим качеством. Малые радиационные потери протонов, т. е. низкий фон электромагнитных излучений, обеспечивают высокое отношение сигнал — шум. Отсутствие мишени в ускорителе протонов снимает связанные с ней проблемы, а наличие электрического заряда позволяет управлять потоками протонов для получения многокадровой и многолучевой съемки на базе единственного ускорителя.

Многолучевая съемка дает возможность использовать методы реконструктивной томографии, что позволяет восстанавливать 3D-структуру просвечиваемого объекта. Использование двух наборов детекторов дает уникальную возможность определять Z или A вещества в каждой точке исследуемого объекта. При этом в определенных условиях можно вычислить даже массовые концентрации веществ.

Главным требованием для осуществления протонной радиографии является наличие высокоэнергетичных протонов с энергией 50–70 ГэВ. Такие высокие энергии требуются не столько для обеспечения глубины просвечивания оптически толстого объекта, сколько для получения высокой четкости изображения, так как с увеличением энергии протонов уменьшается размытие изображения за счет хроматических aberrаций и многократного кулоновского рассеяния. Использование специальной магнитной оптики позволяет существенно уменьшить влияние кулоновского рассеяния и получить оптическое разрешение лучше 1 мм для объектов с оптической толщиной > 300 г/см².

Таким образом, принципиальные преимущества протонографии перед рентгенографией — многокадровость, на порядки бóльшая широта динамического диапазона регистрации изображения объектов разных оптических толщин ρl (или одного объекта с большим динамическим диапазоном ρl), более высокие (в ~ 5 раз) пространственное и временное разрешения — делают ее неоценимым инструментом исследований взрывных явлений.

3.3.3. Протонографическая регистрация быстропротекающих процессов

При протонографической регистрации по степени ослабления интенсивности протонного излучения, падающего на объект, также получают изображение объекта и протекающего в нем процесса, как и в рентгенографии. Оценки возможностей протонографии и результаты проведенных экспериментов по диагностике быстропротекающих процессов подтвердили ряд отмеченных выше преимуществ протонографии по сравнению с традиционной рентгенографией. Несомненно, что кроме более высоких параметров по просвечиваемости, разрешению и др. одним из основных преимуществ протонографии является возможность многокадровой регистрации быстропротекающих процессов за счет просвечивания исследуемого объекта последовательностью банчей (сгустков) протонов.

Ускоритель протонов У-70. Практическое применение протонографии с высокоэнергетичными пучками протонов невозможно без сложной и стационарной физической установки — ускорителя протонов. Такой ускоритель существует в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ) ГНЦ «Курчатовский институт» — ускоритель протонов У-70, на базе которого в сотрудничестве с ВНИИЭФ создан многокадровый протонографический комплекс (ПРГК) для исследований быстропротекающих процессов. Наиболее дорогая и технически сложная часть комплекса протонной радиографии — сам ускоритель протонов, источник высокоэнергетичных протонов с энергией порядка 70 ГэВ. Общий вид ускорительного комплекса ИФВЭ приведен на рис. 3.21, а его схема на рис. 3.22 [33–35].



Рис. 3.21. Ускорительный комплекс ИФВЭ (г. Протвино)

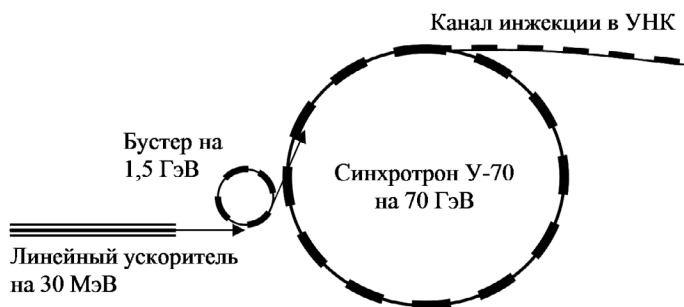


Рис. 3.22. Схема ускорительного комплекса У-70

Ускорительный комплекс ИФВЭ на энергию 70 ГэВ включает в себя линейный ускоритель протонов УРАЛ-30 на энергию 30 МэВ, быстроциклирующий бустер на энергию 1,5 ГэВ и протонный синхротрон У-70 на энергию 70 ГэВ. Полная длительность цикла ускорения около 9 с. Ускоритель оборудован быстрым и медленным выводами пучка, системами быстрого вывода требуемого числа сгустков (банчей) протонов в исследовательские каналы, в том числе и в канал инжекции (КИ) в ускорительно-накопительном комплексе. На сегодняшний день канал инжекции используется для проведения протонографических экспериментов.

Протонографический комплекс — ПРГК [1]. ПРГК создан силами сотрудников ГНЦ Института физики высоких энергий (ИФВЭ) и РФЯЦ-ВНИИЭФ. Сейчас в варианте протонографического комплекса с полем изображения диаметром до 220 мм и возможностью 29-кадровой регистрации с экспозицией каждого кадра до 10 нс и скважностью 167 нс, просвечивающей способностью до 450–500 г/см² и «фотографической» разрешающей способностью до 150 мкм (фактически на уровне 0,4–0,5 мм при просвечивании оптически толстых (~ 200 г/см²) объектов с учетом рассеяния протонов на взрывозащитных сооружениях).

Протонографические эксперименты проводятся по схеме «источник протонов — объект — детектор», аналогичной схеме рентгенографирования. Высокая четкость изображения обеспечивается большой энергией протонов, поскольку с увеличением энергии уменьшается размытие изображения за счет хроматических aberrаций и многократного кулоновского рассеяния. Однако многократное рассеяние протонов в объекте ограничивает возможности экспериментов (рис. 3.23).

В США исследования быстропротекающих процессов с применением многокадровой протонной радиографии активно ведутся с середины 90-х годов XX века на линейном ускорителе протонов в Лос-Аламосе (800 МэВ), существенно уступающем по своим техническим характеристикам ускорителю У-70.

Первые работы по применению протонного пучка для радиографии были начаты в США около 40 лет назад. В середине 1990-х гг. там было продемонстрировано, что отрицательные эффекты, связанные с многократным рассеянием, можно подавить, если между объектом и детектором расположить систему магнитных линз (рис. 3.24).

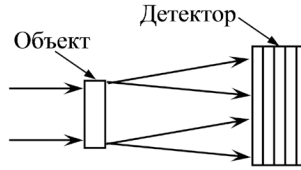


Рис. 3.23. Отрицательное влияние МКР на качество теневого протонографических изображений

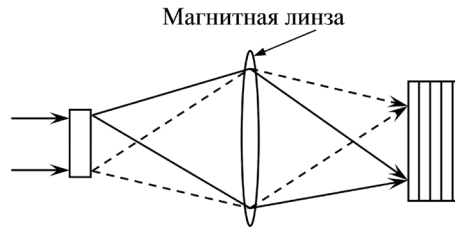


Рис. 3.24. Подавление влияния МКР с помощью магнитно-линзовой системы

Компенсирующая магнитооптическая система состоит из квартета квадрупольных линз. В центральной точке квартета, в так называемой Фурье-плоскости, происходит пространственное перераспределение частиц по углам отклонения, обусловленным многократным кулоновским рассеянием. Это позволяет разместить в Фурье-плоскости обычный коллиматор или антиколлиматор и управлять контрастностью получаемого изображения, а также разделять на нем элементы с разными значениями ρl (рис. 3.25).

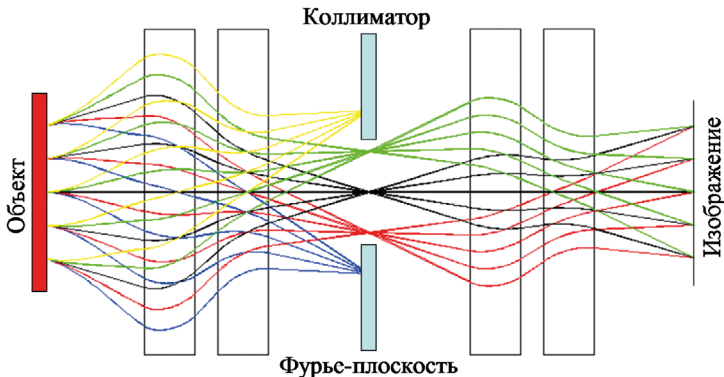


Рис. 3.25. Перераспределение рассеянных частиц по углам в магнитно-линзовом квартете

Система регистрации протонографических изображений. В экспериментах в составе многокадровой системы регистрации протонографических изображений используются двух- и четырехкадровые электронно-оптические (ЭО) камеры. Изображение с выходного экрана ЭО-затвора считывается с помощью ПЗС-матриц.

Функциональная блок-схема двухкадрового канала регистрации протонографических изображений представлена на рис. 3.26.

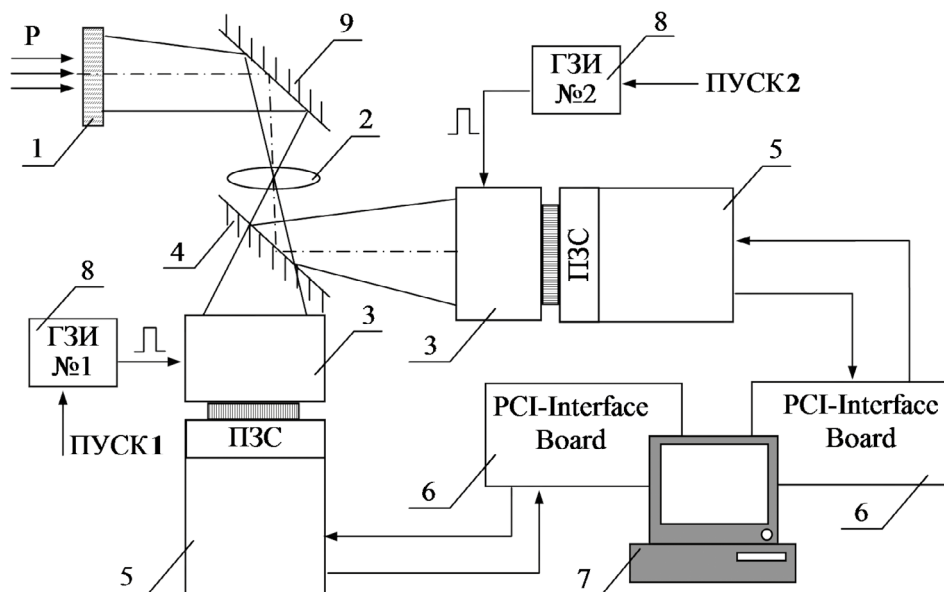


Рис. 3.26. Функциональная блок-схема построения канала регистрации двух кадров изображения: 1 — сцинтиллятор; 2 — объектив; 3 — электронно-оптический затвор; 4 — полупрозрачное зеркало; 5 — ПЗС-камера; 6 — контроллер; 7 — персональный компьютер; 8 — генератор затворных импульсов; 9 — поворотное зеркало

Отличительной особенностью схемы построения канала регистрации является использование тонкопленочного полупрозрачного зеркала, позволяющего получить два независимых кадра, регистрируемых двумя импульсными цифровыми ПЗС-камерами с волоконно-оптическим входом. Перенос изображения с выходного экрана ЭО-затвора на ПЗС-матрицу осуществляется методом оптического контакта, обеспечивающим высокий коэффициент светосбора. В качестве ЭО-затворов используются бипланарные ЭОП с волоконно-оптической планшайбой на выходе, управление которыми осуществляется от генераторов затворных импульсов.

Регистраторы протонографических изображений, аппаратура управления и синхронизации многокадровой системы регистрации смонтированы в отдельный комплекс, расположенный непосредственно у канала инъекции.

Защитные устройства. Проведение взрывных радиографических опытов в канале инъекции ускорителя У-70 сопровождается наличием ряда факторов, которые могут представлять опасность для работающего персонала и используемого оборудования: ударной волны, газообразных продуктов взрыва, высокоскоростных осколков. Фактором, вызванным прохождением по каналу инъекции протонного пучка с энергией в десятки ГэВ, является наведенная радиационная активность.

Безопасность при проведении опытов обеспечивается за счет применения технических средств, средств контроля и организационными мероприятиями.

Взрывозащитные камеры обеспечивают полную локализацию внутри своего объема продуктов взрыва исследуемого макета (сборки), содержащего заряды ВВ, и защиту помещений и оборудования (ионопровод, линзы, кабельные линии, трубопроводы и др.) канала инъекции протонного ускорителя. В камерах имеются два диаметральных радиографических окна для ввода и вывода пучка протонов через стенки камеры, не снижающих несущей способности (взрывостойкости) камер.

Участок подземного штока канала инъекции ускорителя У-70, где проводятся опыты, заглублен относительно поверхности земли на ~ 20 м, что является дополнительным барьером защиты. Персонал во время опыта находится на безопасном расстоянии в помещении командного пункта на поверхности земли.

3.3.4. Эксперименты на протонном радиографическом комплексе (ПРГК)

В настоящем разделе описаны некоторые газодинамические эксперименты, иллюстрирующие возможности протонографии [1], [35–39].

РФЯЦ-ВНИИЭФ проводит в экспериментальном канале ПРГК на базе ускорителя У-70 ИФВЭ динамические эксперименты по исследованию:

- процессов возбуждения и распространения детонации в конденсированных ВВ;
- распространения ударных волн в конструкционных материалах;
- гидродинамических неустойчивостей в металлах;
- динамического деформирования и разрушения оболочек и пластин;
- откольных разрушений;
- формирования кумулятивных струй и их взаимодействия с преградами;
- других прикладных задач физики взрыва.

Исследования процесса обжатия металлических шаров сходящимися сферическими ударными волнами. Информацию о пластических и прочностных свойствах металлов при воздействии на них интенсивных импульсных нагрузок и происходящих в них при этом необратимых структурных изменениях получают, в частности, в исследованиях по обжатию шаров сходящимися сферическими УВ. С помощью многокадровой импульсной протонографии впервые получены экспериментальные данные по динамике фокусировки УВ в центре шара и по развитию внутренней полости в нем при отражении УВ из фокуса.

Сходящиеся сферические УВ в шаре создаются с помощью синхронного подрыва размещенного на его поверхности слоя ВВ. При отражении УВ от центра по веществу распространяется расходящаяся сферическая УВ, за фронтом которой движение направлено от центра, что создает условия для формирования полости в центре шара с сохранением его целостности.

На рис. 3.27 приведена фотография разрезанного после опыта шара с полостью, а на рис. 3.28 — протонограммы шара в различные моменты времени после нагружения.



Рис. 3.27. Разрезанный после опыта шар

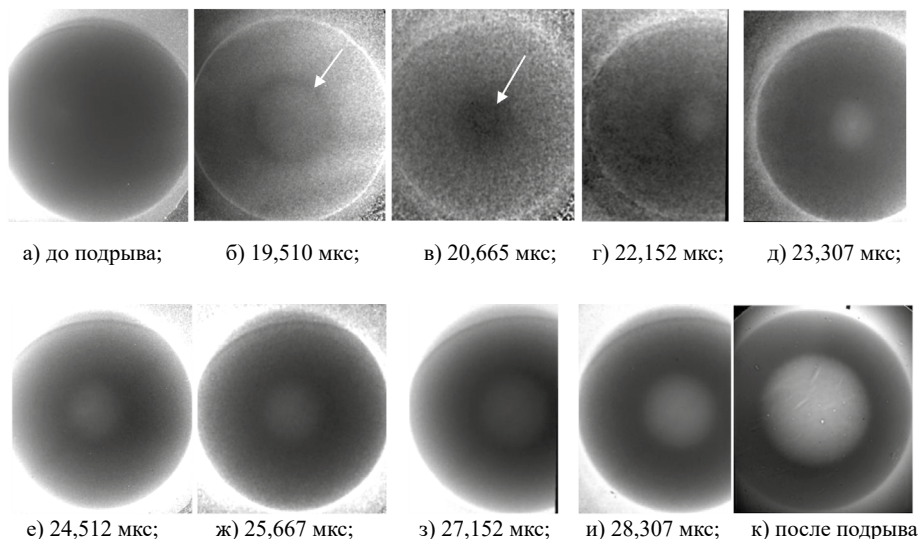


Рис. 3.28. Протонограммы развития полости в медном шаре: а — предварительный снимок (до подрыва); б–и — снимки в различные моменты времени после нагружения; к — протонографический снимок шара, сохранившегося после подрыва и впоследствии разрезанного

На рис. 3.28 б стрелкой показана сходящаяся УВ, фронт которой находится на расстоянии $R_{УВ} \approx 9,8$ мм от центра шара. На рис. 3.28 в стрелкой показана расходящаяся УВ; темная область — сжатое за фронтом УВ вещество; полость на снимке не просматривается. На рис. 3.28 г–и зарегистрированы различные фазы развития полости (более светлая область на снимках).

На рис. 3.29 приведены результаты обработки протонографических экспериментов и один из вариантов расчетной зависимости, полученной с привлечением широкодиапазонного уравнения состояния, учитывающего различные фазовые состояния меди и дислокационную модель прочности в твердом состоянии.

Исследования механизма формирования кумулятивной струи и динамики ее взаимодействия с преградами. В протонографических опытах регистрировались процессы формирования кумулятивной струи и ее взаимодействия с различными преградами. Использовалась медная коническая облицовка кумулятивного заряда диаметром 40 мм.

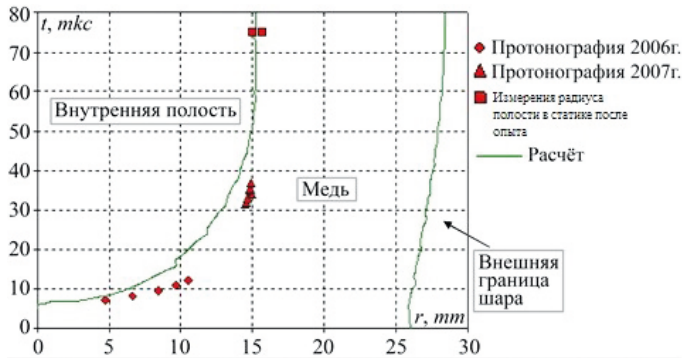


Рис. 3.29. R - t -диаграмма процесса образования полости внутри медного шара

На рис. 3.30, 3.31, 3.32 приведены кадры протонной радиографии процессов формирования медной кумулятивной струи и ее взаимодействия с различными преградами:

- стальной пластиной толщиной 4 мм, по нормали к ее поверхности;
- плоским макетом «динамической защиты». Макет состоит из двух тонких (по 0,5 мм) стальных пластин и слоя пластического ВВ (1,5 мм) между ними.

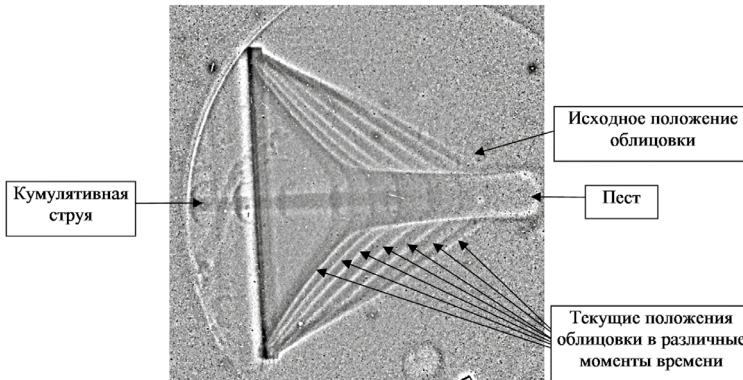


Рис. 3.30. Формирование кумулятивной струи (снимок сделан на камеру с открытым затвором в стробоскопическом режиме — наложение восьми кадров)

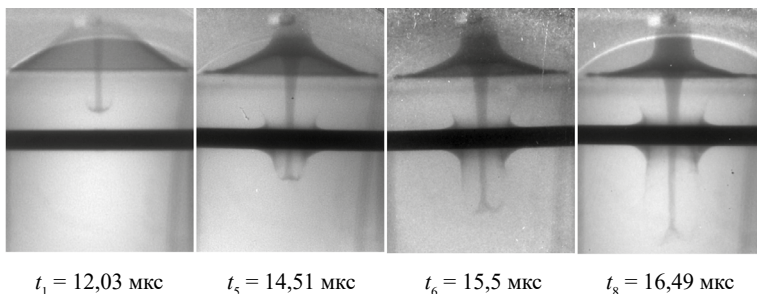
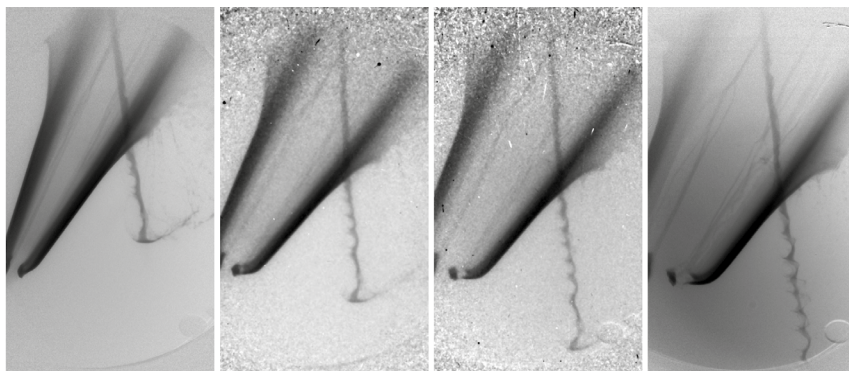


Рис. 3.31. Пробитие стальной пластины

По протонограммам определяется расход струи на проникание и механизмы этого процесса.

Рис. 3.31 иллюстрирует механизм возмущающего действия «динамической защиты» на кумулятивную струю, проявляющийся в изменении направления полета струи и генерации по ее длине квазипериодических возмущений.



кадр 1 (29,505 мкс) кадр 4 (30,825 мкс) кадр 7 (32,145 мкс) кадр 10 (33,63 мкс)

Рис. 3.32. Взаимодействие струи с макетом динамической защиты

Исследование развития неустойчивости Рэлея — Тейлора. Метод возмущений заключается в радиографическом исследовании развития заданных возмущений на нагружаемой (или свободной) поверхности металлического лайнера вследствие проявления неустойчивости Рэлея — Тейлора и служит для тестирования моделей динамической прочности материалов в численных расчетах в широком диапазоне скоростей деформирования $\dot{\epsilon} = 10^6 - 10^9 \text{ с}^{-1}$.

До применения многокадровой протонной радиографии во ВНИИЭФ методом импульсной рентгенографии (см. раздел 3.1 настоящей главы) получали один или два кадра формы лайнера в одном опыте. Два кадра получали с помощью регистрации двух последовательных гамма-импульсов на один и тот же чувствительный элемент (рентгенопленку или фотохромные экраны). Изучение динамики развития возмущений путем их регистрации, например на десять и более моментов времени, требовало проведения как минимум пяти опытов с внесением соответствующих погрешностей, связанных с допусковыми отклонениями при изготовлении каждого макета.

Изображение лайнера приведено на рис. 3.33.

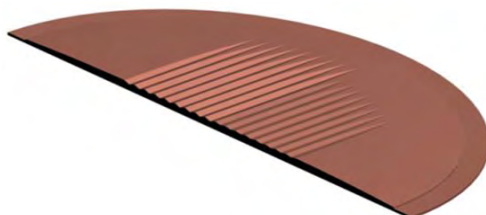
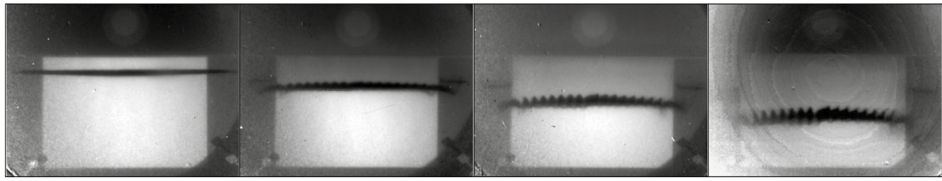


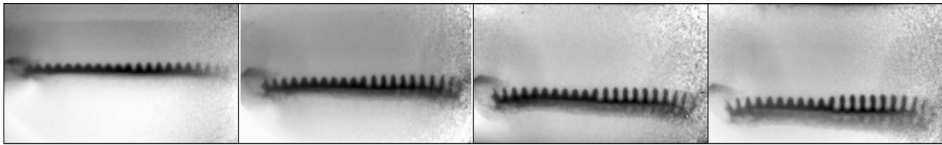
Рис. 3.33. Изображение лайнера перед опытом

На рис. 3.34 приведены протонографические изображения, полученные в экспериментах с нагружением до $P_{max} \approx 38$ ГПа и $P_{max} \approx 55$ ГПа на различные моменты времени радиографирования.



кадр 0 (статический — кадр 6 (18,615 мкс) кадр 8 (19,605 мкс) кадр 10 (20,595 мкс)
предварительный)

а) $P_{max} \approx 38$ ГПа



кадр 3 (27,235 мкс) кадр 6 (28,225 мкс) кадр 8 (28,885 мкс) кадр 10 (29,545 мкс)

б) $P_{max} \approx 55$ ГПа

Рис. 3.34. Динамические изображения

На рис. 3.35 представлены зависимости амплитуды возмущений для двух зон от пройденного пути при нагружениях $P_{max} \approx 38$ ГПа и $P_{max} \approx 55$ ГПа.

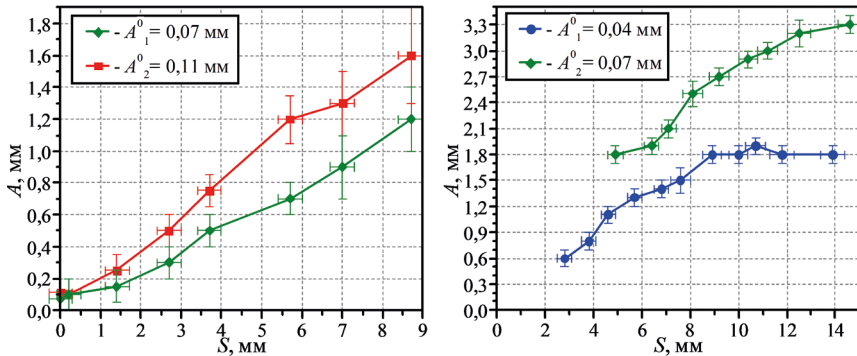


Рис. 3.35. Зависимости амплитуды возмущений от пройденного пути

Ценность полученных экспериментальных результатов состоит в получении большого количества протонных изображений в эксперименте, что позволяет откалибровать модель прочности материала с существенно меньшими экспериментальными погрешностями и расширить диапазон ее применимости.

Развитие возмущений при сжатии цилиндрической оболочки. В качестве еще одного примера, демонстрирующего возможности прото-

нографической регистрации, приведем результаты одного из опытов с цилиндрическим макетом по исследованию развития детерминированных возмущений на внутренней границе медной оболочки при ее торможении на пористом веществе (пенопласте).

Основным элементом экспериментального макета является цилиндрическая оболочка, сходящаяся к центру под действием взрыва нагружающего заряда ВВ. В процессе схождения на внутренней поверхности оболочки формируются возмущения, обусловленные столкновением детонационных волн между восемью линиями инициирования ВВ на образующей макета, расположенными равномерно по азимуту. Внутри оболочки находится цилиндр из пенопласта с плотностью $\rho_0 = 0,09 \text{ г/см}^3$.

На рис. 3.36 показаны кадры протоннографической регистрации развития возмущений на внутренней границе медной оболочки и движения фронта ударной волны в пенопласте. Видно формирование и развитие возмущений в местах столкновения детонационных волн, как в медной оболочке, так и в пенопласте. Участки фронта УВ в пенопласте напротив зон образования возмущений на оболочке первоначально уходят в опережение (рис. 3.36 а, б). В момент времени $\approx 21,065 \text{ мкс}$ происходит трансформация профиля УВ в пенопласте: наблюдается отставание участков фронта УВ вблизи возмущений (рис. 3.36 в, г, д).

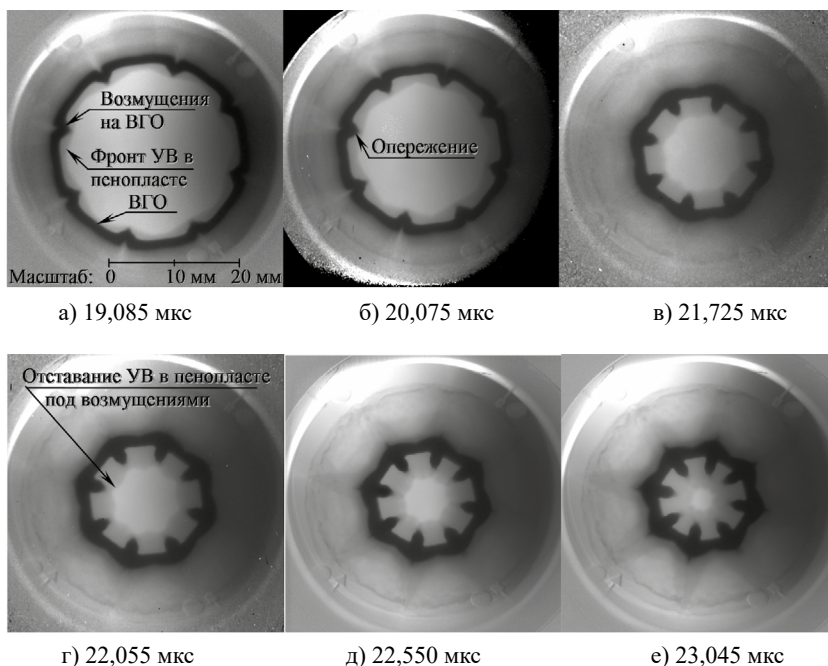


Рис. 3.36. Кадры развития возмущений на внутренней границе медной оболочки

В настоящей главе приведено лишь несколько примеров использования многокадровой протонной радиографии. Протонный радиографический комплекс на базе ускорителя У-70 является уникальным инструментом для

проведения исследований быстропротекающих процессов. Метод протонной радиографии открывает перед исследователями новые возможности: высокое пространственное разрешение, многокадровая регистрация, практически неограниченная толщина исследуемых объектов, огромный динамический диапазон регистрации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 3

1. Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов. Монография / Под ред. А.Л. Михайлова. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015.
2. *Пергамент М.И.* Методы исследований в экспериментальной физике. Учебное пособие. Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2010.
3. *Соловьёв В.С.* Рентгенографические методы исследования быстропротекающих процессов. Учебное пособие. М.: МВТУ им. Баумана, 1987.
4. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках. Монография / Под ред. д-ра физ.-мат. наук М.В. Жерноклетова. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2003.
5. *Цукерман В.А., Манакова М.А.* Импульсный рентгеновский источник для исследования быстропротекающих процессов // ЖТФ. 1957. Т. 27. № 2.
6. *Хараджа Ф.Н.* Общий курс рентгентехники. М.–Л.: Энергия, 1966.
7. *Быстров Ю.А., Иванов С.А.* Ускорители и рентгеновские приборы. М.: Высшая школа, 1976.
8. *Цукерман В.А., Тарасова Л.В., Лобов С.И.* Новые источники рентгеновских лучей // УФН. 1971. Т. 103.
9. *Вавилов С.П.* Импульсная рентгеновская техника. М.: Энергия, 1981.
10. *Воробьёв А.А., Горбунов В.И., Воробьёв В.А., Титов Г.В.* Бетатронная дефектоскопия материалов и изделий. М.: Атомиздат, 1965.
11. *Козловский В.Н.* Информатика в импульсной рентгенографии / Под ред. Б.В. Литвинова. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006.
12. *Павловский А.И., Кулешов Г.Д., Склизов Г.В. и др.* Безжелезные сильноточные бетатроны // ДАН СССР. 1965. Т. 160. № 1.
13. *Нефедов Ю.Я., Пунин В.Т.* Методы диагностики параметров высокоинтенсивных импульсных источников ионизирующих излучений. Курс лекций. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010.
14. *Соколов В.М.* Выбор оптимальных физико-технических условий рентгенографии. Л.: Медицина, 1979.
15. *Картужанский А.Л., Красный-Адмони Л.В.* Химия и физика фотографических процессов. Л.: Химия, 1983.
16. *Каценеленбоген Э.* Свойства и применение фотографических материалов. М.: Госкиноиздат, 1950.
17. *Свалухин А.И.* Введение в пространственно-временную регистрацию. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2010.
18. *Гороховский Ю.Н., Баранова В.П.* Свойства черно-белых фотографических пленок. М.: Наука, 1970.
19. *Дубовик А.С.* Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М.: Наука, 1975.
20. *Гурвич А.М.* Рентгенолюминофоры и рентгеновские экраны. М.: Атомиздат, 1976.
21. *Михайлов А.Л.* Средства диагностики, применяемые во ВНИИЭФ при отработке боевых частей. Сборник докладов «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения». Саров, 2000.

22. *Гладцинов А.В., Демидов А.А., Ковтун А.Д.* Измерение методом импульсной рентгенографии характеристик осколочного поля заряда направленного действия // Известия РАРАН. Вып. 3 (48). Москва, 2006.

23. *Егоров Л.А., Ниточкина Э.В., Орехин Ю.К.* Регистрация дебаеграммы алюминия, сжатого ударной волной // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. № 1.

24. *Johnson Q., Mitchell A., Keeler R.N., Evans L.* X-ray diffraction during shock-wave compression // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. № 16. P. 1099–1101.

25. *Альциулер Л.В., Егоров Л.А., Ниточкина Э.В., Орехин Ю.К.* Дифракционное исследование структуры ударно-сжатого алюминия в рентгеновских лучах // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 2.

26. *Подурец А.М., Баренбойм А.И., Елфимова Ж.Н., Пуль В.В., Трунин Р.Ф.* Рентгенографическое исследование ударной сжимаемости графита // Известия АН СССР. Физика Земли. 1991. № 1.

27. *Курдюмов А.В., Бритун В.Ф., Боримчук Н.И., Ярош В.В.* Мартенситные и диффузионные превращения в углероде и нитриде бора при ударном сжатии. Киев, 2005. 192 с.

28. *Шпольский Э.В.* Атомная физика. Т. 1. Введение в атомную физику. М.: Главполиграфиздат, 1949.

29. *Мухин К.Н.* Введение в ядерную физику. М.: Госатомиздат, 1963.

30. *Корсунский М.И.* Оптика, строение атома, атомное ядро. М.: Физматгиз, 1962.

31. *Коломенский А.А.* Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М.: изд-во Моск. ун-та, 1980.

32. *Левин В.Е., Хамьянов Л.П.* Регистрация ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1973.

33. *Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Василевский А.В. и др.* Протонная радиографическая установка на 70 ГэВ ускорителе ГНЦ ИФВЭ. Препринт ИФВЭ 2009–14. Протвино, 2009.

34. *Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Трутнев Ю.А. и др.* Радиографическая установка ускорителя протонов с энергией 70 ГэВ ГНЦ ИФВЭ // ПТЭ. 2010. № 3.

35. *Бурцев В.В., Лебедев А.И., Михайлов А.Л. и др.* Многокадровая протонография — метод исследования быстропротекающих гидродинамических процессов // ФГВ. 2011. Т. 47. № 6.

36. *Бурцев В.В., Михайлов А.Л., Панов К.Н. и др.* Исследование инициирования детонации во взрывчатом веществе на протонном ускорителе У-70 // ФГВ. 2011. Т. 47. № 3.

37. *Бурцев В.В., Комрачков В.А., Ковтун А.Д. и др.* Исследование инициирования детонации в ТАТБ методом протонной радиографии // ФГВ. 2012. Т. 48. № 3.

38. *Шиберин И.В., Батьков Ю.В., Бурцев В.В. и др.* Исследование развития полости в медном шаре при квазисферическом взрывном нагружении. Труды международной конференции XI Харитоновские тематические научные чтения. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009.

39. *Lebedev A.I., Nizowtsev P.N., Rayevsky V.A.* Rayleigh–Taylor instability in solids. 4-th International workshop on the physics of compressible turbulent mixing. Cambridge, England, 29 March — 1 April, 1993.

ГЛАВА 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДАРНЫХ АДИАБАТ И ИЗЭНТРОП РАСШИРЕНИЯ

М.В. Жерноклетов

4.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДАРНЫХ АДИАБАТ

Из соотношений, выражающих законы сохранения массы, количества движения или импульса и энергии на ударном разрыве,

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{D-u_0}{D-u_1} = \sigma, \quad P_1 - P_0 = \rho_0 (D-u_0)(u_1-u_0);$$

$$(D-u_0)^2 = V_0^2 \frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1}, \quad (D-u_1)^2 = V_1^2 \frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1};$$

$$u_1 - u_0 = \sqrt{(P_1 - P_0)(V_0 - V_1)};$$

$$E_1 - E_0 = 0,5(P_1 + P_0)(V_0 - V_1)$$

следует, что при известных начальных условиях, обозначенных нулевым индексом, задача нахождения всех пяти неизвестных параметров ФУВ (P , V , D , u , E) сводится к экспериментальной регистрации каких-либо двух из них, которых достаточно для определения ударной адиабаты. Прямые и достаточно точные измерения давления и плотности сжатого конденсированного вещества затруднены. Разработанные методы позволяют свести решение поставленной задачи по определению ударных адиабат к регистрации кинематических параметров D и u .

Наиболее просто в динамических экспериментах определяется скорость D распространения стационарной ударной волны с помощью электроконтактного или оптического метода. Датчиками, установленными на пути распространения ударной волны, фиксируется время появления электрических или оптических сигналов и по известному расстоянию между датчиками вычисляется средняя скорость движения ударной волны, принимаемая за мгновенную.

Измерение второго кинематического параметра — массовой скорости вещества за фронтом ударной волны u — связано с большими трудностями. Возможна прямая регистрация массовой скорости, например электромагнитным методом, о котором говорилось в главе 2. Однако он имеет ограничение по амплитудам давлений и неприменим в случае металлов или в том случае, когда вещество становится хорошо проводящим.

В связи с этим для определения массовой скорости привлекают косвенные методы, основанные на использовании общих закономерностей, возникающих при распаде произвольного разрыва.

4.1.1. Метод откола

Схема первых экспериментов [1] по определению ударных адиабат конденсированных веществ заключалась в следующем. К торцу достаточно протяженного заряда ВВ приставляется плоская пластина из исследуемого материала. При выходе детонационной волны на границу происходит распад произвольного разрыва, в результате которого по исследуемому веществу распространяется ударная волна со скоростью D . В ПВ в зависимости от жесткости вещества распространяется либо отраженная ударная волна, либо волна разрежения; контактная граница между ВВ и преградой движется со скоростью u_1 , равной массовой скорости сжатого вещества. P - u - и x - t -диаграммы процессов, реализующихся в данной постановке экспериментов, показаны на рис. 4.1.

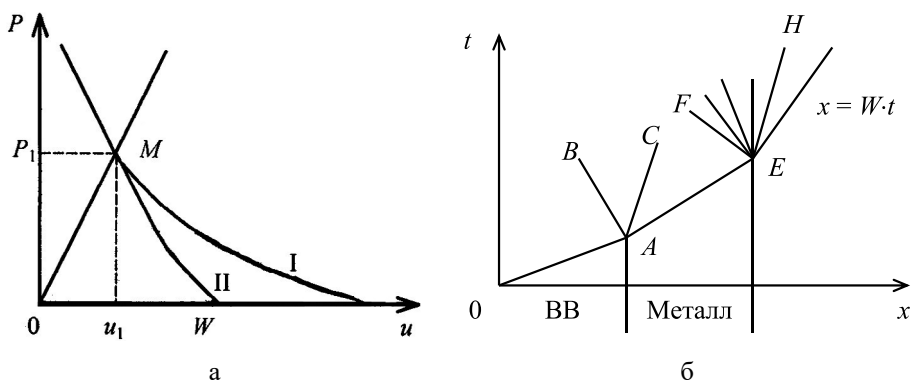


Рис. 4.1. Метод откола: а — P - u -диаграмма. I — кривая торможения ПВ; II — изэнтропа расширения сжатого металла; OM — волновой луч; $P = \rho_0 Du$; б — x - t -диаграмма; OA — детонационная волна в ВВ; AE — ударная волна в преграде; AB — отраженная ударная волна или голова волны расширения в ПВ; AC — контактная граница; EFH — волна расширения

Очередной распад произвольного разрыва происходит при выходе ударной волны на свободную поверхность преграды. По сжатому веществу пойдет волна разрежения. Скорость свободной поверхности будет определяться выражением

$$W = u_1 + \Delta u,$$

где Δu — дополнительная скорость, приобретаемая веществом в волне разрежения от состояния P_1 до состояния $P_0 \approx 0$.

В принципе для определения приращения скорости вещества в волне расширения необходимо использовать функциональный вид уравнения состояния. Однако оказалось, что при ударных давлениях до 50 ГПа для

многих металлов с хорошей точностью (1–2 %) справедливо правило удвоения скоростей, по которому $W = 2u_1$. Другими словами, дополнительная скорость, приобретаемая веществом при разгрузке, равна массовой скорости в ударной волне. Это приближение детально исследовалось в работах [2, 3], в которых тщательные расчеты изэнтроп проводились на основе уравнения Ми — Грюнайзена, а пары значений D и Δu определялись из значений D и W последовательной итерацией.

Вначале в приближении $\Delta u = (1/2)W$ экспериментальная кривая $D = f(W)$ преобразовывалась в соответствующую кривую P - V путем прямого применения уравнений Рэнкина — Гюгонио. Далее по уравнению Ми — Грюнайзена вычислялась изэнтропа и находилась величина Δu . Предварительное значение u_1 и вычисленное Δu применяли для определения поправочной кривой $W = f(W/u_1)$, которая использовалась для последующих приближений. Одной или двух итераций достаточно, чтобы получить сходимость к величине Δu .

Вычисления, проведенные для ряда твердых тел в диапазоне ударных давлений до 50 ГПа, показали, что отношение $\frac{\Delta u}{u_1}$ находится в пределах 1,00–1,03.

Зельдович и Райзер [4] установили правило удвоения скоростей из общих уравнений для ударной волны и волны разрежения, когда рассматривали выход не очень сильной ударной волны на свободную поверхность. В ударной волне небольшой амплитуды изменение энтропии и сжатие незначительное, и приращение объема можно представить в виде $V_1 - V_0 = \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S P_1$, где S — энтропия до сжатия. Тогда массовая скорость во фронте ударной волны равна $u_1 = \sqrt{P_1(V_0 - V_1)} \approx -\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S P_1 = \frac{P_1}{\rho_0 c_0}$. В том же приближении можно пренебречь изменением сжимаемости, т. е. принять производную $(\partial V/\partial P)_S$ постоянной. В результате получим, что

$$\Delta u = \int_0^{P_1} \left(-\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S^{1/2} dP \approx \left(-\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S^{1/2} P_1 = \frac{P_1}{\rho_0 c_0} = u_1.$$

Экспериментальная проверка, проведенная в [5], показала, что правило удвоения скоростей $W = 2u_1$ выполняется для свинца до $u_1 = 0,5$ км/с (давление на фронте волны 15 ГПа), для железа и меди до $u_1 \approx 1,5$ км/с (давление ≈ 80 ГПа), для алюминия и молибдена до $u_1 \approx 2,5$ км/с (давление соответственно 60 и 210 ГПа).

Таким образом, в данном методе экспериментальные измерения сводятся к определению волновой скорости D и скорости свободной поверхности вещества W . Последовательность пар значений D и W получают за счет изменения длины или мощности заряда ВВ.

Движение пластины под действием ПВ обычно сопровождается ее дроблением, в связи с чем этот метод измерения был назван методом «откола».

С ростом давления происходит отклонение от правила удвоения, что снижает точность нахождения массовой скорости из-за необходимости введения расчетных поправок. Метод откола является приближенным, поэтому в работах советских исследователей он не нашел широкого применения, однако в работах американских исследователей [2, 3] этот метод являлся основным в экспериментах по определению ударных адиабат металлов с использованием взрывных генераторов ударных волн.

4.1.2. Метод торможения

Прямым методом определения скорости u является метод, разработанный в Советском Союзе авторами [1] в конце 40-х годов. В методе торможения экспериментально измеряются скорость W_y ударника до его соударения с мишенью из исследуемого материала и скорость D ударной волны в мишени.

Рассмотрим процесс соударения ударника и мишени на $x-t$ - и $P-u$ -диаграммах, представленных на рис. 4.2. Для ударника и мишени, изготовленных из одинаковых материалов, торможение ударника о преграду создает две волны равной интенсивности (AB и AE на $x-t$ -диаграмме), распространяющиеся в обе стороны от поверхности соударения. В силу симметрии столкновения $u = W_y/2$. Этой же скоростью обладает и сама контактная граница (линия AC). Остальные параметры ударной волны в мишени находятся подстановкой u и волновой скорости D в уравнения законов сохранения.

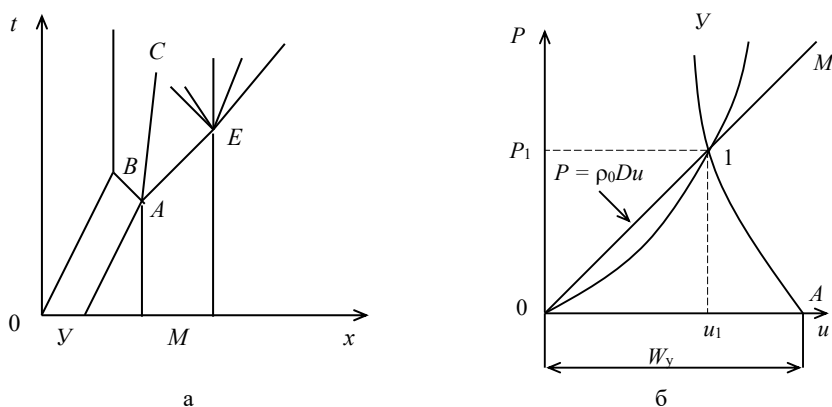


Рис. 4.2. Метод торможения: а — $x-t$ -диаграмма, б — $P-u$ -диаграмма

Варьируя скорость ударника W_y и проводя соответствующие измерения волновых скоростей в мишени, получают серию точек, определяющих положение ударной адиабаты исследуемого вещества.

При соударении ударника и мишени, изготовленных из разных материалов, равенство скачков массовых скоростей в мишени и ударнике не выполняется. Это затруднение преодолевается путем изготовления ударника из материала с известной ударной адиабатой. Процедура нахождения

массовой скорости в этом случае основывается на закономерностях, которым подчиняется распад произвольного разрыва на контактной границе ударник — мишень.

На рис. 4.2 б ударная адиабата торможения ударника изображена кривой AU , выходящей из начального состояния $P = 0, u = W_y$.

Начальным атмосферным давлением P_0 пренебрегаем. Измерение волновой скорости в мишени фиксирует наклон волнового луча OM , удовлетворяющего уравнению $P = \rho_0 Du$ (ρ_0 — начальная плотность материала мишени). Точка пересечения 1 волнового луча с кривой торможения ударника определяет искомое давление P_1 и массовую скорость u_1 в исследуемом веществе. По этим значениям D и u_1 с использованием уравнений сохранения находятся далее другие параметры сжатия. По аналогии с предыдущим случаем, меняя скорость ударника и измеряя волновую скорость в исследуемом веществе, получаем ряд точек на его ударной адиабате.

Метод торможения в принципе применим для волн сколь угодно большой интенсивности. Однако с увеличением W_y применение этого метода осложняется техническими трудностями осуществления безнагревного и высокосимметричного разгона ударника.

Методом торможения определены ударные адиабаты железа и алюминия при скоростях разгона стальных ударников продуктами взрыва ВВ до 18 км/с. Алюминий и железо — это основные материалы, использующиеся в качестве эталонных в методе, о котором пойдет речь в следующем разделе.

4.1.3. Метод отражения

Разработанный авторами работы [6] метод отражения нашел широкое применение в исследованиях ударно-волновой сжимаемости различных веществ. В зарубежной литературе его называют методом сшивки импедансов. В этом методе ударную волну в исследуемое вещество транслируют через экран из материала с известным УРС или, по крайней мере, известной ударной адиабатой.

Если известны параметры ударной волны в экране, то в исследуемом веществе достаточно измерить только скорость ударной волны. Параметры волны в экране определяют либо в предварительной серии экспериментов, либо в том же опыте, в котором проводится регистрация D в исследуемом образце.

Переход ударной волны из экрана в исследуемый образец в P - u -координатах рассмотрен на рис. 4.3 а, в x - t -координатах для случая, когда отраженная волна — ударная — на рис. 4.3 б и для случая, когда отраженная волна — волна разрежения — на рис. 4.3 в.

Распад разрыва, возникающий при отражении ударной волны от границы экрана с исследуемым образцом, приводит к образованию двух волн. По образцу всегда распространяется ударная волна, отраженная волна в экране может быть либо ударной, если динамический импеданс исследуемого вещества больше импеданса экрана, либо волной расширения при обратном соотношении импедансов (см. рис. 4.3).

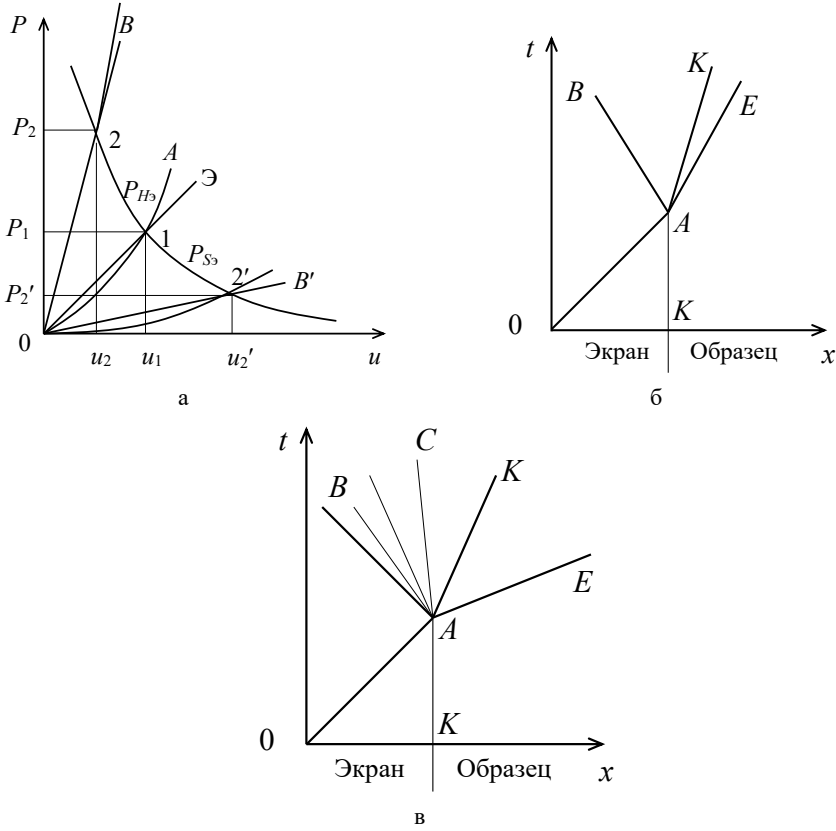


Рис. 4.3. Диаграммы метода отражения: а — P - u -диаграмма: $0Э$ — волновой луч $P_3 = \rho_3 D_3 u$; $0A$ — ударная адиабата экрана, P_{S_3} — изэнтропа расширения экрана из состояния 1; P_{H_3} — адиабата торможения экрана из состояния 1; $0B$, $0B'$ — волновые лучи исследуемых образцов; б, в — x - t -диаграммы: $0A$ — ударная волна в экране, AE — ударная волна в образце, AB — отраженная волна в экране, KAK — контактная граница; BAC — волна расширения в экране

По измеренному значению волновой скорости в экране D_3 пересечением его волнового луча со своей ударной адиабатой $0A$ находятся параметры исходного состояния 1 экрана. После отражения ударной волны от образца в экране возникает новое состояние, находящееся либо на адиабате повторного сжатия 1–2, либо на адиабате расширения 1–2'. Регистрация в опыте значения волновой скорости в образце D_0 задает наклон волнового луча $P = \rho_0 D_0 u$. Точка пересечения этого луча с кривой $P_{H_3} - 1 - P_{S_3}$ определяет давление и массовую скорость ударной волны в образце, которые равны давлению и скорости контактной границы между экраном и образцом. Строго говоря, для расчета в P - u -плоскости волны разрежения P_{S_3} или волны повторного сжатия P_{H_3} необходимо знать УРС материала экрана в интересующем интервале параметров. Однако при не слишком больших перепадах давления в отраженных ударных волнах или волнах расширения относительно проходящей волны в экране кривая $P_{H_3} - 1 - P_{S_3}$ с достаточной

точностью аппроксимируется зеркальным отражением основной ударной адиабаты OA из точки 1 относительно оси P . Проведенный авторами [7] анализ результатов расчета изэнтроп расширения меди, железа и алюминия, полученных с использованием современных полуэмпирических уравнений состояния, показал, что в P - u -плоскости существует обширная область, где можно пользоваться в методе отражения приближением зеркального отображения ударной адиабаты. Эта область соответствует диапазону давлений от исходного состояния на ударной адиабате с нормальной начальной плотностью до состояний, отвечающих примерно $2/3$ общего перепада давлений (для рассматриваемой изэнтропы). «Зеркальная» гипотеза, строгого термодинамического обоснования которой не найдено, упрощает процедуру определения параметров ударной волны в исследуемом образце. Поэтому на практике стремятся выбрать материалы экрана таким образом, чтобы их динамические импедансы были близкими к аналогичным характеристикам исследуемых веществ.

Следует отметить, что в интерпретации результатов экспериментов со сходящимися ударными волнами должны быть учтены их специфические особенности [8], обусловленные, строго говоря, нестационарностью ударной волны в образце: соотношение $u = (1/2)W$ строго выполняется на поверхности соударения, т. е. на радиусе экрана r_s , превышающем радиус r_n измерения волновой скорости в образцах. Однако, как показали многочисленные гидродинамические расчеты соударений железной оболочки с железной мишенью, сходимость в равной мере увеличивает скорость за фронтом ударной волны в железных экранах и железных образцах. Поэтому принимается, что и на радиусе r_n массовая скорость $u(r_n) = (1/2)W(r_n)$. Кроме того, расчеты показали, что регистрируемая в железных образцах средняя волновая скорость D практически совпадает с локальной скоростью $D(r_n)$ на номинальном радиусе на середине образца r_n .

Иная ситуация возникает при переходе ударной волны из железного экрана в образцы из других металлов. Из-за разных условий сходимости ударных волн в железном образце и образцах из других материалов, расположенных на внутренней поверхности экрана, значения u и D в них изменяются по зависимостям, не совпадающим с темпом нарастания u и D в железных образцах. Без каких-либо поправок вполне строгим было бы сопоставление скоростей, соответствующих состояниям в бесконечно тонких образцах и экране. Из нескольких возможных вариантов сопоставления ниже выбран вариант, в котором состояния в исследуемых образцах находятся из состояния железа, соответствующего состоянию на внутреннем радиусе экрана, т. е. на границе экран — образец. Эту процедуру проиллюстрируем на примере меди и тантала. Из известных параметров в железном экране, соответствующих состоянию на радиусе измерения, находятся расчетным способом состояния на внутренней границе экрана. Для полусферического генератора ударных волн (см. главу 1) МЗ-4, у которого радиус измерения $r_n = 29$ мм, при переходе к состояниям на внутренний радиус экрана $r_n = 31$ мм массовая скорость уменьшается на 4,3 %. УРС железа, меди и тантала в расчетах задавались в форме Ми — Грюнайзена. Средние

волновые скорости в образцах из меди и тантала необходимо скорректировать по расчету соответственно на 2,5 и 2,1 % в сторону меньших скоростей.

Для устройства МЗ-7 массовая скорость в железе 6,5 км/с относится к радиусу 17,6 мм. При переходе к состоянию на внутренней границе экрана 19,6 мм она уменьшается на 7,9 %. Поправки для средних волновых скоростей для медных образцов составляют 5,1 %, а для танталовых образцов 4,3 %, как и ранее в сторону уменьшения.

4.1.4. Адиабата двукратного сжатия

Для получения информации о термодинамических свойствах веществ в интервале плотностей, превышающих плотность однократного ударно-волнового сжатия, разработаны способы регистрации состояний, возникающих при повторном ударном сжатии. Представленные данные по двукратному сжатию реализованы либо методом преград, либо при лобовом или косом столкновении ударных волн в образце. Экспериментальная схема фиксации адиабат двукратного сжатия методом преград представляет собой, по существу, вариант метода отражения.

Рассмотрим вновь рис. 4.3. Первоначально выход ударной волны, распространяющейся в исследуемом веществе с параметрами P_1 и u_1 на границу раздела с более жесткой в динамическом отношении преградой, сопровождается образованием двух ударных волн, бегущих в обе стороны от контактной поверхности. В результате исследуемое вещество сжимается двукратно, а именно падающей волной до давления P_1 и отраженной волной до давления P_2 .

$$P_2 = P_1 + \rho_1 D_{12} \Delta u_{12}. \quad (4.1)$$

Плотность вещества при этом возрастает до значения

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{D_{12}}{D_{12} - \Delta u_{12}}. \quad (4.2)$$

D_{12} в этих выражениях представляет скорость распространения отраженной волны относительно вещества перед ее фронтом, а Δu_{12} — скачок массовой скорости на фронте отраженной волны. Для практической реализации метода должны быть известны ударные адиабаты однократного сжатия как исследуемого вещества, так и жесткой преграды. В этом случае в эксперименте достаточно определить скорость ударной волны D_1 в исследуемом веществе и скорость ударной волны D_2 в преграде. По значению D_1 находят P_1 , u_1 , ρ_1 , а по D_2 определяются P_2 и u_2 . Отсюда

$$D_{12} = \frac{P_2 - P_1}{\rho_1 \Delta u_{12}} \text{ и } \Delta u_{12} = u_1 - u_2.$$

Подставляя эти значения в формулы (4.1) и (4.2), находим давление и плотность двукратно сжатого вещества. Используя преграды различной динамической жесткости и регистрируя возникающие при этом P , u , можно зафиксировать ход выбранной адиабаты повторного сжатия до разного уровня давлений. Уравнения (4.1) и (4.2) справедливы и при определении

состояний повторного сжатия, реализующихся в условиях лобового или косоугольного столкновения ударных волн. В обоих случаях должны быть известны параметры падающих волн. Наиболее просты в интерпретации опыты по лобовому столкновению двух равных по амплитуде ударных волн. В этом случае в качестве экспериментально измеряемой величины можно использовать плотность вещества за фронтом ударной волны ρ_2 , определяемую методом импульсной рентгенографии [9] или другими способами, в частности, электромагнитным методом [10].

Поскольку в области столкновения вещество покоится, известен также и скачок массовой скорости $\Delta u_{12} = \Delta u_1$. По этим значениям находятся давление отражения и плотность двукратно сжатого вещества.

В случае регулярных режимов косоугольного столкновения волн для получения характеристик двукратного сжатия помимо параметров падающих волн необходимо знать их угол падения α и угол отражения β . Угол падения α задается условиями опыта. Для определения угла отражения в [9] применялся метод импульсного рентгенографирования, выявляющий внутри просвечиваемого образца мгновенные положения ФУВ. Задание этих величин в виде простых тригонометрических соотношений, приведенных в [9], определяет скорость отраженной волны и скачок массовой скорости:

$$D_{12} = D_1 \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} + u_1 \cos \alpha (\alpha + \beta); \quad \Delta u_{12} = u_1 \frac{\cos \alpha}{\cos \beta},$$

по которым с помощью уравнений (4.1) и (4.2) находятся P_2 и ρ_2 .

4.1.5. Требования, предъявляемые к экспериментам

Для исключения систематических ошибок в экспериментах по определению адиабат Гюгонио должны выполняться определенные требования. Во-первых, в пластине ударника, когда она соударяется с пластиной мишени, должно быть существенно однородное давление. Это необходимо для гарантии того, что на ударную волну в пластине-мишени и образцах не оказывают влияние малые волны сжатия или разрежения.

Второе условие заключается в том, что ускоряемая пластина-ударник должна быть достаточно толстой, чтобы начальную ударную волну в пластине-мишени и образцах не догоняла волна разрежения, образующаяся на тыльной поверхности пластины-ударника, которая обращена к взрывной системе. Условие для максимального отношения толщины мишени (включая образцы) к толщине пластины ударника R можно записать в виде

$$R = \frac{[D^{-1} + (\rho_0/\rho c)]_y}{[D^{-1} - (\rho_0/\rho c)]_m},$$

где c — скорость звука за фронтом ударной волны; ρ_0/ρ — отношение плотностей по обе стороны ударного фронта и D — скорость ударной волны. Это соотношение легко выводится из прямолинейных характеристик простой центрированной волны для одномерного течения в лагранжевых координа-

тах (см. раздел 4.4). Наконец, ускоряемая пластина не должна претерпевать отколы.

Указанные требования к толщине пластины-ударника и условия точности, зависящие от размеров образца, ограничивают максимальное полезное давление, присущее данному взрывному заряду. В принципе использование очень больших (по сравнению с толщиной пластины-ударника) взрывных зарядов дает возможность получать скорость пластин, приближающуюся к скорости разлета ПВ в воздух, равную 7500–8000 м/с для составов на основе гексогена. Соответствующие ударные давления в железе могли бы достигать 300–320 ГПа. На практике требования точности ограничивают давления, получаемые на плоских взрывных устройствах, до ~ 200 ГПа.

Следующее условие ударного эксперимента заключается в том, что образцы, монтируемые на экране, должны иметь достаточно большое отношение ширины (b) к толщине (h), чтобы предотвратить влияние волн разрежения от краев на ударный фронт. Из анализа течения получаем следующее выражение для минимально возможного отношения ширины образца к его толщине:

$$\frac{b}{h} = 2 \left[\left(\frac{c\rho}{\rho_0 D} \right) - 1 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Если для метания пластин используются системы типа легкогазовых пушек, то скорость ударяющей пластины очень точно можно измерить путем регистрации времени ее свободного полета на относительно больших отрезках пути с помощью электроконтактных датчиков или импульсной радиографии. Отметим, что в случае исследования относительно сильных ударных волн, сообщающих поверхности скорость в несколько км/с, электроконтактные датчики необходимо прикрывать защитными колпачками, отделенными от контактов зазорами 0,2–0,3 мм. Прикрытие контактов необходимо для предотвращения их преждевременного замыкания воздушной ударной волной, движущейся перед ударником.

При использовании для разгона пластин зарядов ВВ точное измерение их скорости связано с определенными трудностями, поскольку в момент удара скорость пластин непостоянна, следовательно, для определенного положения ее приходится находить за очень короткий промежуток времени. Поэтому в случае переменной нарастающей скорости движения ударника измерения волновой скорости в мишени и скорости ударника в методе торможения должны выполняться для одной и той же точки траектории, совпадающей с серединой базы измерения [1]. Строго сопоставимые значения W_y и D_m могут быть получены только при совмещении поверхности мишени с серединой базы (s) и измерении волновых скоростей на бесконечно малых базах, что, конечно, невозможно. Для реальных размеров базы (d) в несколько миллиметров (рис. 4.4) движение ударника от поверхности мишени до середины базы заменяется при волновых измерениях движением ударной волны в мишени. Для чистоты эксперимента в измеренные значения волновых скоростей необходимо ввести небольшие поправки, поскольку относительные приращения скорости ударника при его движении

по воздуху и массовой скорости в ударной волне при ее распространении по мишени не совпадают.

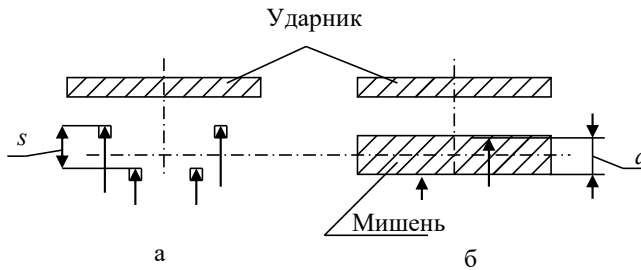


Рис. 4.4. Схема измерения волновых и массовых скоростей по методу торможения: а — ударника; б — ударной волны

Правильный выбор базы измерения необходим также в методах откола и отражения. В методе откола сплошная пластина должна пройти базу преграды, чем на свободную поверхность выйдет вторая ударная волна. Массовая скорость за ФУВ и скорость самой ударной волны должны быть измерены на одном и том же расстоянии от заряда. Как видно из рис. 4.5, измерения скорости движения W выполняются на более тонких преградах, свободная поверхность которых отстоит от границы ВВ на том же расстоянии, что и середина базы в волновых измерениях.

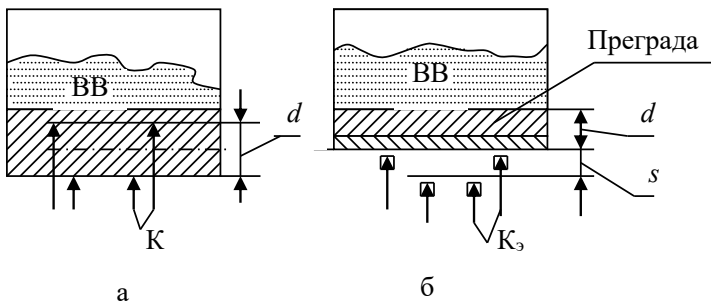


Рис. 4.5. Схема измерения по методу откола: а — волновой скорости; б — скорости откола в преграде. K — электроконтактные датчики; K_3 — экранированные датчики

Для измерения скорости ударных волн в экранах и исследуемых образцах обычно применяют электроконтактную или фотохронографическую методику. В опубликованном сборнике [11] результатов проведенных в России (главным образом в РФЯЦ-ВНИИЭФ) экспериментов по ударному сжатию конденсированных сред скорости ударных волн для подавляющего большинства из них измерены с помощью электроконтактной методики. Причем схема расположения датчиков на двух уровнях позволяет на одном взрывном метательном устройстве проводить измерения на трех различных образцах диаметром 12–14 мм. Время прохождения ударной волны через исследуемый образец определяется как разность времени замыкания электроконтактного

датчика, прижатого к свободной поверхности образца, и усредненного времени срабатывания датчиков, прижатых к экрану вокруг образца. Для получения надежных результатов на одном и том же взрывном устройстве для каждого вещества проводилось 5–8 опытов. Усреднение результатов этих опытов дает возможность избежать случайных грубых ошибок и уменьшить среднюю погрешность.

Как показывает практика, одним из основных источников погрешностей в измерениях скорости ударной волны являются перекося и кривизна поверхности ФУВ, связанные с формой и ориентацией поверхности ударника в момент соударения с мишенью. Причем перекося и искривление фронта волны присущи не только метательным системам на основе ВВ, но и легкогазовым пушкам. По этой причине время прихода ударной волны к датчикам, лежащим в одной плоскости, может характеризоваться значительным разбросом, превышающим иногда время прохождения волной расстояния между двумя плоскостями размещения электроконтактов. Поэтому для правильной интерпретации времени прибытия необходимо знать форму и ориентацию ФУВ.

Для определения формы ФУВ используются различные схемы расположения электроконтактов в мишенях, из которых наибольший практический интерес представляют схемы, применяемые в Ливерморской национальной лаборатории в экспериментах на легкогазовой пушке. Две схемы, получившие названия «снежинка» и «колесо», приведены на рис. 4.6. Методика анализа получаемых с их помощью данных для определения искажений ФУВ подробно описана в [12]. В обеих схемах используются по 13 контактов, 7 из которых находятся на нижнем уровне, а 6 — на верхнем. На внутреннем R_a и внешнем R_b радиусах находятся по 6 контактов, однако в схеме «колесо» на обоих радиусах присутствуют как нижние, так и верхние контакты.

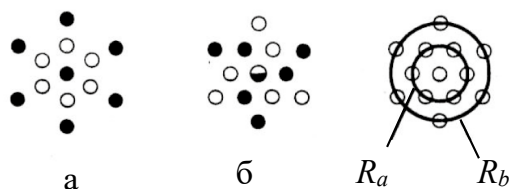


Рис. 4.6. Схемы расположения электроконтактов в мишенях: а — «снежинка», б — «колесо». ●, ○ — нижние и верхние контакты, ◐ — или нижний, или верхний контакт

В схеме «снежинка» исключительная роль принадлежит нижнему центральному контакту как реперному при нахождении кривизны фронта волны, и в случае его неудачной работы определение искажения фронта становится проблематичным.

Измерение временных интервалов с помощью фоторегистрирующих приборов — механических фоторегистраторов, фотодиодов, фотоэлементов и ЭОП — основано на свечении газа в зазорах при прохождении через них ударной волны, изменении интенсивности свечения при выходе ударной волны на свободную поверхность или при торможении летящего тела при столкновении с прозрачной преградой. Одна из измеритель-

ных схем [13] с применением фоторегистрирующей аппаратуры показана на рис. 4.7. На верхней части рисунка показано расположение светящихся блоков из акрила, которые дают четыре независимые серии экспериментальных точек зависимости D от W_y . Левая часть системы используется для измерения скорости ударной волны, а правая — скорости движущейся пластины. Каждый ряд блоков рассматривается через четыре-пять щелей.

Внизу изображены поперечные сечения конструкций мишеней, используемых в различных областях давлений. Первые две конструкции предназначены для области низких давлений; верхняя конструкция имеет канавку для измерения W_y . При более высоком давлении канавки для измерения W_y сжимаются не очень быстро и могут быть сделаны настолько глубокими, насколько позволяет толщина мишени.

В опытах с высокими давлениями толщина мишени ограничена тем, что движущиеся пластины очень тонкие (0,9 мм).

На рис. 4.8 с увеличением воспроизведена фотохронограмма опыта, проведенного при сравнительно низком давлении на мишени самой верхней конструкции (рис. 4.7). На этой фотохронограмме время возрастает по направлению вниз; следовательно, первые метки с левой стороны отмечают приход ударной волны ко дну узкой канавки. Соответствующие базисные метки определяют момент ее прихода на верхнюю грань пластины. Так как светящиеся блоки с правой стороны находятся на более низком уровне, базисные отметки для измерения W_y появляются раньше. Смещение меток соответствует разнице между временами прохождения ударной волны и ударяющей пластины через небольшой зазор, вырезанный на дне пластины.

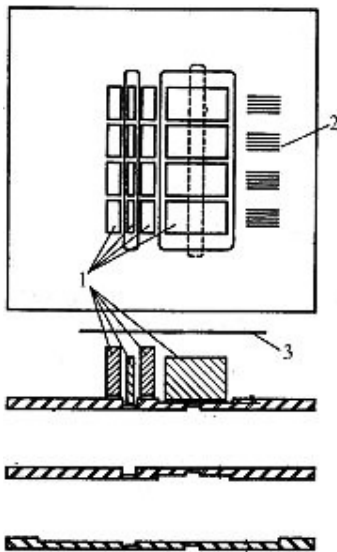


Рис. 4.7. Схема регистрации и конструкции мишеней, используемых для измерения волновых и массовых скоростей фотохронографическим методом: 1 — светящиеся блоки из акрила; 2 — смотровые щели; 3 — пластина с щелями

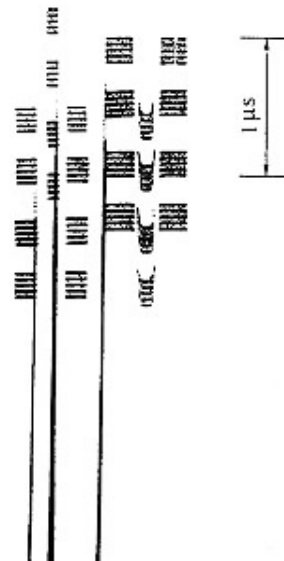


Рис. 4.8. Фотохронограмма, полученная в опыте по схеме рис. 4.7

Как бы проста ни была подобная система, она требует особой тщательности при выборе правильной глубины канавок, чтобы добиться оптимальной точности. Ширина и боковое положение канавок всегда должны быть одинаковыми. В ударных волнах с низким давлением метки для измерения W_y сжаты за счет бокового смещения материала под действием ударной волны, которая значительно опережает ударяющую пластину.

Таким образом, скорость движущейся пластины можно измерить только на базе пробега около 1 мм. Данное ограничение не играет особой роли, так как адиабата Гюгоню в координатах D - u сравнительно малочувствительна к ошибкам измерения массовой скорости при низких давлениях.

Оценим погрешность определения давления, плотности и энергии на ударной адиабате. Для простоты сделаем такие оценки для метода торможения при соударении ударника с мишенью, изготовленных из одного материала. В таких экспериментах измеряемыми величинами являются начальная плотность ρ_0 , скорость ударной волны D и скорость движения ударника W_y , массовую скорость определяем как $u = W_y/2$. Предположим, что экспериментальные ошибки случайные и общая экспериментальная ошибка, таким образом, равна корню квадратному из суммы ошибок, обусловленных измерениями индивидуальных параметров. Тогда из законов сохранения имеем:

$$\frac{\delta P}{P} = \left[\left(\frac{\delta \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta D}{D} \right)^2 + \left(\frac{\delta W_y}{W_y} \right)^2 \right]^{1/2};$$

$$\frac{\delta V}{V} = \left\{ \left(\frac{\delta \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + (\sigma - 1)^2 \left[\left(\frac{\delta D}{D} \right)^2 + \left(\frac{\delta W_y}{W_y} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}; \quad \frac{\delta E}{E} = 2 \frac{\delta W_y}{W_y},$$

где $\sigma = \rho/\rho_0$ — сжатие.

Во всех уравнениях относительная погрешность u и W_y считается одинаковой, т. е. $\delta W_y/W_y = \delta u/u$. Если начальные плотности ударника и мишени не совпадают, то $u = (1/2) \times W_y$ и требуется сделать небольшую коррекцию для определения u :

$$u = \frac{W_y}{2} \left[1 - \frac{a_0}{2(a_0 + a_1)} \left(\frac{\rho_0 - \rho_{0y}}{\rho_{0y}} \right) \right],$$

где a_0, a_1 — коэффициенты в линейном D - u -соотношении для мишени.

Более сложные расчеты требуется выполнить для определения погрешностей в экспериментах, проводимых методом отражения. Интересующимся читателям мы рекомендуем статью Митчелла и Неллиса [14] с подробным анализом погрешностей, учитывающим, в том числе, перекося и кривизну фронта волны.

4.2. РЕГИСТРАЦИЯ ИЗЭНТРОП РАСШИРЕНИЯ ВЕЩЕСТВ ИЗ СОСТОЯНИЙ ПОСЛЕ УДАРНОГО СЖАТИЯ

Анализ многих современных задач физики высоких плотностей энергии (противометеоритная защита космических аппаратов, воздействие на вещество мощного электромагнитного излучения, разработка газовых ядерных двигателей и гетерогенных ядерных реакторов, оценка механических эффектов в условиях аварийных режимов работы ядерных реакторов и др.) свидетельствует о том, что для их решения трудно выделить один специфический диапазон состояний. В ряде случаев необходимы сведения о свойствах вещества в обширной области фазовой диаграммы — от сильно сжатого конденсированного состояния до идеального газа, включая двухфазную область жидкость — пар.

Для получения информации о термодинамических свойствах вещества в нагретых расширенных состояниях наиболее широко применяются:

- ударно-волновое нагружение вещества с последующей регистрацией изэнтропы расширения методом преград;
- метод изобарического расширения или метод взрывающихся проволок;
- метод торможения потока испаренных частиц о пластину-свидетель, скорость которой измеряется лазерным интерферометром.

Изучение изэнтроп расширения ударно-сжатых веществ существенно дополняет опытную информацию по ударной сжимаемости и позволяет более полно судить о свойствах веществ при высоких давлениях и температурах. В некоторых случаях исследование изэнтроп расширения является единственным источником сведений о состояниях сильно прогретого расширившегося вещества и дает возможность связать конечные состояния при расширении с состояниями за ФУВ.

Начало экспериментальных исследований изэнтропического расширения ударно-нагруженных веществ относится к 60-м годам XX века. Развитые методы можно разделить на два вида: дискретные и непрерывные.

К первому виду относится метод преград, в котором изэнтропа расширения определяется по измерениям интенсивности ударных волн в преградах с меньшей по сравнению с исследуемым веществом динамической жесткостью. Второй вид связан с применением датчиков внутри исследуемого вещества, что позволяет непосредственно осуществлять непрерывную регистрацию параметров ударно-нагруженного вещества в волне расширения.

Выбор того или иного способа определяется диапазоном рабочих давлений и техническими возможностями методов регистрации.

4.2.1. Метод преград

Принципиальная схема метода представлена в виде P - u -, x - t - и P - x -диаграмм на рис. 4.9. Ударная волна, генерируемая при торможении ударника, разогнанного ПВ, на преграде из исследуемого вещества M вызывает его сжатие до состояния «а» и необратимый разогрев. Выход ударной волны

на границу раздела Γ с более мягкой в динамическом отношении преградой Π вызывает образование центрированной волны Римана R , показанной веером C -характеристик на x - t -диаграмме. В этой волне происходит адиабатическое расширение ударно-сжатого вещества из состояния « a » в состояние « i ». Профиль давления, соответствующий моменту t^* на x - t -диаграмме, показан на рис. 4.9 в. Такое расширение исследуемого вещества генерирует в преграде Π ударную волну, распространяющуюся со скоростью D_i . Регистрация D_i дает возможность по известной ударной адиабате преграды h_i определить давление P_i и массовую скорость движения u_i преграды, которые в силу непрерывности течения на контактной границе Γ совпадают с соответствующими характеристиками расширившегося исследуемого вещества.

Используя преграды различной динамической жесткости и регистрируя в них скорости ударных волн D_i , можно дискретным образом проследить ход изэнтроп расширения $P = P_s(u)$ от состояния на адиабате Гюгонно до различного уровня давлений. Применение метательных систем различной мощности позволяет варьировать значение энтропии в ударной волне, распространяющейся по исследуемому образцу, и тем самым регистрировать различные изэнтропы, перекрывающие выбранную область фазовой диаграммы.

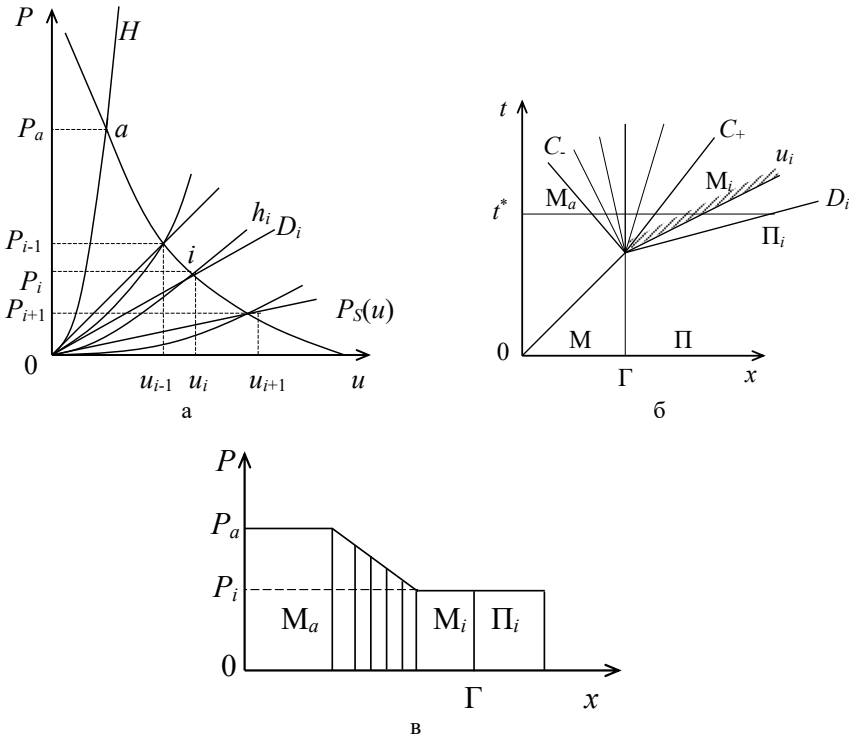


Рис. 4.9. Метод изэнтропического расширения: а — P - u -диаграмма эксперимента; б — x - t -диаграмма; в — x - P -диаграмма для момента времени t^*

Переход от гидродинамических $P-u$ - к термодинамическим $P-V-E$ -переменным может быть осуществлен путем вычисления интегралов Римана, выражающих законы сохранения для данного типа автомодельного течения.

В [5, 15] методом преград исследованы изэнтропы расширения предварительно сжатых сплошных образцов свинца, железа и меди. В качестве преград использовались «мягкие» конденсированные материалы: легкие металлы, тефлон, плексиглас, полиэтилен и пенополистирол различной начальной плотности. Экспериментально определялись скорости ударных волн в преградах, переход к давлениям и массовым скоростям осуществлялся по их известным $D-u$ -соотношениям.

В работах [16–19] изучалось адиабатическое расширение образцов меди, свинца, висмута, урана, которые для усиления эффекта диссипации в ФУВ изготавливались из мелкодисперсного порошка. Так же, как и в предыдущем случае, в области высоких динамических давлений преградами служили мягкие конденсированные среды. Область значительных разрежений и пониженных динамических давлений, представляющая особый интерес в плазменных исследованиях, создавалась применением в качестве преград инертных газов — аргона и ксенона под давлением 0,1–100 бар, а также воздуха при атмосферном давлении. Максимальное начальное давление газов выбиралось из условия получения состояний, близких к достигнутым с наиболее мягкими конденсированными преградами.

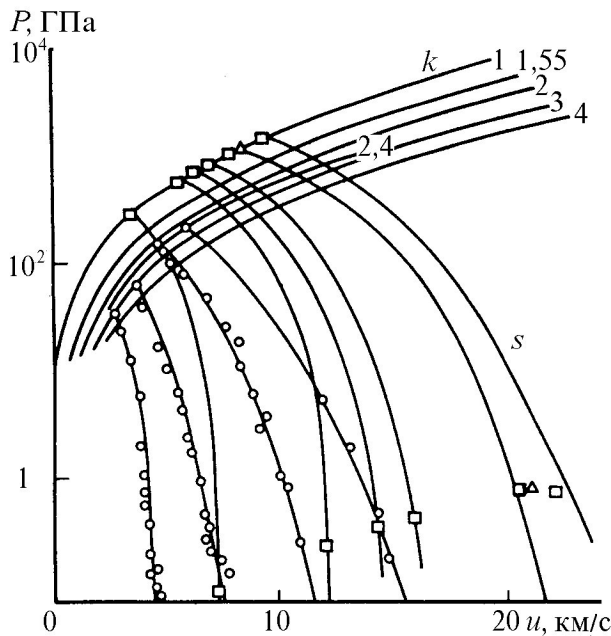


Рис. 4.10. Ударные адиабаты и изэнтропы расширения меди: k — ударные адиабаты для образцов разной пористости; S — изэнтропы расширения ударно-сжатых образцов; точки — эксперимент; линии — расчет по УРС [16]

В качестве примера на рис. 4.10 представлены данные по изэнтропическому расширению меди для широкого диапазона исходных состояний ударного сжатия при давлениях до 1,4 ТПа. Переходя согласно соотношениям для волн разрежения от экспериментальных P - u -кривых к термодинамическим P - V -переменным, получаем, что в процессе расширения удалось охватить широкий диапазон параметров — четыре порядка по давлениям и два по плотности — от сильно сжатой металлической жидкости до квази-неидеальной больцмановской плазмы и металлического пара. Полученные данные использованы для построения широкодиапазонных полуэмпирических УРС [16].

4.2.2. Метод изобарического расширения

Обычные статические методы измерения теплофизических свойств материалов ограничиваются по температуре и давлению химической активности образца и прочностью сосуда высокого давления при высоких температурах. Верхние пределы обычно составляют ~ 2000 К и 0,2 ГПа.

Разработанный авторами [20] метод изобарического расширения на основе усовершенствованной установки для теплофизических измерений на расплавах металлов позволил поднять уровень давлений до 0,4 ГПа, а температуру до 8000 К. При этом плотность нагретого металла может быть примерно вдвое меньше плотности при нормальных условиях. Основной методики является нагрев током образца в форме стержня длиной ~ 25 мм и диаметром 1 мм в наполненной газом ячейке высокого давления при одновременном измерении подводимой энергии, объемного расширения и поверхностной температуры. Давление в ячейке измеряется манометром, имеющим верхний предел 0,7 ГПа, с точностью $\pm 0,5$ МПа. Объем образца составляет $\sim 0,1$ % объема газа в ячейке, поэтому даже двух- и трехкратное расширение образца происходит по существу изобарически, пока оно остается достаточно медленным, чтобы звуковые волны не могли реверберировать в газовом объеме. Инертный газ не только обеспечивает изобарическую среду, но и предотвращает химические реакции на поверхности и существенно расширяет диапазон температур исследуемых расплавов металлов, повышая их точку кипения.

Нагрев образца осуществляется путем быстрого ($t < 100$ мкс) разряда батареи конденсаторов через образец. При этом разряд должен быть достаточно быстрым, чтобы «столб» жидкого металла во время измерения оставался цилиндрическим, а импульс тока должен быть достаточно медленным ($t > 10$ мкс), чтобы состояние материала оставалось близким к равновесному и не возникало неравномерного нагрева из-за скин-эффекта. Применяемая в установке батарея конденсаторов позволяет запасать энергию до 60 кДж при 20 кВ. Через образец проходит ток ~ 30 кА. Этого тока достаточно для нагрева, например, тантала до жидкого состояния ($T = 3270$ К) примерно за 17 мкс.

Схема оптической диагностической системы [20] показана на рис. 4.11. Система состоит из трех частей и позволяет получать одновременно фотографию всего образца, регистрограмму изменения его диаметра и регистри-

ровать яркость поверхности на трех различных длинах волн. Весь образец фотографируется спустя 10 мкс после поджигания шунтирующего искрового разрядника.

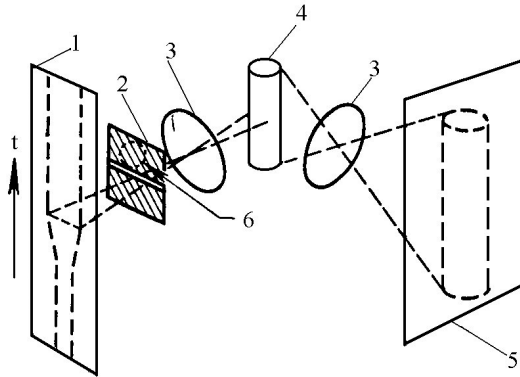


Рис. 4.11. Схема оптической системы: 1 — регистраграмма; 2 — щель; 3 — проекционная оптика; 4 — образец; 5 — теневая фотография; 6 — поле зрения пирометра

Объемное расширение измеряется при помощи двух систем теневой съемки с использованием лазерного излучения и узкополосных фильтров для устранения интенсивного собственного излучения образца. В одной системе применен рубиновый лазер с модулируемой добротностью, который дает импульс света длительностью 20 нс, освещающий образец сзади и позволяющий получать фотографию всего стержня в выбранный момент.

Другой канал наблюдения используется для динамической регистрации расширения проволоки. Подсветка в этом канале осуществляется при помощи аргонового лазера мощностью 1 Вт, работающего в непрерывном режиме на длине волны 514,5 нм. Для расширения лазерного пучка до его попадания на ячейку используется цилиндрическая линза. Тень от образца фокусируется на щель, которая отображается на фотокатод ЭОП. Перед ЭОП установлен полосовой (2 нм) интерференционный фильтр, отсекающий тепловое излучение образца и излучение рубинового лазера. Для получения хронограммы изменения диаметра в выбранном сечении образца применяется скоростной фоторегистратор. Если расширение образца является чисто радиальным, то отношение объемов $V(t)/V(0)$ равно квадрату отношения соответствующих диаметров. Одновременное получение снимков дает возможность убедиться в том, что объем образца перестает увеличиваться, когда ток выключается и диаметр образца остается однородным по длине.

Изображение образца, сформированное на щелевой диафрагме, используется для регистрации поверхностной температуры образца при помощи трехканального пирометра. Свет из области, указанной на рис. 4.11 в плоскости щели, передается через волоконные световоды на фильтры, центры полос пропускания которых соответствуют 450, 600 и 700 нм, а ширины полос у всех трех фильтров одинаковы и равны 50 нм. Наличие трех каналов обеспечивает возможность расчета температуры различными способами.

Так, для каждой спектральной области можно получить яркостную температуру, а по отношениям интенсивностей от двух каналов рассчитать независимо два значения цветовой температуры.

Измерение энтальпии основано на четырехзондовых измерениях тока и падения напряжения. Данные о временном ходе энтальпии можно связать затем с временным ходом температуры для определения удельной теплоемкости до 7000–8000 К. По изменению напряжения и тока во времени в сочетании с ходом изменения объема можно найти удельное электрическое сопротивление при указанных температурах.

Наиболее сомнительными в описанной методике, как отмечают сами авторы, являются данные измерения температуры. Трудности при этих измерениях могут быть вызваны аномальным нагревом поверхности образца в результате скин-эффекта, неизвестными излучательными способностями жидких металлов и непрозрачностью диффузионных пограничных слоев нагретого инертного газа и охлажденного плотного пара металла. Нежелательными являются также гидродинамические и магнитогидродинамические неустойчивости, наличие которых также может исказить результаты измерений.

Несмотря на эти трудности, метод изобарического расширения очень важен для получения термодинамической информации о свойствах металлов.

Эксперименты со взрывающимися проволочками проведены для Ta, Mo, U, Pb, W, V, Ir, Al и Cu. Обработка этих данных дала возможность найти зависимость плотности энтальпии (H) от температуры, а также наклоны кривых высокотемпературного плавления тугоплавких металлов.

На рис. 4.12 приведены результаты экспериментов [21] по электровзрыву урановых проволочек под давлением и свойства урана при нормальном давлении и их описание моделями твердых и мягких сфер [22]. Штриховые линии — статические данные.

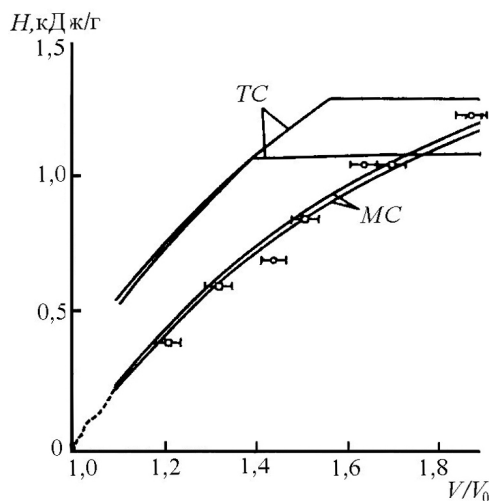


Рис. 4.12. Опыты по электровзрыву урановых проволочек под давлением [21] и их описание моделями твердых (ТС) и мягких (МС) сфер [22]. Штриховые линии — статические данные.

4.2.3. Регистрация ударно-индуцированного испарения с использованием лазерной интерферометрии

Метод исследования процессов испарения при расширении предварительно ударно-сжатых металлов с применением лазерного интерферометра подробно изложен в [23, 24]. Экспериментальное устройство, используемое для этих целей, представлено на рис. 4.13. Двухступенчатая легкогазовая пушка разгоняет танталовый ударник, который при ударе по тонкой мишени создает в ней плоскую ударную волну. Скорость ударника и материал мишени выбираются из условия возможности реализации частичного испарения вещества мишени в центрированной волне расширения, образующейся при выходе ударной волны на свободную поверхность. Продукты испарения распространяются в вакуумированный (50 мторр) зазор и тормозятся об интерферометрический датчик, состоящий из тонкого алюминиевого демпфера, наложенного на окно из монокристалла LiF.

Запись истории изменения скорости контактной границы между алюминиевым демпфером и прозрачным окном осуществляется лазерным интерферометром.

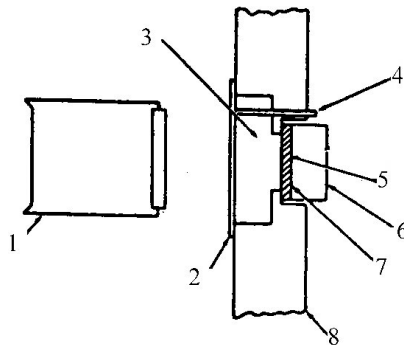


Рис. 4.13. Устройство для исследования процессов испарения в волне расширения: 1 — снаряд с ударником из тантала; 2 — фольга из исследуемого металла; 3 — вакуумный зазор; 4 — алюминиевое кольцо; 5 — алюминиевый демпфер; 6 — окно из LiF; 7 — лазерные лучи; 8 — электрические пусковые контакты

Хотя в таких оригинальных экспериментах параметры УРС непосредственно не определяются, сравнение одномерных расчетов с использованием газодинамических программ и различных версий многофазных УРС с экспериментальными данными позволяет оценить степень достоверности УРС и согласовать его основные параметры.

На рис. 4.14 приведены экспериментальные профили массовых скоростей, полученных в опытах со свинцом и кадмием [23].

Согласно расчетам в экспериментах доля испаренного вещества при вхождении изэнтроп свинца и кадмия в область существования жидкость — пар составляет $\sim 9\%$ (рис. 4.14 *a, в*). В обоих случаях характерным является наличие начальных пиков массовой скорости, соответствующих удару парожидкостных продуктов расширения об алюминиевый демпфер. Затем следуют спад и второй пик подъема массовой скорости, связанный с ударом

танталовой пластины по демпферу. Численные расчеты показывают, что в ударнике может образоваться откольный слой, вследствие чего на графиках появляется третий пик скорости. Видно, что расчетные профили скоростей хорошо согласуются с экспериментальными.

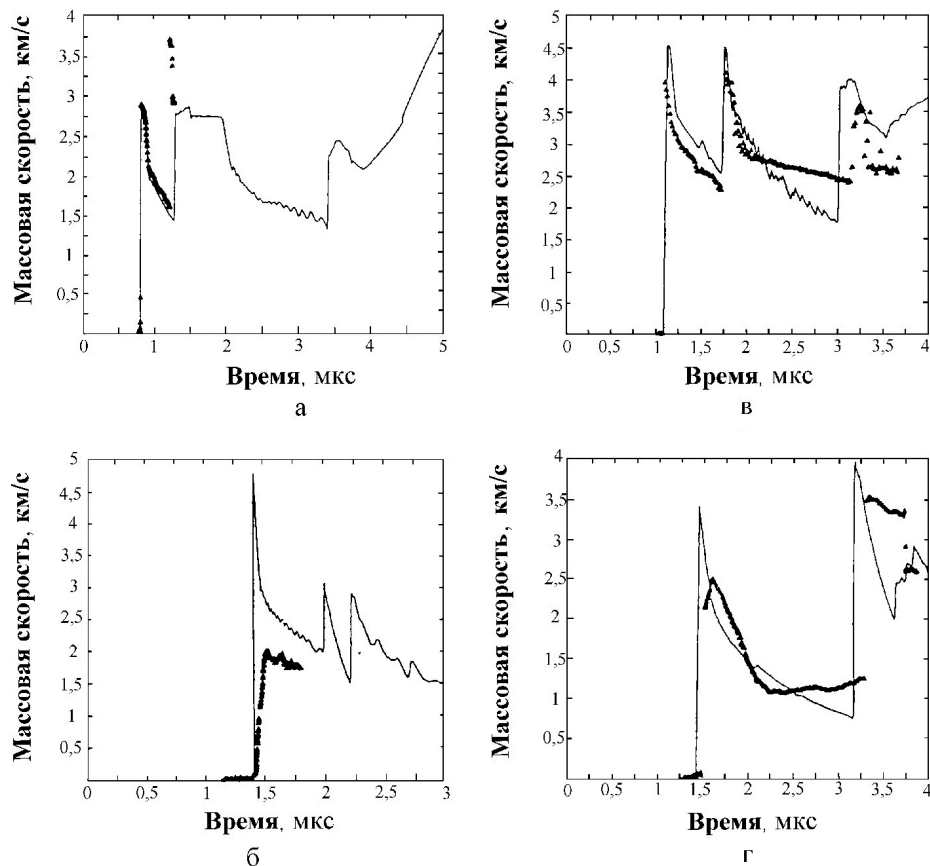


Рис. 4.14. Сравнение экспериментальных скоростей торможения продуктов испарения с расчетными: а, б — Pb; в, г — Cd. Верхние два графика соответствуют 9%-ной концентрации пара, нижние — 35%-ной. (— — расчет; ▲ — эксперимент)

Иная ситуация наблюдается при более высоких концентрациях пара, образующегося в процессе расширения образцов из состояний с большими давлениями (рис. 4.14 б, г). Здесь имеется значительное расхождение между результатами экспериментов и расчетов, особенно это заметно для свинца. Причем результаты хорошо воспроизводятся при одинаковой постановке экспериментов. Для разрешения противоречий между экспериментальными данными и численными расчетами при высоких степенях испарения требуется, как считают авторы метода [23, 24], развитие смесевых моделей для описания течения жидкости и пара, и есть уверенность в том, что этот метод будет хорошим средством контроля достоверности моделей УРС и используемых газодинамических программ.

4.2.4. Регистрация структуры центрированных волн разрежения

Применение метода преград для получения точной информации об изэнтропическом расширении вещества связано с проведением большого количества взрывных экспериментов. В диапазоне сравнительно небольших давлений эти сведения можно получить в одном опыте, используя внутренние методы регистрации массовой скорости или давления (электромагнитные и манганиновые датчики).

Регистрация электромагнитным методом профиля массовой скорости или манганиновым датчиком профиля давления дает возможность установить связь между термодинамическими параметрами (P , V , E) разгружающегося вещества.

В простой волне разрежения массовая скорость, скорость звука, давление и плотность однозначно связаны между собой. Для центрированной волны, граничащей с областью постоянного течения, эти связи наиболее просты. Из условия постоянства одного из вариантов Римана и простого вида другого семейства характеристик сразу же следует, что достаточно знания какой-либо одной из величин u , P , ρ , c на линии, пересекающей веер характеристик, чтобы определить все другие величины, а следовательно, получить интересующую нас связь $P(\rho)$.

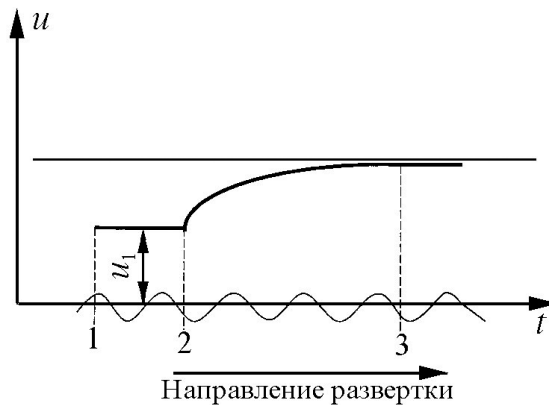


Рис. 4.15. Осциллографическая запись массовой скорости за фронтом ударной волны (1–2) и в волне разрежения (2–3)

Рассмотрим способ перехода к термодинамическим параметрам изэнтропы расширения на примере записи профиля массовой скорости в волне разгрузки, полученной электромагнитным датчиком. На рис. 4.15 воспроизведена из [25] осциллографическая запись массовой скорости электромагнитным датчиком, установленным в образце из тефлона. Центрированная волна разрежения сформировалась при выходе ударной волны амплитудой 12,2 ГПа на свободную поверхность образца. Диаграмма движения ударной волны и волны разрежения в x - t -координатах идентична приведенной на рис. 4.20. Траектория датчика находится интегрированием профиля

скорости: $x = x_0 + u_1(t_2 - t_1) + \int_{t_2}^{t_3} u dt$. В предположении автомодельности волны разрежения координаты пересечения характеристик с траекторией датчика дают возможность определить $c = \frac{x - x_1}{t - t_1} + u\left(\frac{x}{t}\right)$ и тем самым найти зависимость скорости звука от массовой скорости. Изменение плотности находится из условия постоянства 1-го инварианта Римана: $u + \int \frac{cd\rho}{\rho} = \text{const}$, откуда интегрированием определяется $\rho(u) = \rho_1 \exp \int_{u_1}^u \frac{du}{c(u)}$. После этих операций зависимость $P(\rho)$ находится в параметрическом виде из выражения $P(u) = \int_u^{u_1} \rho(u)c(u)du$. Ограниченность использования внутренних методов для определения термодинамических параметров в волне разгрузки связана с малыми давлениями и невысокими температурами, пока проводимостью сжатого ударной волной вещества можно пренебречь. Для проводящих сред электромагнитный метод вообще не пригоден. Регистрация профиля волн разрежения манганиновыми датчиками дает хорошие результаты для металлов до давлений 35 ГПа, поскольку выше этих давлений нарушается целостность изоляции датчиков, а увеличение толщины изоляции существенно ухудшает временное разрешение датчика. С этой точки зрения большими достоинствами обладает метод преград.

4.3. СКОРОСТЬ ЗВУКА В УДАРНО-СЖАТОМ ВЕЩЕСТВЕ

Скоростью звука за ФУВ $c = V \left(-\frac{\partial P}{\partial V} \right)^{\frac{1}{2}}$ определяется наклон адиабаты Пуассона, проходящей через точку P, V на ударной адиабате, т. е. она определяет начальное поведение сжатого вещества при разгрузке и в слабой волне повторного ударного сжатия. Скорость звука используется для калибровки УРС вещества.

На фронте ударной волны $u + c > D$, т. е. возмущения, возникающие за ФУВ, могут догонять фронт и ослаблять его. В связи с этим знание скорости звука необходимо для правильной постановки ударно-волновых экспериментов. Измерение продольной упругой и объемной скоростей звука за ФУВ в зависимости от ее амплитуды дает возможность зарегистрировать плавление непрозрачного твердого вещества при ударно-волновом нагружении (раздел 5.3). Наконец, скорость звука в твердом веществе при высоких давлениях представляет интерес для ряда проблем геофизики.

Первые методы регистрации скорости звука за фронтом мощных ударных волн разработаны в период с 1948 по 1958 г. Они получили название методов «боковой» и «догоняющей» разгрузок [26]. Оба метода основаны на регистрации перемещения головы волны разрежения в ударно-сжатом веществе.

4.3.1. Метод боковой разгрузки

Схема проведения экспериментов по этому методу, разработанному в России авторами [26], представлена на рис. 4.16. Источником волн разгрузки является место контакта боковой поверхности цилиндрического образца с поверхностью экрана. Рассмотрим два положения ФУВ в моменты времени t и $t + \Delta t$. Пусть точка 0 отделяет разгруженную часть фронта от неразгруженной. За время Δt ударный фронт переместится на расстояние $D\Delta t$, а частицы металла, находившиеся первоначально в точке 0 , сдвинутся вслед за фронтом на отрезок $u\Delta t$. За то же время Δt волнами разгрузки будет охвачена сфера радиусом $c\Delta t$ с центром в 0_1 . Поскольку движение волны разгрузки, возникающей при обтекании ударной волной внутреннего угла, автомодельно, траектория граничной точки представляет прямую линию, образующую с направлением распространения ударной волны постоянный угол разгрузки α . К моменту выхода ударной волны на торец цилиндра волны расширения охватывают периферическую зону шириной $\frac{d-d^*}{2} = htg\alpha$.

Из геометрических пояснений рис. 4.16 легко получить выражение для скорости звука

$$c = D \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha + \left(\frac{D-u}{D} \right)^2}.$$

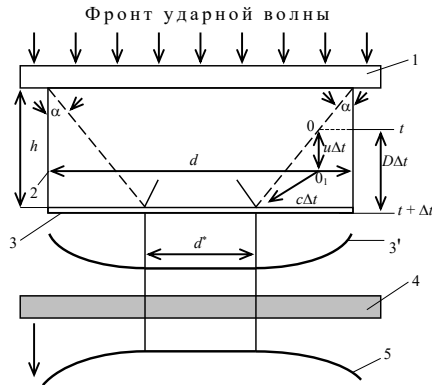


Рис. 4.16. Схема метода боковой разгрузки: 1 — экран; 2 — образец; 3 — тонкий слой легкого вещества, отлетающий от поверхности исследуемого вещества; 3' — тот же слой в полете; 4 — преграда из прозрачного плексигласа; 5 — схема фотохронограммы, регистрирующей разновременность удара слоя по плексигласовой преграде; h , d — высота и диаметр образца; d^* — диаметр неразгруженной части образца

Таким образом, при известных параметрах ударной волны D и u для измерения скорости звука необходимо экспериментально определить размер неразгруженного участка d^* и по нему найти тангенс угла разгрузки α . Экспериментально границу неразгруженной области образца находят по изменению скорости движения его свободной поверхности, фиксируя моменты

ее подлета к плексигласовой пластине, установленной на некотором расстоянии от образца. Фактически это сводится к регистрации фотохронографом разновременности удара по прозрачной преграде из плексигласа отлетающего тонкого слоя, предварительно нанесенного на образец. Этим методом авторами [26] обнаружена система волн, распространяющихся со скоростями, превышающими изэнтропическую скорость звуковых волн объемного сжатия. В [26] они интерпретированы как волны, характеризующие упругую стадию расширения сжатого вещества. По несколько разгруженному упругой волной образцу бежит пластическая волна с меньшей скоростью. Скорость пластической волны представляет основной интерес, поскольку с этой скоростью распространяются возмущения, значительно ослабляющие ФУВ. Существование упругих волн разрежения сильно затрудняет в постановке опытов рис. 4.16 точное определение по фотохронограммам границы пластической волны. По этой причине метод боковой разгрузки широкого применения не нашел.

4.3.2. Метод догоняющей разгрузки

Метод [26] основан на регистрации затухания ударной волны, создаваемой в мишени ударом тонкой пластины, движущейся со скоростью W_y . Происходящие при этом волновые процессы изображены в плоскости путь (x) — время (t) на рис. 4.17. Для простоты рассмотрим случай, когда ударник и мишень изготовлены из одного материала.

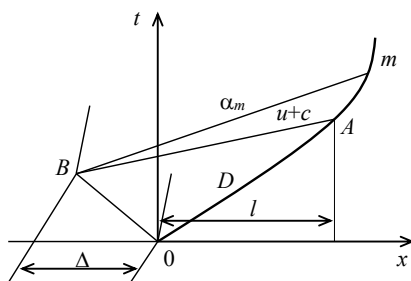


Рис. 4.17. x - t -диаграмма удара тонкой пластины по мишени. $0Am$ — траектория ударной волны в мишени; B — полюс центрированной волны разрежения; A — начало затухания ударной волны

От точки соударения 0 по обоим телам распространяются ударные волны $0A$ и $0B$, а поскольку удар симметричный, то $u = W_y/2$. При выходе ударной волны на тыльную сторону пластины в точке B формируется центрированная волна разрежения, передняя характеристика которой распространяется по веществу со скоростью $u + c > D$, догоняя ФУВ в точке A . С этого момента амплитуда ударной волны ослабляется и траектория фронта начинает изгибаться. Из диаграммы легко получить связь скорости звука в исследуемом веществе с параметрами ударной волны, толщиной ударника Δ и расстоянием l , на котором происходит выход первой характеристики на траекторию фронта:

$$c = (D-u) \frac{l+\Delta}{l-\Delta}.$$

Из этого соотношения видно, что при известных кинематических параметрах ударной волны задача нахождения скорости звука сводится к определению расстояния начала затухания волны l . Это расстояние определяется либо с помощью электроконтактной методики, как это осуществлялось в [26], либо оптическим методом с использованием прозрачных индикаторных сред, подробное изложение которого содержится в следующем разделе.

Из-за наличия опережающей волны упругой разгрузки определение расстояния l начала затухания ударной волны связано с заметной экспериментальной погрешностью. В связи с этим, как показано в [26], целесообразно фиксировать время t_m прихода ударной волны в заданную точку m , которая заведомо расположена на искривленном участке траектории ударной волны. По координатам точки m находится наклон характеристики $\alpha_m = u_m + c_m$. Если в этой же точке измерить массовую скорость u_m , то из наклона α_m характеристики определяется c_m . В этом случае связь скорости звука с параметрами ударной волны в неразгруженной области и координатами точки m будет иметь вид

$$c_m = \frac{x_m + (2-\sigma) - \Delta/\sigma}{Dt_m - \Delta} D - u_m, \text{ где } \sigma = \frac{D}{D-u}.$$

Таким образом, в методе догоняющей разгрузки измерение скорости звука сводится к экспериментальному определению в x - t -координатах траектории ФУВ в стадии заметного ослабления и измерению массовой скорости в одной или нескольких точках этой траектории.

Не вызывает принципиальных трудностей интерпретация опытов по соударению пластин из разных материалов, хотя x - t -диаграмма несколько усложняется из-за образования контактного разрыва, при прохождении которого α -характеристики преломляются. При этом для ударника должна быть известна не только ударная адиабата, но и связь между массовой скоростью и скоростью звука в изэнтропической волне разрежения.

4.3.3. Индикаторный метод измерения скорости звука

Значительным прогрессом в измерении скорости звука методом догоняющей разгрузки явилось использование излучения ФУВ в прозрачных средах как датчика давления и регистратора временных интервалов. На такую возможность в изначально прозрачных веществах указывалось еще в работе Кормера с сотрудниками [27]: «В условиях, когда вещество за фронтом ударной волны характеризуется большим коэффициентом поглощения, спад свечения может служить для измерения скорости распространения звуковых возмущений методом догоняющей разгрузки». Однако экспериментально эта идея была реализована [28] американскими исследователями из Лос-Аламосской лаборатории пятнадцатью годами позже.

Основное достоинство метода заключается в его высокой чувствительности, поскольку здесь используется сильная зависимость интенсивности

теплового излучения, вызванного сжатием вещества в ударной волне, от амплитуды давления. При измерении во всем спектральном диапазоне зависимость энергии полного излучения черного тела (M) от температуры описывается уравнением Стефана — Больцмана $M = \sigma T^4$, где σ — постоянная величина. Из экспериментов известно, что для многих веществ зависимость температуры от давления ударного сжатия близка к линейной. Следовательно, интенсивность теплового излучения пропорциональна четвертой степени давления, т. е. незначительное изменение давления на ФУВ вызывает существенное изменение регистрируемого фотоприемником сигнала, соответствующего энергии излучения.

В предложенном авторами [28] методе измерения скорости звука волны разрежения создаются обычным способом — посредством удара быстро летящей тонкой пластины по мишени. Определение толщины мишени l , на которой волна разрежения, образованная на тыльной стороне ударника, догоняет ФУВ, осуществляется с помощью оптических индикаторов. Если на мишень толщиной x , которая меньше l , поместить индикатор, то до момента прихода на ударный фронт первой характеристики волны разрежения в индикаторе будет фиксироваться постоянная интенсивность излучения, которая затем начнет спадать. В зависимости от соотношения динамических импедансов индикатора и мишени от контактной границы назад могут отражаться либо ударная волна, либо волна разрежения. При взаимодействии этих волн с догоняющей волной разрежения скорость последней может увеличиться или уменьшиться. Однако проведенный в [28, 29] анализ показывает, что в случае отражения от индикатора как ударной волны, так и волны разрежения зависимость временного интервала между появлением излучения постоянной интенсивности и началом его спада является линейно убывающей функцией толщины мишени. Следовательно, проводя измерения при различных толщинах мишени и экстраполируя зависимость $\Delta t = f(x)$ к нулю, получаем толщину, при которой волна разрежения догоняет ударную волну как раз на поверхности мишени. Если мишень изготовить в форме ступенчатого клина и покрыть его слоем прозрачного индикатора, то зависимость $\Delta t = f(x)$ и, следовательно, искомую толщину мишени l можно определить в одном эксперименте.

Рис. 4.18 иллюстрирует схему опыта и заимствованную из [28] x - t -диаграмму в лагранжевых координатах для определения толщины l с использованием оптического индикатора. В приведенной схеме клинообразная мишень имеет три ступени (их можно делать и больше). Если ограничиться рассмотрением передней характеристики, то легко получить, что местная (лагранжева) скорость волны разрежения определяется выражением $c^L = D \frac{l + \Delta}{l - \Delta}$. Скорость звука в мишени, подвергнутой ударному сжатию, будет определяться выражением, которое получено в предыдущем разделе,

$$c = c^L \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right) = (D - u) \cdot \frac{l + \Delta}{l - \Delta}.$$

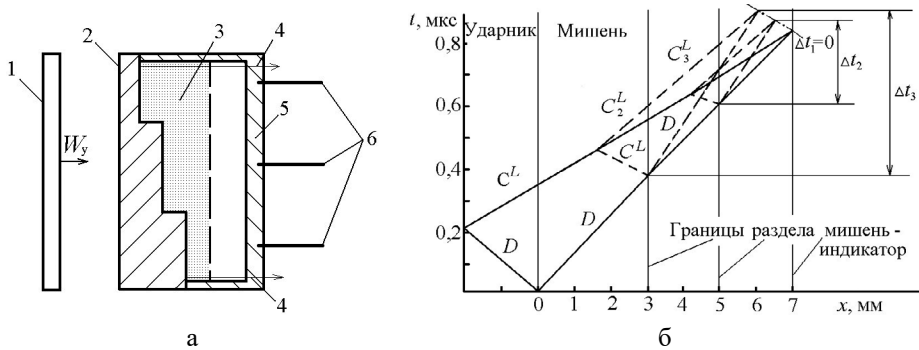


Рис. 4.18. Схема (а) и x - t -диаграмма (б) эксперимента по измерению скорости звука с помощью оптического индикатора: 1 — ударник; 2 — мишень; 3 — жидкий индикатор; 4 — электроконтакты; 5 — держатель световодов; 6 — световоды

Сплошные линии на x - t -диаграмме представляют ударные волны и волну разрежения, созданные в результате соударения алюминиевой пластины толщиной 2 мм с мишенью из того же материала. Идущие налево характеристики C^L обусловлены отражением ударной волны от поверхностей раздела мишень — индикатор и соответствуют случаю, когда акустическая жесткость индикатора меньше жесткости вещества мишени. Пунктирные линии, обозначенные D , C_2^L и C_3^L , соответствуют ударным волнам и передним характеристикам волн разрежения в индикаторе. Штрих-пунктирная линия соединяет точки догона ударных волн в индикаторе волнами разрежения. Как видно из рис. 4.18, если бы индикатора в системе не было, то волна разрежения догнала бы ударную волну на расстоянии 7 мм от исходной поверхности соударения. Из приведенной x - t -диаграммы следует, что для ее построения необходимы данные по ударным адиабатам индикаторов и зависимостям для них скоростей звука от давления или массовой скорости.

На рис. 4.19 приведены из [30] две типичные осциллограммы опыта по измерению скорости звука в четырехступенчатом образце церия при его нагружении давлением 96 ГПа. Стрелками отмечены моменты входа ударной волны в индикаторную жидкость (карбогал) (t_1) и «догон» (t_2) волной разрежения фронта ударной волны.

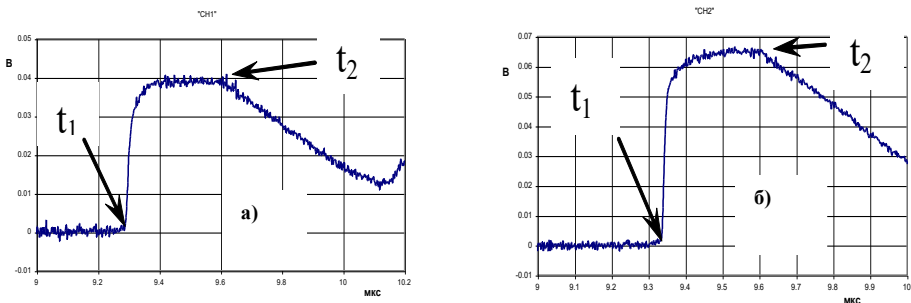


Рис. 4.19. Осциллограммы излучения фронта ударной волны в карбогале за ступеньками церия, имеющими толщины: а) 1,99 мм; б) 2,27 мм

Если в эксперименте в качестве мишени используется сам индикатор, то процедура определения скорости звука в нем значительно упрощается. На рис. 4.20 приведены типичная фотохронограмма излучения фронта ударной волны в жидком аргоне, который можно рассматривать как индикатор, и ее денситограмма почернения, полученные в [31]. Ударная волна в жидкий аргон транслировалась через металлический экран после удара по нему тонкой пластины.

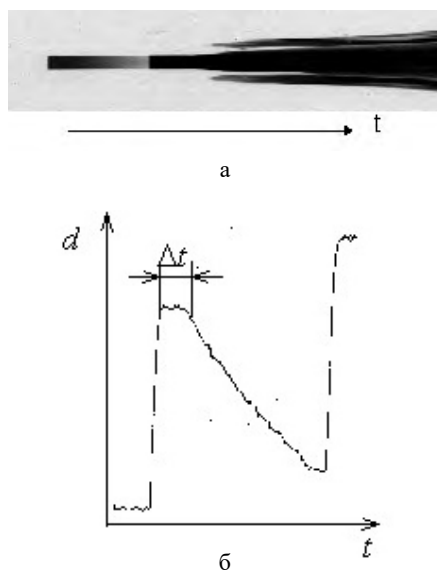


Рис. 4.20. Фотохронограмма эксперимента (а) и денситограмма почернения пленки (б)

Из денситограммы видно, что через время Δt после выхода ударной волны в сжиженный газ регистрируется спад интенсивности излучения, который связан с приходом волны разгрузки. Второй подъем интенсивности свечения соответствует выходу ударной волны в атмосферный воздух. Значения Δt находятся непосредственно из результатов фотометрирования пленки. Дальнейшая процедура определения скорости звука в жидком газе сводится к построению $x-t$ -диаграммы эксперимента. Для этого должны быть известны толщины ударника и мишени, параметры ударного сжатия и скорости звука в них и, наконец, параметры ударной волны в исследуемом веществе. Скорость звука в газе связана с наклоном ударной адиабаты и коэффициентом Грюнайзена выражением [13]:

$$c^2 = -V^2 \left(\frac{dP_H}{dV} \right) \left[1 - \left(\frac{\Gamma}{V} \right) \frac{(V_0 - V)}{2} \right] + V^2 \left[\left(\frac{\Gamma}{V} \right) (P_H - P_0) \right] / 2 + \\ + V^2 (P - P_H) \left[\left(\frac{\Gamma}{V} \right) + d \ln \left(\frac{\Gamma}{V} \right) / V \right].$$

Первые два члена в этом выражении описывают скорость звука на адиабате Гюгонио, а последний — зависимость скорости звука от давления на изэнтропе по мере ее отхода от адиабаты Гюгонио.

Если скорость звука и ударная адиабата вещества определены в независимых экспериментах, то это выражение можно использовать для определения коэффициента Грюнайзена. Действительно, при $P = P_H$ имеем:

$$c^2 = -V^2 \left(\frac{dP_H}{dV} \right) \left[1 - \left(\frac{\Gamma}{V} \right) \frac{(V_0 - V)}{2} \right] + V^2 \left[\left(\frac{\Gamma}{V} \right) (P_H - P_0) \right] / 2$$

и

$$\Gamma = 2 \left[c^2 + V \left(\frac{dP}{dV} \right) \right] / V \left[\left(\frac{dP}{dV} \right) (V_0 - V) / 2 + \frac{P}{2} \right].$$

В случае использования в УРС Ми — Грюнайзена аналитической зависимости для кривой холодного сжатия в виде $P_x(\delta) = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} (\delta^n - 1)$ для изэнтропической скорости звука c в ударно-сжатом состоянии получим выражение $c_1 = \sqrt{c_0 \sigma_1^{n-1} + \Gamma(\Gamma+1) C_V T_1}$.

В качестве индикаторов можно использовать многие материалы. Основные требования к материалу индикатора связаны с прозрачностью, испусканием излучения в функции давления в ударной волне с очень малой шириной фронта, возможностью согласования с исследуемым материалом по акустической жесткости. Во многом этим требованиям удовлетворяют жидкие галогенпроизводные метана. К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальной информации по их характеристикам и поведению в условиях ударного сжатия, которая позволяет целенаправленно использовать жидкие индикаторы при исследованиях ударных и детонационных волн в конденсированных веществах. Следует также отметить, что жидкие индикаторы имеют два преимущества перед твердыми: во-первых, они легко позволяют получать идеальную границу раздела с мишенью и, во-вторых, не возникает осложнений, связанных с влиянием упругопластических течений в индикаторе. Приведем некоторые характеристики этих веществ.

Бромформ. Прозрачная жидкость с плотностью $\rho_0 = 2,89$ г/см³ и скоростью звука $c = 0,928$ км/с при $t = 20$ °С. Экспериментальное определение ударной адиабаты приведено во многих работах. Наиболее полно имеющаяся информация при математической обработке использована в [32]. По [32] зависимость скорости ударной волны от массовой скорости имеет вид D [км/с] = $1,116 + 1,548u - 0,0183u^2$.

При обработке имеющихся данных по скоростям звука в диапазоне массовых скоростей $u = 1,5-6,5$ км/с получена следующая зависимость [32]:

$$c$$
 [км/с] = $1,95 + 1,289u - 0,027u^2$.

Зависимость температуры ФУВ можно представить в виде [31]:

$$T [\text{кК}] = 0,293 + 0,424u + 0,4469u^2.$$

Четыреххлористый углерод. Начальная плотность $\rho_0 = 1,585 \text{ г/см}^3$. По [29] скорость звука $c = 0,917 + 0,302P - 2,19 \times 10^{-3}P^2$ в диапазоне давлений от 13 до 20 ГПа. Зависимость D от u по [33] имеет вид:

$$D = 0,94 + 2u - 0,1u^2/0,94.$$

Среди других галогенпроизводных метана представляют интерес хлороформ, дихлорметан, дибромметан и диiodметан [29].

4.3.4. Измерение скорости звука внутренними датчиками

В работах [34, 35] для определения скорости звука в ударно-сжатых диэлектриках использовались электромагнитные и манганиновые датчики. $x-t$ -диаграмма, иллюстрирующая характерную постановку эксперимента с использованием внутренних датчиков лагранжева типа, приведена на рис. 4.21.

Максимальная скорость распространения волны разгрузки по исследуемому ударно-сжатому веществу вычисляется с помощью выражения

$$c_1 = u_1 + [L - u(\Delta t_1 + \Delta t_2)] / (\Delta t_1 + \Delta t_2) = \frac{L}{\sigma \Delta t_2},$$

где L — толщина образца от датчика до свободной поверхности; D_1 и u_1 — характеристики ударной волны; Δt_1 — время прохождения ударной волны по образцу от датчика до электроконтакта, установленного на свободной поверхности образца; Δt_2 — интервал времени от замыкания электроконтакта до момента прихода волны разрежения к внутреннему датчику; σ — сжатие образца в ударной волне.

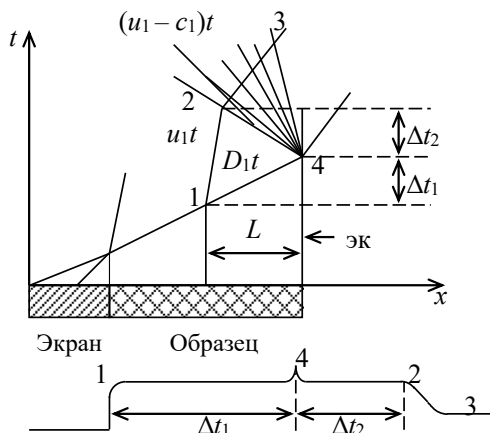


Рис. 4.21. $x-t$ -диаграмма волновых процессов при использовании внутренних датчиков: 1, 4 — ударная волна; 2, 3, 4 — волна разрежения; ЭК — электроконтакт

На рис. 4.22 представлены экспериментальные результаты измерений скорости звука в церии в зависимости от давления [30], полученные методами индикаторной жидкости и манганинового датчика. Из рис. 4.22 видна взаимная согласованность между расчетом и объемными скоростями звука, определенными в динамических экспериментах.

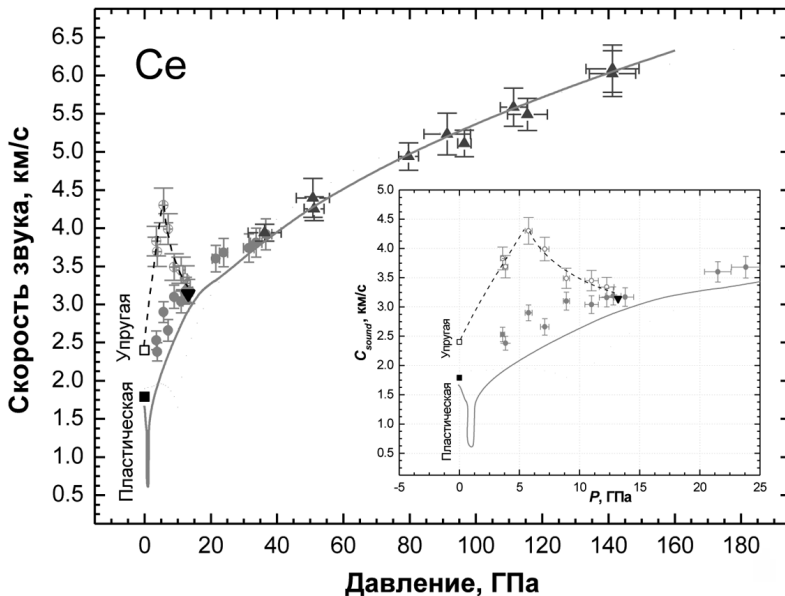


Рис. 4.22. Зависимость скорости звука в церии от давления [30]

Из совместного анализа экспериментальных данных по скоростям звука, полученных оптическим методом и методом манганинового датчика, следует, что при давлениях на ударной адиабате церия более 13 ГПа зарегистрирована одноволновая структура волны разрежения, что свидетельствует о том, что церий находится в расплавленном состоянии.

4.3.5. Измерение скорости звука с использованием лазерных интерферометрических систем

При использовании лазерных диагностических систем наиболее часто применяют методы, получившие названия прямого и фронтального удара [36–38]. Они отличаются тем, что в первом случае ударная волна в исследуемом образце создается при ударе ударника по образцу, а во втором ударом самого образца по оконному материалу. Остановимся на них более подробно.

Метод прямого удара (Forward-impact method). Редакция опыта приведена на рис. 4.23 а. Она включает в себя ударник, образец, окно из фторида лития или сапфира, электроконтактные датчики для регистрации скорости и симметрии движения ударника. Основные особенности метода с использованием диагностики VISAR показаны на рис. 4.23 б в виде $x-t$ -диаграммы

волновых процессов в лагранжевых координатах. Ударник генерирует ударные волны, распространяющиеся по ударнику и образцу, которые в зависимости от амплитуды давления и свойств материала могут сопровождаться упругими предвестниками. При выходе ударной волны на тыльную сторону ударника формируются волны разгрузки, показанные на рис. 4.23 б веером характеристик, представляющих упругий предвестник, «голову» и «хвост» пластической волны разгрузки. Если в качестве ударника и образца используются разные материалы, характеристики будут искривляться на границе ударник — образец. Ударная волна достигает границы образец — окно за время t_1 и регистрируется системой VISAR. Поскольку на контактной границе выполняется равенство импедансов, назад в образец будет распространяться волна разрежения, которая при взаимодействии с встречной волной разрежения приведет к возмущениям, регистрируемым на границе образец — окно в момент времени t_2 . Как видно из рис. 4.23 б, интерпретация экспериментов с использованием метода прямого удара усложнена волновым взаимодействием, которое происходит внутри образца. Приведем конечное выражение для лагранжевой скорости звука, полученное в [37] из анализа x - t -диаграммы.

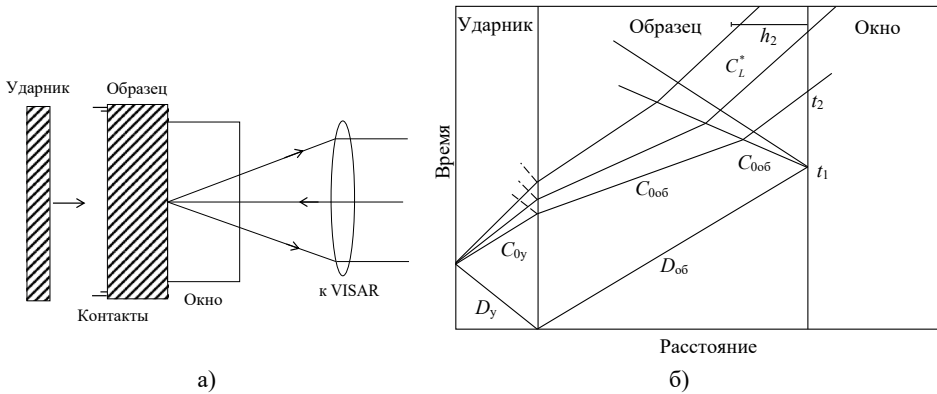


Рис. 4.23. а) постановка эксперимента методом прямого удара; б) x - t -диаграмма в лагранжевых координатах

$$C_{Lоб} = \frac{a - h_1 - h_2}{t_2 - \frac{h_2}{C_L^*} - \frac{\Delta_y + h_1}{D_{1y}} - b}, \quad (4.3)$$

где Δ_y — толщина ударника; D_{1y} — начальная скорость волны нагружения (скорость ударной волны или скорость предвестника) в ударнике, h_1 — определяется из выражения

$$h_1 = \Delta_y \left(\frac{C_{0y} - D_y}{C_{0y} + D_y} \right), \quad (4.4)$$

где C_{0y} — упругая скорость в ударнике. Отметим, что $h_1 = 0$, если $D_y \geq C_{0y}$.

Для симметричного удара $a = \Delta_y + \Delta_{об}$, а $b = 0$. Для несимметричного удара $a = \Delta_{об}$, а $b = \frac{(\Delta_y - h_1)}{C_{Ly}}$, где C_{Ly} — лагранжева скорость звука в ударнике.

Время t_2 находится либо из выражения

$$t_2 = \Delta t_{SR} + \frac{\Delta_{об}}{D_{об}}, \quad (4.5)$$

либо из

$$t_2 = \Delta t_{PR} + \frac{\Delta_{об}}{C_{об}}, \quad (4.6)$$

где Δt_{SR} — разница во времени прихода ударной волны и волны разрежения, а Δt_{PR} — разница прихода между упругим предвестником и волной разгрузки, $C_{об}$ — упругая скорость звука в образце.

Протяженность области взаимодействия h_2 определяется точкой, где пересекаются встречные волны разрежения

$$h_2 = \frac{C_{Loб}}{2} \left[\Delta_y \left(\frac{1}{C_y} + \frac{1}{D_y} \right) + \Delta_{об} \left(\frac{1}{C_{Loб}} - \frac{1}{D_{об}} \right) + h_1 \left(\frac{1}{D_y} - \frac{1}{C_y} \right) \right]. \quad (4.7)$$

Средняя скорость в области взаимодействия C_L^* берется равной объемной лагранжевой скорости звука при соответствующем этой области давлении.

Уравнения (4.3)–(4.7) образуют связанную систему, которая решается методом итераций.

Протяженность области взаимодействия h_2 в типичных опытах составляет около четверти толщины образца. Если не учитывать область взаимодействия волн, то это приведет к заниженной приблизительно на 5 % измеренной скорости звука. Лагранжева и эйлерова скорости звука связаны соотношением $C_L = \frac{\rho}{\rho_0} C_э$.

Метод фронтального удара. В отличие от первого в английском названии второго метода существуют разные варианты (**reverse-impact method** [36, 37], **front surface impact** [38], **direct-reverse impact technique** [40]). В дальнейшем будем использовать название, связанное с ударом фронтальной (передней) поверхности образца по окну. В редакции экспериментов, представленной на рис. 4.24 а, исключено взаимодействие волн в образце. Здесь сам образец используется в качестве ударника. В основном применяются два варианта редакций опытов, в одном из которых используется наклеенный на окно из фторида лития или сапфира тонкий буфер, в другом варианте буфера нет. Чаще всего в качестве буфера используют алюминиевые пластинки. На рис. 4.24 а рассмотрен более сложный вариант с буфером. Соответствующая лагранжева x - t -диаграмма представлена на рис. 4.24 б.

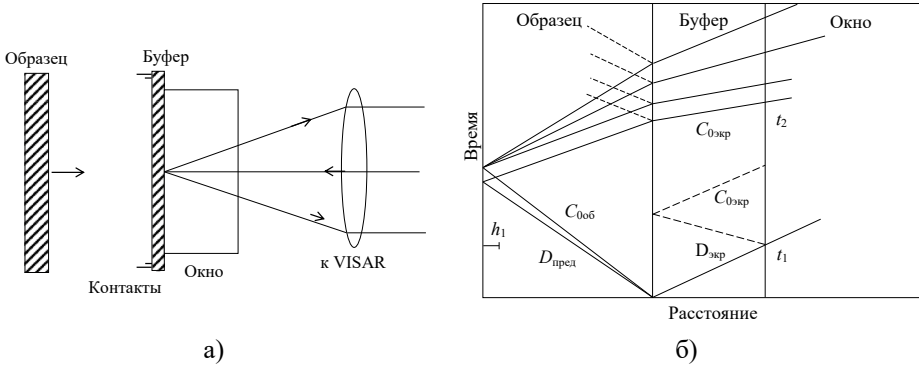


Рис. 4.24. а) постановка эксперимента методом фронтального удара; б) x - t -диаграмма в лагранжевых координатах

В момент времени $t = 0$ при соударении образца с буфером формируются ударные волны, распространяющиеся в противоположные стороны. При выходе волны на границу буфер — окно в момент t_1 возникает слабое возмущение, поскольку импедансы алюминия и LiF отличаются не более чем на 5%. В буфер отразится слабая волна разрежения, которая на границе с образцом, находящемся в напряженном состоянии, сформируется в слабую ударную волну повторного сжатия, время выхода которой на границу с окном обозначено как t_2 . С другой стороны выходы предвестника и пластической ударной волны на тыльную сторону ударника-образца сформируют отраженную волну разрежения, первая характеристика которой достигнет границы фольги с окном в момент времени t_3 . Из анализа x - t -диаграммы рис. 4.24 б следует следующее выражение начальной лагранжевой скорости звука:

$$C_L = \frac{\Delta_{об} - h_1}{\Delta t + \frac{\Delta_б}{D_б} - \frac{\Delta_{об} + h_1}{C_{0об}} - \frac{\Delta_б}{C_б}}, \quad (4.8)$$

где $\Delta_{об}$ и $\Delta_б$ — толщины образца и буфера; $D_б$ и $C_{Lб}$ — скорость ударной волны и скорость звука в буфере; $\Delta t = t_3 - t_1$; h_1 — ширина области взаимодействия между отраженным предвестником и ударной волной с тыльной стороны образца, которая находится из выражения $h_1 = \Delta_{об} \left(\frac{C_{0об} - D_{об}}{C_{0об} + D_{об}} \right)$, при этом $h_1 = 0$, если $D_{об} > C_{0об}$.

В случае, если в ударнике нет расщепления ударной волны и отсутствует буфер на окне, выражение (4.8) значительно упрощается и приобретает в эйлеровой системе следующий вид:

$$C_3 = \frac{\Delta_y}{\sigma \cdot \left(t_2 - t_1 - \frac{\Delta_y}{D} \right)}, \quad (4.9)$$

где σ — сжатие, t_1 — время входа ударной волны в окно, t_2 — время прихода волны разрежения на контактную границу образец — окно, D — скорость ударной волны в образце, Δ_y — толщина ударника.

В другом случае, P - u - и x - t -диаграммы которого представлены на рис. 4.25, буфер отсутствует, но ударная волна расщепляется, при этом выражение для скорости звука имеет вид (4.10) [38]:

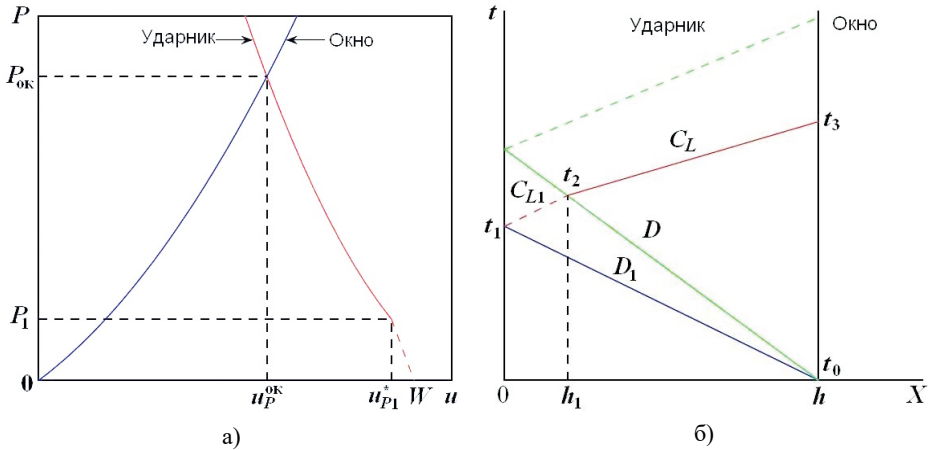


Рис. 4.25. Метод фронтального удара при расщеплении ударной волны в ударнике.
 а) P - u -диаграмма. Синяя линия — ударная адиабата окна; красная линия — ударная адиабата ударника, исходящая из скорости движения ударника W ; пунктиром обозначена адиабата Гюгоню из начального состояния ударника, а сплошная линия — адиабата Гюгоню для состояния после перехода, происходящего при (u_{p1}, P_1) . Этот участок соответствует веществу с упругопластическим или структурным фазовым переходом. Отметим, что $u_{p1} = W - u_{p1}$;
 б) x - t -диаграмма. Синяя и сплошная зеленая линии представляют траектории первой и второй ударных волн, соответственно; красная линия — траектория волны разрежения, распространяющейся по первому (пунктир) и второму (сплошная линия) состоянию. Для простоты показаны только головные характеристики

$$C_L = \frac{h - h_1}{(t_3 - t_0) - \left(\frac{h - h_1}{D}\right)}, \quad (4.10)$$

где $h_1 = h \frac{C_{L1}(D_1 - D)}{D_1(C_{L1} + D)}$ — расстояние, пройденное волной разрежения по начальному сжатому состоянию, t_0 и t_3 — времена прихода ударной волны и волны разрежения.

Скорость ударной волны в ударнике D определяется по формуле:

$$D = \frac{P_{ок} - P_1}{\rho_0(W - u_{p1} - u_p^{ок})},$$

в которой W — скорость ударника, C_{L1} — продольная

скорость звука в начальном состоянии ударника. Чтобы рассчитать D и C_L из эксперимента фронтального удара, нужно вначале определить P_1 , u^* , D_1 и C_{L1} . Поскольку значение C_{L1} не может быть определено независимо при вычислении C_L , положим [39], что $C_{L1} = D_1$.

Займствованные из [36, 40] примеры волновых профилей на границах с окнами в опытах с прямыми и фронтальными ударами приведены на рис. 4.26. Вертикальными линиями показаны начала разгрузок.

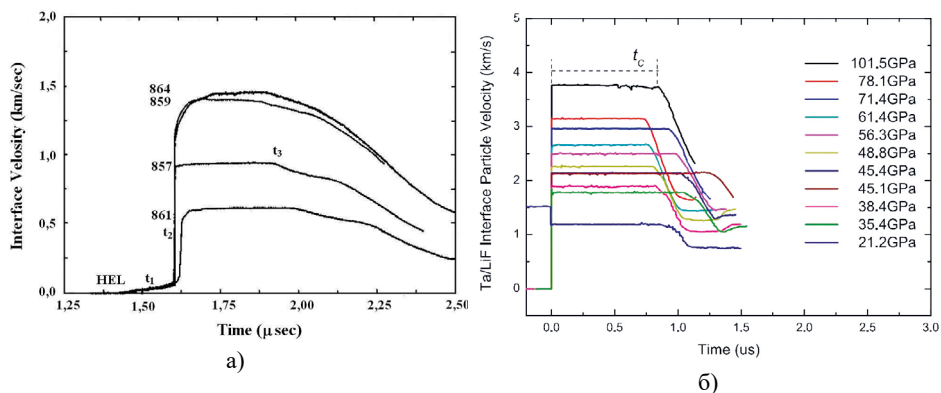


Рис. 4.26. Профили массовых скоростей, измеренные: а) прямым ударом на границе оксид магния — фторид лития [36]; б) фронтальным ударом на границе тантал — фторид лития [40]

Из рис. 4.26 видно, что качество записей профилей массовых скоростей на контактных границах металл — окно в опытах с фронтальным ударом значительно лучше по сравнению с опытами прямого удара, что объясняется взаимодействием отраженных волн в этой постановке экспериментов. Поэтому при исследовании свойств веществ путем измерений скоростей звука более предпочтительно использовать метод фронтального удара.

4.4. КЛАССИФИКАЦИЯ УДАРНЫХ АДИАБАТ ПО СПОСОБАМ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Как уже отмечалось, при известных начальных условиях измерений двух переменных, входящих в уравнения сохранения, достаточно для определения параметров состояния на ударной адиабате. Зависимость, описывающую экспериментальные точки на ударной адиабате, можно представить в виде соотношения между любой парой этих переменных, например, $P-u$, $P-V$, $P-\rho$, $P-\sigma$. Но особенно удобно для описания первичных экспериментальных данных в качестве таких переменных использовать кинематические параметры D и u , непосредственно измеряемые в опытах.

Уже в первых работах по исследованию ударно-волновой сжимаемости, выполненных в 50-х годах, было обнаружено, что ударные адиабаты для многих металлов и других веществ можно с довольно хорошей точностью представить линейным соотношением между D и u : $D = a_0 + a_1 u$, хотя строгого теоретического обоснования линейности не существует до сих пор. В некоторой степени она подтверждается расчетами с модельными потенциалами, выполненными для Na, K и CsJ в [41].

По мере освоения области высоких давлений, проведения исследований веществ разных классов и групп, увеличения статистики экспери-

ментальных данных были получены ударные адиабаты, конфигурации которых в D - u -переменных существенно отличаются от линейных. Обнаруженные факты находят соответствующие объяснения. Так, например, у большой группы металлов, включающей часть щелочных, щелочно-земельные и переходные, выявлены своеобразные адиабаты с изломами, отделяющие сильно сжимаемые состояния от мало сжимаемых, что связывается с переходом внешних электронов на свободные внутренние орбиты [42, 43]. Для многих веществ характерны D - u -зависимости ступенчатой формы, которые объясняются фазовыми переходами при разных уровнях давления.

Анализ литературных источников свидетельствует о том, что в настоящее время для аналитического представления наиболее подходит систематизация ударных адиабат по следующим типам [44].

1. Линейные адиабаты, аппроксимирующие опытные данные приведенные ранее соотношением $D = a_0 + a_1 u$, $a_0 > 0$, $a_1 > 0$.

2. Параболические адиабаты, описывающие опытные данные уравнением $D = a_0 + a_1 u + a_2 u^2$, $a_0 > 0$, $a_2 < 0$.

3. Параболические адиабаты при $a_2 > 0$.

4. Адиабаты с изломами. Нижние ветви таких адиабат практически всегда линейны, а верхние могут быть как линейными, так и параболическими.

5. Адиабаты ступенчатой формы. Так же, как и в предыдущем случае, нижние ветви здесь обычно линейные, а верхние — как линейные, так и параболические.

В [44] в рамках указанной классификации ударных адиабат для 56 металлических элементов проведен статистический анализ экспериментальных данных, полученных как в отечественных экспериментах, так и за рубежом. На основе анализа выявлены наиболее достоверные D - u -зависимости и определена мера точности их положения в плоскости кинематических переменных. В работе [45] для 25 металлов с гладкими адиабатами с учетом дополнительных экспериментальных данных получены уточненные соотношения адиабат Гюгонио в форме зависимостей $D(u)$, характерных для адиабат первого, второго и третьего типов. Часть результатов статистического анализа приведена в таблицах 4.1–4.5, где указаны регрессионные коэффициенты a_0 , a_1 , a_2 и диапазоны аппроксимаций либо по давлению P_{\max} , либо по массовой скорости u_{\max} . Для отмеченных в таблице 4.1 звездочками элементов выделены начальные линейные интервалы. Если же учитывать весь имеющийся объем информации, то адиабаты этих металлов относятся ко второму или третьему типу. Коэффициенты трехчленных полиномов для элементов с выделенными линейными участками приводятся в таблицах 4.2 и 4.3. На рис. 4.27–4.30 представлены заимствованные из [44] D - u -диаграммы металлов, относящиеся к группам 2, 3, 4 и 5.

Таблица 4.1. Ударные адиабаты группы 1

Элемент	P_{\max} , ГПа	ρ_0 , г/см ³	a_0 , км/с	a_1
Li	71	0,53	4,77	1,065
Na*	34	0,97	2,63	1,208
K	90	0,86	1,99	1,175
Cu*	444	8,93	3,91	1,500
Ag*	157	10,49	3,15	1,651
Au	603	19,30	3,01	1,576
Be*	91	1,85	7,99	1,128
Mg	177	1,74	4,51	1,250
Zn*	198	7,14	3,14	1,489
Cd*	152	8,64	2,47	1,642
Al	208	2,71	5,33	1,357
In*	155	7,28	2,43	1,551
Pb*	990	11,35	1,98	1,568
V*	128	6,10	5,07	1,186
Nb*	186	8,59	4,44	1,192
Ta*	224	16,65	3,40	1,230
Mo	1041	10,21	5,10	1,262
W	542	19,22	4,00	1,255
Re	625	21,02	4,17	1,349
Co*	167	8,82	4,67	1,342
Ni*	438	8,87	4,54	1,507
Rh*	216	12,43	4,74	1,426
Pd*	221	11,99	3,96	1,652
Ir	661	22,48	3,93	1,533
Pt*	687	21,42	3,59	1,571

Таблица 4.2. Ударные адиабаты группы 2

Элемент	P_{\max} , ГПа	a_0 , км/с	a_1	$a_2 \times 10^2$, с/км
Cu	927	3,90	1,534	-0,96
Ag	460	3,14	1,744	-4,0
Be	162	7,96	1,212	-2,74
Zn	839	3,11	1,534	-1,01
Cd	863	2,46	1,734	-4,43
In	362	2,43	1,588	-1,79
Pb	990	1,98	1,568	-3,26
Ni	1019	4,53	1,545	-0,95
Pd	221	3,96	1,652	-4,53
Pt	687	3,59	1,591	-2,81

Таблица 4.3. Ударные адиабаты группы 3

Элемент	P_{\max} , ГПа	a_0 , км/с	a_1	$a_2 \times 10^2$, с/км
Na	99	2,63	1,193	+0,87
V	343	5,08	1,144	+2,40
Nb	409	4,45	1,117	+3,85
Ta	1136	3,42	1,193	+2,12
Co	434	4,63	1,288	+4,58
Rh	498	4,75	1,356	+4,19

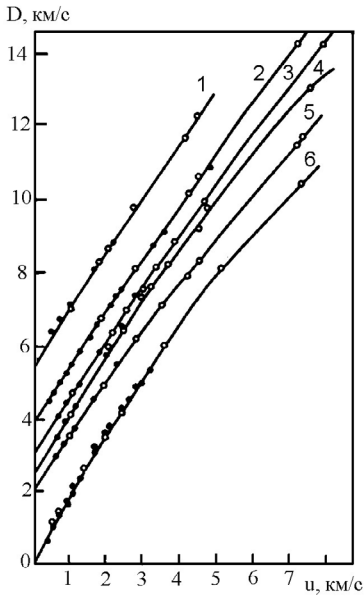


Рис. 4.27. D - u -диаграммы металлов группы 2: 1 — Ni ($D + 1$); 2 — Cu; 3 — Zn; 4 — Cd; 5 — Pb; 6 — Ce ($D - 1$)

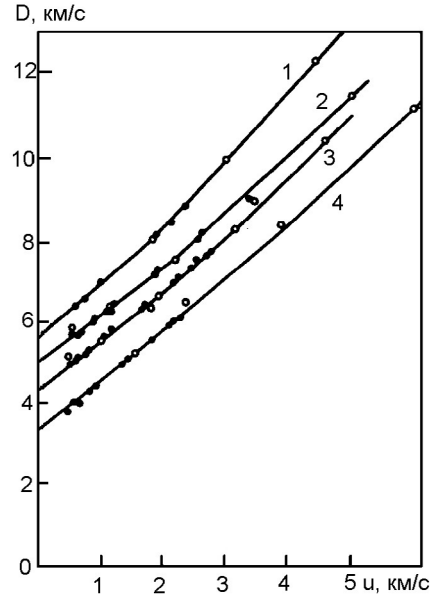


Рис. 4.28. D - u -диаграммы металлов группы 3: 1 — Co ($D + 1$); 2 — V; 3 — Nb; 4 — Ta

Таблица 4.4. Ударные адиабаты группы 4

Элемент	$\rho_0, \text{г/см}^3$	$a_{0н}, a_{0в}$	$a_{1н}, a_{2н}$	$a_{2н} \times 10^2$	D_k	u_k	u_{max}
La	6,15	2,06 1,39	1,012 1,702	— -4,56	3,12	1,05	5,3
Pr	6,81	2,11 0,76	0,779 1,858	— -4,3	3,14	1,32	5,2
Nd	7,00	2,17 1,42	0,853 1,450	— —	3,15	1,19	5,1
Sm	7,50	2,22 1,84	0,806 1,062	— 6,62	3,15	1,16	5,0
Gd	7,93	2,20 1,80	0,947 1,370	— —	3,27	1,16	7,1
Er	9,05	2,29 1,58	0,947 1,370	— —	3,87	1,67	4,8
Yb	6,93	1,43 0,87	0,865 1,419	— —	2,12	1,03	5,2
Dy	8,52	2,25 1,84	0,926 1,157	— 3,09	3,62	1,48	4,9
Ho	8,73	2,29 2,15	0,934 0,986	— 5,26	3,44	1,22	4,8
Lu	9,74	2,20 0,98	1,00 1,65	— —	4,08	1,88	—
Ca	1,52	3,44 2,40	0,968 1,248	— —	7,01	3,69	7,00

Примечание: индексами «н» и «в» обозначены коэффициенты на нижних и верхних ветвях ударных адиабат, D_k и u_k — координаты излома.

Таблица 4.5. Ударные адиабаты группы 5

Элемент	$\rho_0, \text{г/см}^3$	$a_{0н}, a_{0в}$	$a_{1н}, a_{2в}$	$-a_{2н} \times 10^2$	D_k	$u_{кн}, u_{кв}$	u_{max}
Fe	7,85	4,63 3,66	1,334 1,79	3,37	5,06	0,32 0,86	8,0
Ti	4,50	5,22 4,72	0,767 1,130	—	5,72	0,65 0,88	9,4
Zr	6,51	3,83 3,24	0,914 1,301	—	4,63	0,88 1,07	5,2
Hf	13,16	2,95 2,42	1,069 1,325	—	3,89	0,88 1,11	4,4
Eu	5,19	1,72 1,02	0,848 1,303	—	2,43	0,84 1,08	4,0

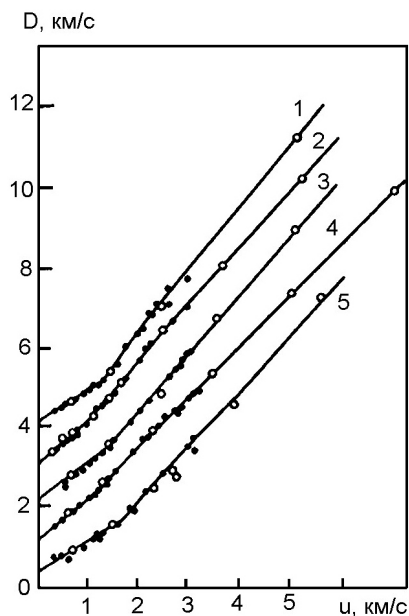


Рис. 4.29. D - u -диаграммы металлов группы 4: 1 — Pr ($D + 2$); 2 — La ($D + 1$); 3 — Nd; 4 — Gd ($D - 1$); 5 — Y ($D - 3$)

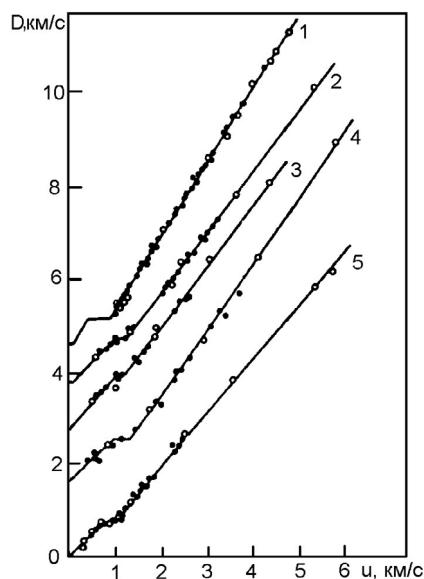


Рис. 4.30. D - u -диаграммы металлов группы 5: 1 — Fe; 2 — Zr; 3 — Hf; 4 — Eu; 5 — Ti ($D - 5$)

В заключение отметим, что результаты экспериментов по ударному сжатию, адиабатическому расширению конденсированных веществ и скоростям звука, а также данные по сжатию некоторых газов, полученные в период с 1949 по 2005 г., опубликованы в сборнике [11]. В него включены данные по большинству элементов периодической системы, окислам, сплавам, гидридам, карбидам и нитридам металлов, галогенидам, твердым и жидким органическим веществам, воде и ее твердым модификациям, водным растворам солей и другим соединениям.

Результаты ударно-волновых экспериментов по исследованию свойств веществ в широких диапазонах давлений, полученных в Лос-Аламосской лаборатории, обобщены С.П. Маршем в известном справочнике [46].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 4

1. *Альтишулер Л.В., Крупников К.К., Леденев Б.Н. и др.* Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 4. С. 874–885.
2. *Rice M.H., McQueen R.G., Walsh J.M.* Compression of solids by strong shock waves // Solid State Phys. 1958. Vol. 6. P. 1.
3. *McQueen R.G., Marsh S.P.* Equation of state for nineteen metallic elements from shock-wave measurements to two megabars // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. P. 1253.
4. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008. 656 с.
5. *Жерноклетов М.В., Симаков Г.В., Сутулов Ю.Н., Трунин Р.Ф.* Изэнтропы расширения алюминия, железа, молибдена, свинца и тантала // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 1. С. 40–43.
6. *Альтишулер Л.В., Крупников К.К., Бражник М.И.* Динамическая сжимаемость металлов при давлениях от четырехсот тысяч до четырех миллионов атмосфер // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 4. С. 886–893.
7. *Бугаева В.А., Евстигнеев А.А., Трунин Р.Ф.* Анализ расчетных данных по адиабатам расширения меди, железа и алюминия // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34. № 5. С. 684–690.
8. *Альтишулер Л.В., Трунин Р.Ф., Крупников К.К., Панов Н.В.* Взрывные лабораторные устройства для исследования сжатия веществ в ударных волнах // УФН. 1996. Т. 166. № 5. С. 575–581.
9. *Альтишулер Л.В., Петрунин А.П.* Рентгенографическое исследование сжимаемости легких веществ при косом столкновении ударных волн // ЖТФ. 1961. Т. 31. Вып. 6. С. 717–725.
10. *Альтишулер Л.В., Павловский М.Н.* Магнитоэлектрический метод определения плотности за фронтом сталкивающихся ударных волн // ПМТФ. 1971. № 2. С. 110–114.
11. *Трунин Р.Ф., Гударенко Л.Ф., Жерноклетов М.В., Симаков Г.В.* Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001.
12. *Erskine D.J.* Improved arrangement of shock-detecting pins in shock equation of state experiments // Rev. Sci. Instrum. 1995. Vol. 66. № 10. P. 5032–5036.
13. *Мак-Куин Р., Марш С., Тейлор Д. и др.* Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн // Высокоскоростные ударные явления / Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1973. С. 299–427.
14. *Mitchel A.C., Nellis W.J.* Shock compression of aluminum, copper and tantalum // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. № 5. P. 3363–3374.
15. *Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Сутулов Ю.Н.* Адиабата пористых образцов и изэнтропы расширения сплошной меди // ПМТФ. 1983. № 1. С. 119–123.
16. *Альтишулер Л.В., Бушман А.В., Жерноклетов М.В. и др.* Изэнтропы разгрузки и уравнение состояния металлов при высоких плотностях энергии // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 741–760.
17. *Глушак Б.Л., Жарков А.П., Жерноклетов М.В. и др.* Экспериментальное изучение термодинамики плотной плазмы металлов при высоких концентрациях энергии // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 4. С. 1301–1318.
18. *Жерноклетов М.В., Медведев А.В., Симаков Г.В.* Изэнтропы разгрузки и уравнение состояния молибдена при высоких плотностях энергии // Химическая физика. 1995. Т. 14. № 2–3. С. 49–55.
19. *Жерноклетов М.В.* Ударное сжатие и изэнтропическое расширение природного урана // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36. № 2. С. 231–238.

20. *Gathers G.R., Shaner J.W., Brier R.L.* Improved apparatus for thermophysical measurements on liquid metals up to 8000 K // *Rev. Sci. Instrum.* 1976. Vol. 47. № 4. P. 471–479.

21. *Gathers G.R., Shaner J.W., Young D.A.* Experimental very-high temperature liquid uranium equation of state // *Phys. Rev. Lett.* 1974. Vol. 33. P. 70–72.

22. *Бушман А.В., Фортвов В.Е.* Модели уравнения состояния вещества // *УФН.* 1983. Т. 140. № 2. С. 177–232.

23. *Asay J.R., Trucano T.G.* Experimental measurements of shock-induced vaporization in cadmium and lead // *Shock Compression of Condensed Matter.* 1989. P. 143–146.

24. *Asay J.R.* The use of shock-structure methods for evaluating high-pressure material properties // *Int. J. Impact Engng.* 1997. Vol. 20. P. 27–61.

25. *Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н.* Определение изэнтроп расширения после ударного сжатия // *Горение и взрыв.* М.: Наука, 1972. С. 565–568.

26. *Альтишлер Л.В., Кормер С.Б., Бражник М.И. и др.* Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 38. Вып. 4. С. 1061–1073.

27. *Кормер С.Б., Синицын М.В., Кириллов Г.А., Урлин В.Д.* Экспериментальное определение температур ударно-сжатых NaCl и KCl и их кривых плавления до давлений 700 кбар // *Там же.* 1965. Т. 48. Вып. 4. С. 1033–1049.

28. *McQueen R.G., Hopson J.W., Fritz L.N.* Optical technique for determining rarefaction wave velocities at very high pressure // *Rev. Sci. Instrum.* 1982. Vol. 53. № 2. P. 245–250.

29. *Гоголя М.Ф., Долгобородов А.Ю.* Индикаторный метод исследования ударных и детонационных волн // *Химическая физика.* 1994. Т. 132. № 12. С. 118–127.

30. *Жерноклетов М.В., Ковалёв А.Е., Комиссаров В.В. и др.* Исследование фазовых превращений церия в ударно-волновых экспериментах // *ЖЭТФ.* 2011. Т. 139. Вып. 2. С. 249–257.

31. *Григорьев Ф.В., Кормер С.Б., Михайлова О.Л. и др.* Ударное сжатие и яркостная температура фронта ударной волны в аргоне. Электронная экранировка излучения // *ЖЭТФ.* 1985. Т. 88. Вып. 4. С. 1271–1280.

32. *Николаев Д.Н., Пяллинг А.А., Хищенко К.В. и др.* Термодинамические свойства бромформа при высоких давлениях // *Химическая физика.* 2000. Т. 19. № 10. С. 98–108.

33. *Долгобородов А.Ю., Воскобойников И.М.* Скорости волновых возмущений за фронтом ударной волны в алюминии // *ФГВ.* 1989. Т. 25. № 1. С. 88–93.

34. *Альтишлер Л.В., Павловский М.Н., Дракин В.П.* Особенности фазовых превращений в ударных волнах сжатия и разгрузки // *ЖЭТФ.* 1967. Т. 52. Вып. 2. С. 400–408.

35. *Павловский М.Н.* Измерение скорости звука в ударно-сжатом кварците, доломите, ангидрите, хлористом натрия, парафине, плексиглазе, полиэтилене и фторопласте-4 // *ПМТФ.* 1976. № 5. С. 136–139.

36. *Duffy T.S., Ahrens T.J.* Compressional sound velocity, equation of state, and constitute response of shock-compressed magnesium oxide // *J. Geophys. Res.* 1995, **100**, 529.

37. *Duffy T.S., Ahrens T.J.* Dynamic compression of Fe–Cr–Ni alloy to 80 GPa // *J. Appl. Phys.* 1997, **82**, 4259.

38. *Rigg P.A., Saavedra R.A., Scharff R.J.* Sound speed measurements in zirconium using the front surface impact technique // *J. of Physics: Conference Series* 2014, **500**, 032014.

39. *Rigg P.A., Greff C.W., Knudson M.D. et al.* // *J. Appl. Phys.* 2009. **106**, 123532.

40. *Feng Xi, Ke Jin, Lingcang Cai et al.* Sound velocity of tantalum under shock compression in the 18–142 GPa range // *J. Appl. Phys.* 2015. **117**, 185901.
41. *Ruoff A.L.* Linear shock-velocity-particle relationship // *J. Appl. Phys.* 1967. Vol. 38. № 13. P. 4976–4980.
42. *Альтиулер Л.В., Баканова А.А., Дудолодов И.П.* Влияние электронной структуры на сжимаемость металлов при высоких давлениях // *ЖЭТФ*. 1967. Т. 53. Вып. 12. С. 1967–1977.
43. *Gust W.H., Royce E.B.* New electronic interaction rare metals in high pressure // *Phys. Rev. B.* 1973. № 8. P. 3595–3609.
44. *Альтиулер Л.В., Баканова А.А., Дудолодов И.П. и др.* Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности // *ПМТФ*. 1981. № 2. С. 3–34.
45. *Альтиулер Л.В., Брусникин С.Е., Кузменков Е.Ф.* Изотермы и функции Грюнайзена для 25 металлов // Там же. 1987. № 1. С. 134–146.
46. *Marsh S.P.* LASL Shock Hugoniot Data. Los Alamos Series on Dynamic Material Properties. Berkeley, C.A. University of California Press, 1980.

ГЛАВА 5

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

В.А. Борисенко, Б.Л. Глушак, М.А. Мочалов

Вещества при разных условиях могут пребывать в различных агрегатных состояниях: твердом, жидком и газообразном. При некоторых температурах и давлениях, связанных определенной зависимостью, в твердых веществах возможны переходы из одной кристаллической структуры в другую, называемые полиморфными превращениями. Полиморфные превращения, плавление твердого тела и испарение являются фазовыми превращениями первого рода. Применение ударных волн позволяет получать широкий спектр состояний (P , V , T) вещества и реализовывать условия для протекания тех или иных фазовых превращений.

Для исследования фазовых превращений в ударных волнах, а также при расширении из ударно-сжатого состояния используются результаты экспериментального определения D - u - и P - u -зависимостей, регистрации параметров течения за ФУВ и истории скорости движения свободной поверхности, измерения оптических и электрических параметров, импульсного рентгеноструктурного анализа, изучения структурных изменений в сохранных после ударно-волнового нагружения образцах [1]. Исследовались многие элементы периодической системы, галогениды щелочных металлов, карбиды и нитриды, окислы, горные породы и минералы.

Рассмотрим методы исследования каждого типа фазового превращения первого рода более подробно.

5.1. ПОЛИМОРФНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Распространение ударных волн по твердому телу сопровождается у многих веществ различного класса полиморфными превращениями, изменяющими их кристаллическую структуру: кристаллическая решетка при сжатии перестраивается таким образом, что новые равновесные положения атомов соответствуют меньшим межатомным расстояниям. Все полиморфные переходы происходят при повышении давления с уменьшением удельного объема, т. е. полиморфизм есть процесс перехода вещества из низкоплотной фазы в высокоплотную. К настоящему времени полиморфные превращения зафиксированы у многих металлов, полупроводников, ионных соединений и практически у всех минералов и горных пород.

Полиморфные переходы в ударных волнах происходят в основном по мартенситному типу превращений, основанных на сдвиговых деформациях вещества. Перестройка кристаллической структуры по этому механизму обеспечивает сверхбыстрое преобразование одного типа решетки

в другую на основе кооперативного смещения множества атомов на малые расстояния. Такое практически атермическое превращение не требует энергии активации и протекает при не слишком высоких температурах за время 10^{-7} – 10^{-8} с. Обобщение результатов оригинальных работ, их анализ и интерпретация содержатся в [1–6].

Перестройка кристаллической структуры твердого тела при его сжатии приводит к изменению сжимаемости вещества и является причиной специфических особенностей течений в сплошных средах, которые проявляются как в процессе сжатия, так и последующего расширения. Эти особенности связаны с наличием у кривых сжатия на P - V -диаграмме выпуклых участков, проходящих через точку излома (рис. 5.1).

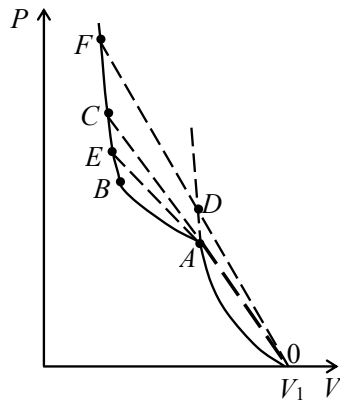


Рис. 5.1. Диаграмма ударного сжатия твердого тела при наличии фазового перехода

Следуя Я.Б. Зельдовичу [6], опишем качественную картину возникающих одномерных течений в предположении, что к поверхности тела в начальный момент времени приложено постоянное давление P . Пусть ударная адиабата вещества, испытывающего полиморфный переход, имеет вид, показанный на рис. 5.1 (эффектами прочности пренебрегается). Участок $0A$ ударной адиабаты отвечает ударной адиабате первой (исходной) фазы. При сжатии по достижении состояния A начинается переход из первой фазы во вторую более плотную фазу, который полностью завершается в состоянии B . Таким образом, участок AB ударной адиабаты соответствует двухфазному состоянию вещества. Выше состояния B ударная адиабата второй фазы круто поднимается вверх.

Сжимаемость вещества в различных фазах различна, и поэтому различны наклоны кривых, соответствующих однофазному состоянию в точках A и B .

Рассмотрим структуру ударной волны в среде, претерпевающей полиморфное превращение при ударно-волновом нагружении, в зависимости от амплитуды входящей в тело ударной волны.

Если приложенное давление P ниже P_A (начало фазового перехода), то по среде будет распространяться единственная ударная волна, за фронтом которой вещество находится в первой фазе.

Если давление P превышает P_C , которому соответствует волновой луч $0AC$, проходящий через точку излома A , по телу также распространяется единственная ударная волна. За ее фронтом реализуется состояние P_F , и вещество за фронтом находится во второй фазе. Переход из первой фазы во вторую происходит во ФУВ. Непосредственное ударное сжатие приводит к промежуточному состоянию D , лежащему на экстраполированной ударной адиабате $0D$ первой фазы в точке пересечения с волновым лучом $0F$. Затем начинается фазовый переход, ширина фронта Δx которого определяется временем релаксации перехода. Профиль давления в ударной волне показан на рис. 5.2. Точка, отвечающая состоянию в расширенной зоне Δx фронта волны, пробегает при этом по отрезку DF (см. рис. 5.1).

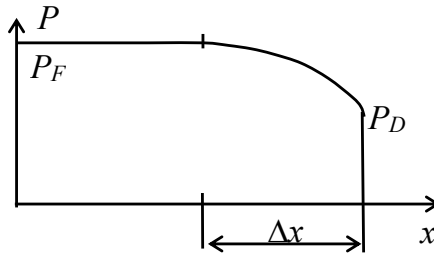


Рис. 5.2. Профиль давления в ударной волне с релаксацией фазового перехода

Обратимся теперь к случаю, когда амплитуда P_E ударной волны, вводимой в тело, заключена между P_A и P_C . В этом интервале давлений реализующееся состояние вещества неустойчиво, ударная волна расщепляется на две независимые. Они распространяются друг за другом, и среда подвергается двукратному сжатию. Первая ударная волна с амплитудой P_A сжимает вещество до состояния V_A , и скорость ее распространения по невозмущенному веществу определяется наклоном прямой $0A$:

$$D_1 = V_0 \sqrt{\frac{P_A - P_0}{V_0 - V_A}}.$$

Скорость первой ударной волны относительно состояния за ее фронтом равна

$$D_1 = (D - u) = V_A \sqrt{\frac{P_A - P_0}{V_0 - V_A}}. \quad (5.1)$$

Скорость второй ударной волны, бегущей по сжатому и движущемуся веществу, определяется наклоном прямой AE (см. рис. 5.1):

$$D_2 = V_A \sqrt{\frac{P_E - P_A}{V_A - V_E}}. \quad (5.2)$$

Из соотношений (5.1) и (5.2) следует, что $D_1 > D_2$, т. е. первая волна распространяется с большей скоростью, $\frac{P_A - P_0}{V_0 - V_A} > \frac{P_E - P_A}{V_A - V_E}$. Во фронте второй

ударной волны происходит фазовый переход. В состоянии E вещество находится либо в двухфазном состоянии (если $P_E < P_B$), либо во второй фазе ($P_E \geq P_B$). В силу конечности времени фазового превращения фронт второй ударной волны оказывается сильно размытым, в отличие от тонкого фронта первой ударной волны.

Профиль давления в случае расщепления ударной волны на две независимые схематично изображен на рис. 5.3. С течением времени расстояние между фронтами волн увеличивается, поскольку скорости их различны, но распределение давления во второй волне является стационарным, и профиль во второй волне распространяется как целое.

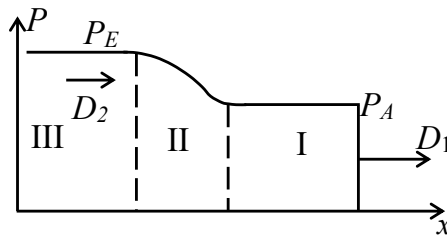


Рис. 5.3. Профиль давления при расщеплении ударной волны. I — первая фаза, II — смесь двух фаз, III — вторая фаза

Качественно картина течения в среде с фазовым переходом при сжатии подобна возникающей при упругопластическом переходе. Причиной возникновения двух волн (в последнем случае упругой и пластической волн сжатия) является аномальное поведение ударной адиабаты, при котором на адиабате имеется область, обращенная выпуклостью вверх. Область давлений $P_A < P < P_C$ является областью существования двухволновой структуры ударной волны. Исследования состояний именно в этой области представляют большой интерес для изучения фазовых превращений. Указанная область состояний недоступна для однократных ударно-волновых измерений при сжатии из начального состояния V_0 . Следовательно, традиционный метод определения ударно-волновой сжимаемости, включающий в себя измерение средней волновой скорости при однократном нагружении, неприменим для исследования состояний в этой области. Однако с помощью этого метода можно определять состояния P_A и P_C .

В опытах с ударными волнами новые фазы обнаруживаются, если время превращения существенно меньше длительности воздействия высоких давлений на образцы из исследуемого материала. В противном случае в динамических опытах будут фиксироваться фазы низкого давления или смеси равновесных метастабильных фаз. Рассмотренные особенности течения среды с полиморфным превращением лежат в основе наиболее часто применяемых экспериментальных методов.

Простейший из них заключается в определении ударной адиабаты однократного сжатия в D - u -координатах, для чего используется метод отражения, разработанный для изучения ударно-волновой сжимаемости [3]. В соответствии с теоретическими представлениями D - u -зависимость имеет разрыв, как показано на рис. 5.4. В области существования двухволновой конфигурации ударной волны ($P_A < P < P_C$) регистрируется волновая скорость первой ударной волны, отвечающей состоянию P_A , которая в указанном интервале давлений не зависит от амплитуды вводимой в вещество ударной волны.

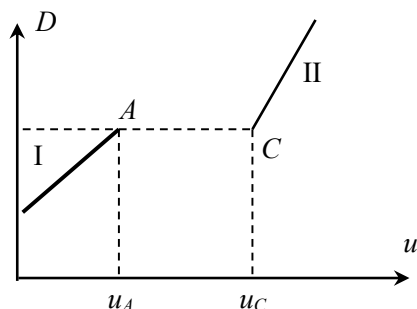


Рис. 5.4. D - u -зависимость для среды с полиморфным переходом: I, II — фазы

При известных экспериментальных значениях D_A и u_A положение точки A в P - V -плоскости находится по формулам $P_A = \rho_0 D_A u_A$; $V_A = \frac{D_A - u_A}{\rho_0 D_A}$. Рассмотренным методом выполнены исследования для горных пород.

Наиболее благоприятные условия для количественного измерения параметров фазового перехода создаются при регистрации двухволновой конфигурации внутренними или внешними по отношению к исследуемому объекту датчиками. Поскольку волны разделены между собой по координате, то регистрация параметров течения среды в лагранжевой точке должна быть непрерывной в течение интервала времени, достаточного для получения полной картины.

Внешними датчиками профиль двухволновой конфигурации находится путем измерения истории скорости движения свободной поверхности плоского образца, подвергнутого ударному нагружению. Расщепление ударной волны в железе обнаружено в экспериментах с использованием нескольких десятков электроконтактных датчиков, установленных на различных расстояниях от свободной поверхности, т. е. в опытах находилась x - t -диаграмма движения свободной поверхности, приведенная на рис. 2.5 главы 2. Этим способом по амплитуде первой ударной волны, соответствующей первому скачку скорости, определено критическое давление перехода железа из α -фазы в ε -фазу, равное $P_A = 13$ ГПа. С помощью более современной методики непрерывной записи скорости движения свободной поверхности емкостным датчиком двухволновая структура ударной волны в железе зафиксирована в [7].

Результат обработки опытных данных приведен на рис. 5.5, где область 1 — первая ударная волна, область 3 — вторая ударная волна. Размытие ударного фронта (область 2) $\tau \approx (2-3) \times 10^{-7}$ с характеризует время фазового превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$ в железе.

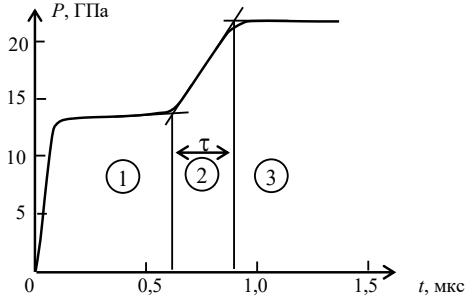


Рис. 5.5. Двухволновая структура в железе

По своему назначению — измерению мгновенной скорости вещества во времени в экспериментах с ударными волнами — емкостному датчику вполне адекватен доплеровский измеритель скорости [4].

Методы непрерывной регистрации параметров течения среды во внутренних сечениях образцов намного упростили процесс фиксирования фазовых превращений не только в ударных волнах сжатия, но и в ударных волнах разрежения.

С помощью манганиновых датчиков давления зарегистрированы двухволновые профили давления в Sn, Fe, Ti, Zr [1]. Электромагнитные датчики скорости применялись для измерения двухволновых конфигураций массовой скорости в KCl, нитриде бора, Si, Ge [1]. На рис. 5.6 показаны профили волн нагружения в Sn ($P_A = 8,9$ ГПа) и KCl ($P_A = 2,0$ ГПа). Для KCl время фазового превращения уменьшается с ростом амплитуды P_2 вводимой в образец ударной волны.

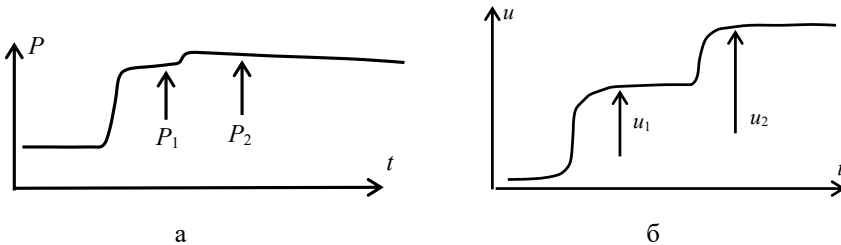


Рис. 5.6. Профили волн нагружения: а — Sn (манганиновый датчик); б — KCl (электромагнитный датчик). (P_2 , u_2 — параметры второй волны)

Результаты регистрации волновых профилей позволяют построить диаграмму ударного сжатия в области фазового перехода в P - V -координатах. На рис. 5.7 приведены такие диаграммы для Fe и KCl.

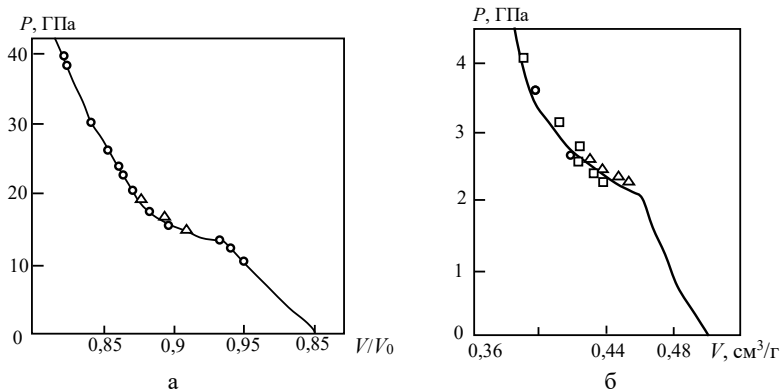


Рис. 5.7. P - V -диаграмма ударного сжатия в области фазового перехода по [1]: а — Fe; б — KCl

Мы рассмотрели твердые тела в гидродинамическом приближении, считая, что они сопротивляются только изменению удельного объема. Если вещество, претерпевающее полиморфный переход, является упругопластическим, то при определенных напряжениях σ_x на ФУВ возможно образование системы из трех волн сжатия (рис. 5.8). Первая из них — упругий предвестник — распространяется со скоростью продольных упругих возмущений.

Для армко-железа такая конфигурация ударной волны сжатия (рис. 5.9) зарегистрирована манганиновым датчиком [4]. На том же рисунке показан зафиксированный тем же методом профиль ударной волны в случае, когда ее амплитуда σ_x меньше напряжения σ_A фазового превращения. В этом случае профиль волны соответствует упругопластическому поведению армко-железа.

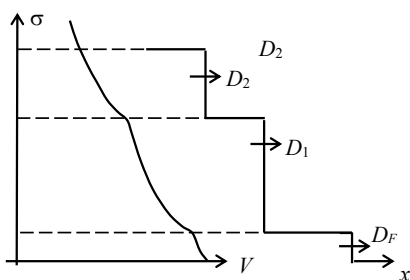


Рис. 5.8. Тройная волна в упругопластической среде

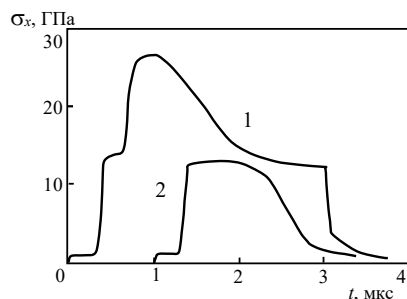


Рис. 5.9. Профили импульсов сжатия в армко-железе: 1 — $\sigma_x > \sigma_A$, 2 — $\sigma_x < \sigma_A$

Интересные результаты по фазовым превращениям ряда металлов получены при изучении структурных изменений в сохранных после ударно-волнового нагружения и последующей разгрузки плоских и шаровых образцов из исследуемого материала [1]. Их анализ на основе полных УРС фаз с учетом фазовых переходов позволяет рассчитать ударную адиабату, изэнтропы разгрузки и фазовые границы.

5.2. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ В СРЕДАХ, ПРЕТЕРПЕВШИХ ПОЛИМОРФНЫЙ ПЕРЕХОД

При аномальном виде адиабат Пуассона (или ударных адиабат) в P - V -плоскости на участках, где $\frac{\partial^2 P}{\partial V^2} < 0$, теоретически возможно возникновение скачков разрежения [6]. В работе [8] впервые дано четкое экспериментальное доказательство существования скачков разрежения в железе и стали Ст.3. По данным этой работы, в экспериментах при подрыве заряда ВВ на поверхности цилиндрических образцов при откольном разрушении обнаружены необычные явления: очень чистая поверхность откола и его своеобразная форма в виде сердечника. Обычно при плавной непрерывной разгрузке зона растягивающих напряжений, вызывающих откольное разрушение, имеет некоторую протяженность по толщине образца, а поверхность откола весьма шероховатая. Перечисленные особенности откольного разрушения зафиксированы на стали Ст.3 и на более прочных сталях марок 40Х и 30ХГСА. В опытах в аналогичной постановке с медью, латунью, алюминием подобных аномалий в откольных явлениях не зарегистрировано. Образование отколов с гладкой поверхностью указывает на то, что при разрушении растягивающие напряжения имели место в очень узкой зоне. Поскольку такие отколы выявлены только в железе и сталях, ударная адиабата которых имеет аномальный излом в точке фазового перехода, их возникновение можно связать с существованием ударных волн разрежения и их взаимодействием.

Рассмотрим механизм образования скачка разрежения [6]. Пусть в P - V -плоскости ударная адиабата имеет вид, показанный на рис. 5.10 *a*.

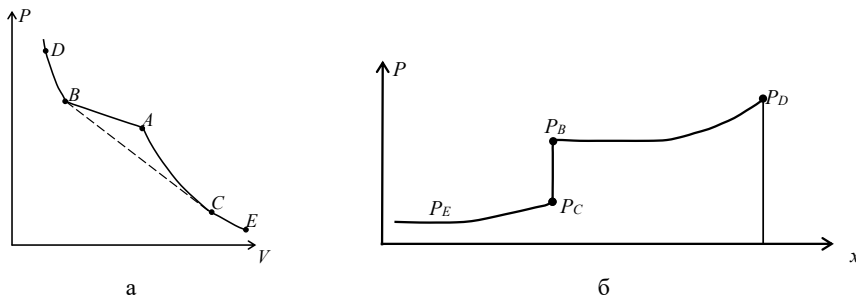


Рис. 5.10. Образование ударной волны разрежения: а — P - V -диаграмма; б — распределение давления в волне расширения

Будем полагать, что адиабата термодинамически равновесна, т. е. фазовые переходы происходят достаточно быстро, а тепловыми давлением и энергией можно пренебречь. Адиабата на рис. 5.10 *a* имеет два излома, в точке *A* — начало и в точке *B* — завершение полиморфного превращения.

Пусть в момент времени $t = 0$ в веществе, сжатом до состояния *D*, создается область расширения, в которой давление и удельный объем плавно меняются до значений в точке *E* и все состояния вещества лежат на изэнтропе.

Для вещества с нормальной адиабатой при $t \rightarrow 0$ течение остается непрерывным. Иная ситуация возникает, если адиабата обладает аномальными свойствами (см. рис. 5.10 а). Используя особенности адиабаты, проследим за эволюцией начального профиля давления.

Для простой волны, распространяющейся вправо, C_+ -характеристики $\frac{dx}{dt} = u + c$ представляют собой прямые линии. Скорость вещества в точках A и B непрерывна ввиду постоянства противоположного инварианта Римана. В силу сделанных выше допущений скорость звука определяется наклоном касательных в точках адиабаты. Следовательно, в точке B одновременно существуют две скорости звука: c_{B+0} для $P \geq P_B$ и c_{B-0} для $P \leq P_B$, причем $c_{B+0} > c_{B-0}$. Таким образом, из точки B выходят две C_+ -характеристики с различным наклоном в x - t -плоскости, несущие равные давления. По этой причине область между этими характеристиками есть область постоянного давления P_B (рис. 5.10 б).

Напротив, в точке излома A $c_{A-0} > c_{A+0}$, т. е. большее давление распространяется с меньшей скоростью. По этой причине характеристики, выходящие из точек, находящихся в правой и левой окрестностях точки A , будут пересекаться, что приведет к образованию разрыва, амплитуда которого растет с течением времени до тех пор, пока луч BC , соединяющий состояния вещества по обе стороны разрыва, лежит ниже адиабаты DAE . Этот процесс завершается в тот момент, когда луч, проведенный из точки B , коснется адиабаты на участке AE . Таким образом, максимальная амплитуда P_p ударной волны определяется точками касания B и C : $P_p = |P_C - P_B|$. Скорость звука в точке касания C равна скорости разрыва. Скорость распространения разрыва по веществу перед разрывом (точка B) и за разрывом (точка C) определяется уравнениями

$$(P_B - P_C)V_B^2 = (V_C - V_B)(D - u_B)^2; (P_B - P_C)V_C^2 = (V_C - V_B)(D - u_C)^2.$$

В точке C значение $D - u_C$ равно местной скорости звука c . В этой точке, следовательно, прямая BC касается адиабаты первой фазы. В точке B $D - u$ удовлетворяет условиям $c_{B-0} < D - u_C < c_{B+0}$. Ударные волны разрежения зарегистрированы в олове, армко-железе, ряде сталей, КС1 и других материалах. Профиль волны, распространяющейся по железу (стали) при взрывном нагружении, показан на рис. 5.11. Как и в случае нагружения соударением (см. рис. 5.9), профиль волны, зафиксированный экспериментально, имеет особенности, следующие из теоретического рассмотрения. (В случае соударения зафиксирован упругий предвестник.)

Этот профиль состоит из двух (трех, включая упругий предвестник) ударных волн сжатия, ударной волны разрежения и двух простых волн расширения. Образование двухволновой конфигурации сжатия (девиатором пренебрегаем) и ударной волны разрежения является наглядным и убедительным свидетельством обратимого полиморфного перехода в импульсе сжатия. Для регистрации профиля, содержащего комбинацию ударных волн и волн расширения, наиболее эффективными представляются методы непрерывной регистрации параметров волн (P или u) во внутренних сечениях образца из исследуемого материала.

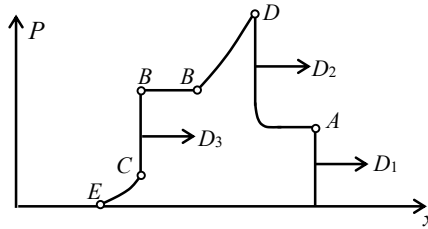


Рис. 5.11. Профиль волны при взрывном нагружении железа [9]: D_1 — ударная волна сжатия фазы I; D_2 — волна фазового превращения; D_3 — ударная волна разрежения

В волнах разгрузки в ударно-сжатом твердом теле, претерпевшем полиморфное превращение, происходит обратная перекристаллизация в исходную фазу. Этот процесс носит гистерезисный характер. Параметры начала обратного фазового перехода отличаются от параметров прямого перехода в волне сжатия не только по давлению, но и по удельному объему: давление обратного перехода ниже, а удельный объем меньше. Более подробно явление гистерезиса обсуждается в [1].

Методами непрерывной регистрации волнового профиля во внутренних сечениях образца гистерезисный характер обратного полиморфного превращения обнаружен в Fe, Bi, Sn, глинистом сланце, ионных кристаллах KCl, KBr [1].

5.3. ПЛАВЛЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ НА УДАРНЫХ ВОЛНАХ И ИЗЭНТРОПАХ РАЗГРУЗКИ

Плавление твердого тела может происходить как непосредственно в ударных волнах, так и при изэнтропическом расширении вещества из ударно-сжатого состояния. Во втором случае последовательное повышение давления ударного сжатия первоначально приводит к плавлению при изэнтропическом расширении, а затем на ударном разрыве. Это связано с некоторым ростом энтропии на кривой плавления с увеличением давления в твердой фазе. По этой причине на фазовой диаграмме кривая плавления лежит выше изэнтропы, проходящей через точку при нормальном давлении. В случае процесса ударное сжатие — изэнтропическое расширение концентрация жидкой фазы растет с повышением давления на ФУВ.

Фазовые переходы первого рода характеризуются необычными термодинамическими свойствами, которые приводят к изломам ударных адиабат на границе исходной однофазной и двухфазной областей [2, 5].

При полиморфных превращениях ударные адиабаты с изломом удовлетворяют одному из критериев гидродинамической неустойчивости, следствием чего является существование в определенной области давлений двухволновой конфигурации ударного разрыва и ударных волн разрежения. Иная ситуация имеет место в случае нормального плавления. Согласно [2] при плавлении не выполняется критерий потери устойчивости, ударная волна сохраняет стабильность и образование жидкой фазы происходит на толщине фронта единой поверхности разрыва. В многочисленных измерениях

ударно-волновой сжимаемости элементов и химических соединений в отличие от случая полиморфных превращений изломы адиабат, как правило, при параметрах плавления не обнаружены.

Рассмотренные особенности течения, связанные с плавлением в ударных волнах, для регистрации плавления требуют иных экспериментальных методов по сравнению с применяемыми для изучения полиморфных превращений.

Убедительным, наглядным и наиболее точным методом регистрации плавления при ударно-волновом нагружении является измерение продольной упругой c_L и объемной c_B скоростей за фронтом ударной волны в зависимости от ее амплитуды. Методы измерения скоростей звука описаны в предыдущей главе и здесь не рассматриваются.

Для упругопластических тел отношение $\frac{c_L}{c_B} = \sqrt{\frac{3(1-\nu)}{1+\nu}}$ стремится к единице, когда коэффициент Пуассона стремится к значению $\nu \rightarrow 0,5$. Следовательно, состояние, в котором c_L и c_B неразличимы, отвечает жидкой фазе:

$$c_L - c_B = c_B \left[1 - \sqrt{\frac{3(1-\nu)}{1+\nu}} \right] \rightarrow 0 \text{ при } \nu \rightarrow 0,5.$$

На рис. 5.12 показаны заимствованные из [10] экспериментальные зависимости c_L и c_B от давления на ФУВ для железа. Немонотонности зависимости $c_L(P)$ интерпретируются как фазовые переходы $\varepsilon \rightarrow \gamma$ при $P = 200$ ГПа и $\gamma \rightarrow L$ при $P = 243$ ГПа.

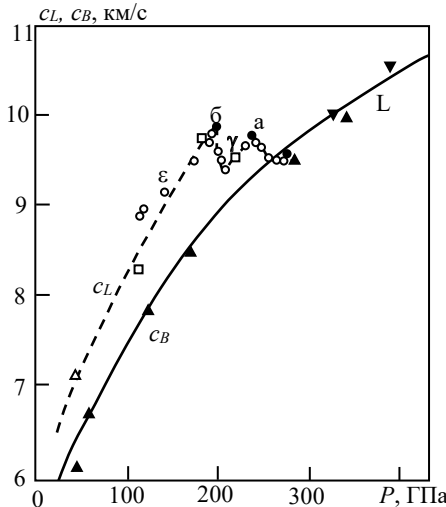


Рис. 5.12. Зависимости объемной c_B (—) и упругой c_L (- - -) скоростей звука от давления в ударной волне для железа: O ; \blacktriangle ; \blacktriangledown ; \square — экспериментальные точки

Положение точки a на рис. 5.12 отвечает началу плавления (входу в двухфазную γ - L -область). Из рис. 5.12 следует, что рассмотренный метод может

быть также применен для определения точек полиморфных превращений в мегабарном диапазоне давлений. Точка б на рисунке соответствует началу полиморфного $\varepsilon \rightarrow \gamma$ превращения в железе.

Другой экспериментальный метод регистрации плавления твердого тела при ударном сжатии заключается в оптическом измерении температуры по яркости излучения [4]. Определение кривых плавления в таких экспериментах проводится по немонотонной зависимости измеренной температуры от давления на ударной адиабате. Результаты таких измерений для железа, выполненные различными авторами, оказались неоднозначными [4].

Основным методом установления признаков плавления на изэнтропе разгрузки является микроструктурный метод, заключающийся в проведении металлографического, рентгеноструктурного и электронно-микроскопического анализа сохранных после ударного нагружения образцов из исследуемого материала.

Для определения факта плавления в [11] проводилось нагружение составного образца из исследуемого материала и более легкоплавкого, являющегося индикатором плавления, способного образовывать с металлом твердые растворы или интерметаллические соединения. Если при нагружении и последующем расширении происходит плавление металла, то жидкая фаза, перемешиваясь с заведомо расплавленным металлом-индикатором, образует расплав, который при снятии нагрузки выкристаллизовывается в одну из промежуточных фаз интерметаллида или твердого раствора. Выявление с помощью микроструктурного метода таких соединений однозначно указывает на факт плавления исследуемого металла. Для свинца (в качестве индикатора служил висмут), начиная с амплитуды ударной волны 20,5 ГПа ($T_0 = -10^\circ\text{C}$), зафиксировано образование твердого раствора свинца и висмута. Наиболее вероятно, однако, что плавление свинца в этом случае происходит не в ударной волне, а в волне разгрузки.

Рассмотрим далее простой способ приближенного расчета линии плавления. В отсутствие обоснованного расчета свободной энергии жидкой и твердой фаз часто используются различные феноменологические и чисто эмпирические соотношения. В феноменологической модели Линдемана плавление имеет место при критическом отношении среднего теплового смещения атомов к расстоянию равновесия между ближайшими соседями. Если это критическое отношение есть постоянная величина, равная 0,5, то по модели Линдемана

$$\frac{d \ln T_{\text{пл}}}{d \ln \rho} = 2\Gamma - \frac{2}{3}. \quad (5.3)$$

Здесь $T_{\text{пл}}$ — температура плавления и Γ — колебательный параметр Грюнайзена (коэффициент Грюнайзена решетки).

Задавая зависимость Γ от удельного объема в виде

$$\Gamma = \Gamma_\infty + \frac{\Gamma_0 - \Gamma_\infty}{\delta^M}, \quad (5.4)$$

где Γ_0 , Γ_∞ , M — постоянные и δ — относительное сжатие, после интегрирования (5.3) получаем уравнение кривой плавления в δ - T -координатах:

$$\frac{T_{\text{пл}}}{T_{0\text{пл}}} = \left(\frac{\delta_{\text{пл}}}{\delta_{0\text{пл}}} \right)^{2\left(\Gamma_{\infty} - \frac{1}{3}\right)} \exp \left[\frac{2(\Gamma_0 - \Gamma_{\infty})}{M(\delta_{0\text{пл}})^M} - \frac{2(\Gamma_0 - \Gamma_{\infty})}{M(\delta_{\text{пл}})^M} \right]. \quad (5.5)$$

Здесь $T_{0\text{пл}}$ — температура плавления при нормальном давлении; $\delta_{0\text{пл}}$ — относительная плотность жидкого вещества при нормальном давлении.

Из (5.5) и УРС твердой фазы, задаваемого, например, в термической форме, находим положение кривой плавления в P - T -плоскости. Для определения параметров плавления на ФУВ достаточно определить положение в P - T -плоскости точки пересечения кривой плавления с зависимостью $P(T)$ вдоль ударной адиабаты.

Заметим, что при выборе зависимости $\Gamma(V)$ использование формулы (5.5) требует повышенного внимания.

5.4. ИСПАРЕНИЕ УДАРНО-СЖАТЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ РАСШИРЕНИИ

Экспериментально явление фазового перехода жидкость — газ регистрируется в опытах при адиабатическом расширении вещества, сжатого ударной волной. Немногочисленные на сегодняшний день измерения расширения ударно-сжатых конденсированных веществ можно разделить на две группы по характеру получаемой в них информации. Первая группа опытов основана на регистрации конечных параметров вещества после разгрузки [12, 13]. В экспериментах второй группы определяются энтропии разгрузки во всей промежуточной области параметров от твердого тела до плазмы или газа [14]. Для исследования фазового перехода жидкость — газ предпочтение следует отдавать первой группе опытов.

Эффекты испарения в этом случае обнаруживаются путем измерения скорости энтропического расширения в воздух с начальным давлением $P = 10^5$ МПа исследуемого вещества, сжатого ударными волнами различной интенсивности [12, 13]. Эксперименты показали, что начало испарения при разгрузке может быть обнаружено, если время релаксации возникающих ниже кривой насыщения метастабильных состояний много меньше характерного времени процесса расширения.

Экспериментально находится зависимость скорости W расширения вещества в воздух от массовой скорости u в ударной волне. Известно, что если после ударной нагрузки и последующей разгрузки вещество остается в конденсированной фазе, то скорость движения его свободной границы после отражения от нее ударной волны незначительно отличается в сторону возрастания от удвоенной массовой скорости на ударном скачке. Иная ситуация возникает, если начинается процесс испарения.

Рассмотрим P - V -диаграмму (рис. 5.13) и состояния, достигаемые в опыте, с учетом того, что у некоторых энтроп конечные состояния лежат в двухфазной области жидкость — пар (область плавления на рис. 5.13 не изображена). При переходе через границу фазового равновесия энтропическая сжимаемость равна [12]:

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial P} \right) S_2 - \left(\frac{\partial V_1}{\partial P} \right) S_1 = -\frac{T}{C_p} \left(\frac{dS_1}{dP} \right)^2. \quad (5.6)$$

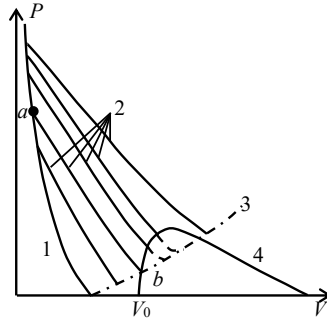


Рис. 5.13. P - V -диаграмма эксперимента: 1 — ударная адиабата; 2 — изэнтропы разгрузки; 3 — кривая конечных состояний при разгрузке; 4 — граница двухфазной области

В (5.6) полные производные относятся к линии фазового равновесия, индекс «1» относится к жидкой фазе, индекс «2» — к области сосуществования фаз.

Изменение скорости расширяющегося вещества связано с производными в (5.6) соотношением $\left(\frac{\partial u}{\partial P}\right)_S = \sqrt{-(\partial V/\partial P)_S}$. (5.7)

Из (5.6) и (5.7) следует, что вхождение изэнтропы в двухфазную область со стороны жидкости вызывает дополнительное увеличение скорости $W = u_{\text{фр}} + u(P \approx 0)$, где $u_{\text{фр}}$ — массовая скорость на ФУВ. Зависимость скорости вещества при расширении в конечных состояниях от параметров ударного сжатия будет монотонной в случае разгрузки по метастабильным изэнтропам (штриховые линии на рис. 5.13) и будет иметь излом, соответствующий началу испарения при равновесном расширении (сплошные линии на рис. 5.13). Этот излом связан с существенным различием сжимаемости вещества в жидком и газообразном состояниях.

Наличие излома у изэнтроп расширения приводит к излому экспериментальной зависимости $W(u_{\text{фр}})$, наличие которого позволяет выявить факт испарения металла. По координатам излома, в свою очередь, в эксперименте можно выделить изэнтропу ab (см. рис. 5.13), конечное состояние которой находится на линии равновесия.

По значению W_b и известной адиабате воздуха определяется давление P_b , которое совпадает с давлением расширяющегося металла. Давление в исходном состоянии a находится по величине $u_{\text{фр}}$ в точке излома кривой $W(u_{\text{фр}})$. Подробное описание техники эксперимента содержится в [12, 13].

Мощные ударные волны в образцах из исследуемого вещества создавались с помощью специальных тарированных устройств. Скорость разлета металла при выходе ударной волны на границу раздела металл — воздух ($P = 10^5$ Па) регистрировалась фотохронографическим методом. В [12] измерялось значение W , в [13] — волновая скорость воздушной ударной волны. Переход к массовым скоростям ($W = u_{\text{возд}}$) не представляет труда, поскольку ударные адиабаты воздуха хорошо известны.

Полученные экспериментальные данные иллюстрируются рис. 5.14 $a, б, в$ в виде зависимостей $\Delta = W - 2u_{\text{фр}}$, характеризующих отклонение от закона

удвоения. Изломы в зависимостях $\Delta(u_{\text{фр}})$ свидетельствуют о соответствии изложенным выше физическим представлениям о начале испарения ударно-сжатых Pb, Sn и Cd при расширении в воздух. На рис. 5.14 для сравнения показана аналогичная зависимость для алюминия, которая представляет собой единую восходящую кривую во всем исследованном интервале состояний на ФУВ. Аналогичный характер имеют зависимости $\Delta(u_{\text{фр}})$ для Mg ($P_{\text{фр}} \leq 87$ ГПа) и Cu ($P_{\text{фр}} \leq 219$ ГПа) [13]. Исходные и конечные значения параметров изэнтропии разгрузки ab при расширении в воздух даны в таблице 5.1.

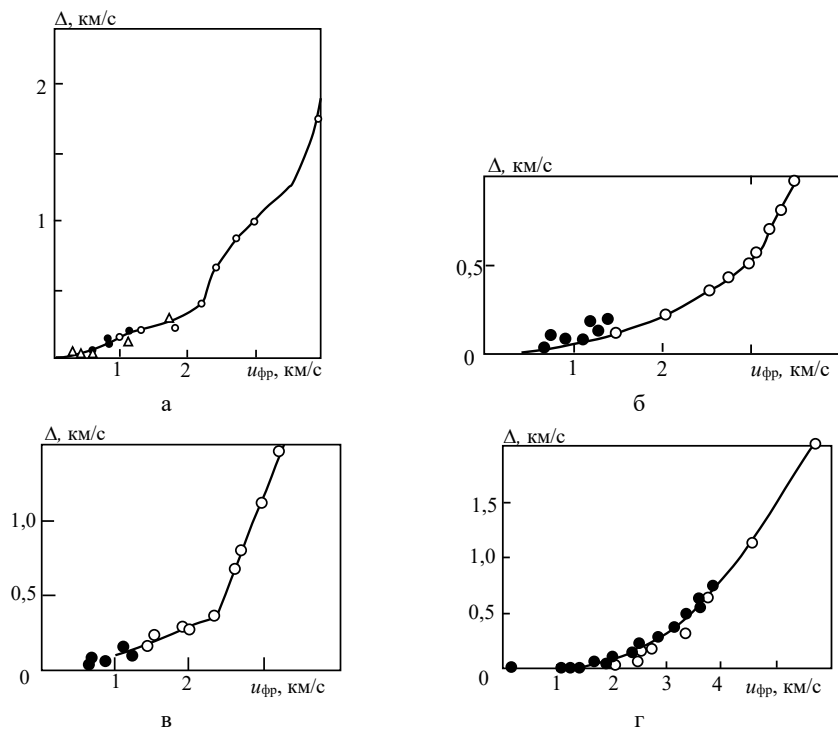


Рис. 5.14. Зависимость $\Delta(u_{\text{фр}})$ для Pb (а); Sn (б); Cd (в); Al (г)

Таблица 5.1. Исходные и конечные параметры изэнтропии разгрузки для металлов [13]

Металл	Параметры на ударной волне			Конечные состояния при разгрузке		
	P_a , ГПа	u_a , км/с	ρ_a , г/см ³	P_b , МПа	W_b , км/с	ρ_b , г/см ³
Cd	124,0	2,32	13,74	32,8	5,00	6,37
Sn	158,0	3,04	12,69	56,5	6,58	3,70
Pb	133,0	2,20	19,34	33,0	4,80	6,40

Факт испарения может быть установлен путем регистрации параметров ударной волны в экране при торможении расширившегося в воздушный зазор исследуемого вещества [12], а также путем спектроскопических измерений доли испарившегося вещества после расширения в вакуум. При наличии испарения амплитуда ударной волны в экране оказывается существенно меньшей по сравнению со случаем торможения перегретой жидкости.

5.5. ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ВТОРОГО РОДА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Приложением высоких (мегабарных) давлений в твердом теле можно вызвать фазовые превращения не только первого рода, рассмотренные выше, но и второго рода [15]. Традиционными методами исследования ударно-волновой сжимаемости для редкоземельных и щелочноземельных металлов зарегистрированы изломы ударных адиабат. Характерный вид ударных адиабат в D - u -плоскости показан на рис. 5.15 и в P - σ -плоскости — на рис. 5.16.

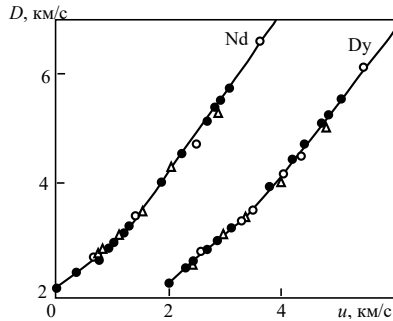


Рис. 5.15. D - u -зависимости для Nd и Dy ($u + 2$ км/с): ●, ○, Δ — экспериментальные точки

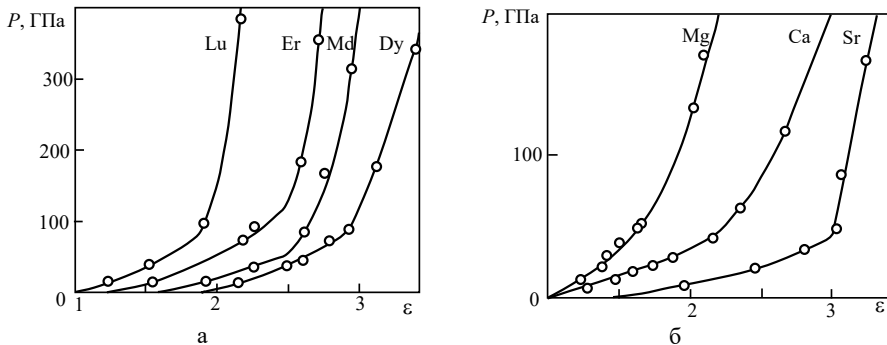


Рис. 5.16. Ударные адиабаты: а — редкоземельных металлов Lu, Er ($\sigma + 0,3$), Nd ($\sigma + 0,6$), Dy ($\sigma + 0,9$); б — щелочноземельных элементов Mg, Ca, Sr ($\sigma + 0,5$)

В P - σ -плоскости при некоторых критических параметрах однократного сжатия зафиксирован излом ударных адиабат, свидетельствующий о прерывном уменьшении сжимаемости металлов. Другими словами, в данном случае имеет место фазовый переход второго рода, вызванный реконструкцией исходных энергетических электронных спектров. Качественно физическая природа излома заключается в следующем: пологий участок ударной адиабаты связан со сжатием внешних электронных оболочек и перемещением внешних электронов на незаполненные внутренние электронные оболочки атома, а наблюдаемый излом связан с завершением электронных переходов и образованием малосжимаемых электронных конфигураций.

Критические значения давлений $P_{кр}$, при которых имеет место излом ударных адиабат [15]:

Nb — $P_{кр} = 80$ ГПа	Zr — $P_{кр} = 53$ ГПа
La — $P_{кр} = 22$ ГПа	Sr — $P_{кр} = 33$ ГПа
Nd — $P_{кр} = 61$ ГПа	Gd — $P_{кр} = 54,5$ ГПа
Dy — $P_{кр} = 54$ ГПа	Er — $P_{кр} = 123$ ГПа.

5.6. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ УДАРНО-СЖАТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Выше отмечалось, что для обнаружения фазовых переходов при исследовании ударно-сжатых веществ широко используется измерение температуры на ФУВ. Такие исследования и связанные с ними измерения коэффициента поглощения света выявили весьма существенное влияние на свойства ударно-сжатых материалов термического возбуждения электронов в зону проводимости и взаимодействия электронов с фононами решетки.

Вполне очевидно, что данные о концентрации электронов проводимости и поведении энергетического зазора можно получить только при непосредственном измерении электропроводности ударно-сжатых образцов. Эта дополнительная информация приобретает важное значение в системе уравнений, описывающих поведение веществ при высоких давлениях и температурах, так как приводит к большей определенности в оценках роли свободных электронов.

Как известно, в зависимости от типа носителей заряда электропроводность подразделяется на электронную и ионную, а в зависимости от величины удельной электропроводности σ все вещества делятся на проводники ($\sigma > 10^6 \text{ Ом}^{-1} \times \text{м}^{-1}$), диэлектрики ($\sigma < 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \times \text{м}^{-1}$) и полупроводники с промежуточными значениями σ .

При ударном сжатии электропроводность может изменяться столь значительно, что сжатое вещество по значению σ будет принадлежать не к исходной, а к другой группе веществ. В монографии [16], согласно литературным данным, выделены следующие типы таких переходов: диэлектрик \rightarrow металл, металл \rightarrow металл, диэлектрик (полупроводник) \rightarrow полупроводник, металл \rightarrow полупроводник и диэлектрик \rightarrow диэлектрик.

Первые публикации по измерению электропроводности ударно-сжатых веществ — молекулярных и ионных кристаллов, жидкостей, серы, продуктов детонации — относятся к 1956–1968 гг. [17–23]. Эксперименты показали, что все исследованные материалы в ударной волне превращались в неплохие проводники: при давлениях $\sim 10^5$ атм проводимость воды с $10^{-5} (\text{Ом} \times \text{см})^{-1}$ возрастала до $0,2 (\text{Ом} \times \text{см})^{-1}$, причем она не зависела от наличия примесей. Проводимость органического стекла с $10^{-15} (\text{Ом} \times \text{см})^{-1}$ и парафина с $10^{-18} (\text{Ом} \times \text{см})^{-1}$ при давлениях $\sim 10^6$ атм возрастала на 15–20 порядков, что свидетельствовало о металлизации диэлектриков. Только термической ионизацией такой рост электропроводности в ударной волне объяснить нельзя.

Он связан с изменением структуры зон и их сближением при сжатии, что приводит к появлению свободных электронов и металлической проводимости исходных диэлектриков. Проводимость ионных кристаллов за фронтом плоской ударной волны исследовалась в работах [19–23]. Из температурной зависимости электропроводности NaCl в работе [19] найдена энергия активации $\Delta W_0 = 1,2$ эВ и сделан вывод об ионном характере проводимости. К иному выводу пришли авторы [23]. Одновременное измерение электропроводности и коэффициента поглощения света ударно-сжатым NaCl говорит в пользу предложенного в [23] механизма, согласно которому основная роль в поглощении и проводимости принадлежит свободным электронам.

В последние годы возник интерес к исследованиям проводимости конденсированных инертных газов. Высокая проводимость жидкого аргона при давлении ~ 20 ГПа наблюдалась в работе [24]. Резкое снижение сопротивления с 10^{13} до 10^4 Ом при статическом сжатии ксенона было зарегистрировано в работе [25]. В работах [26, 27] зафиксировано изменение проводимости в ударно-сжатом жидком азоте от 10^{-3} (Ом \times см) $^{-1}$ при 20 ГПа до 10^2 (Ом \times см) $^{-1}$ при 60 ГПа. В области давлений 10–90 ГПа измерялась электропроводность жидких аргона, криптона и ксенона за фронтом плоской ударной волны в работах [28–30]. Проводимость жидкого кислорода $\sim 8 \times 10^3$ (Ом \times м) $^{-1}$ при давлениях до 43 ГПа измерена в [31]. Проводимость жидкого водорода до давлений ~ 180 ГПа исследовалась в [32].

Методика эксперимента

В экспериментах по измерению электропроводности ударно-сжатых диэлектриков использовалась схема, предложенная в работе [17]. Анализ ее возможностей и недостатков дан в [33]. Типичная схема экспериментального устройства, в котором измерительные электроды расположены параллельно ФУВ, приведена на рис. 5.17.

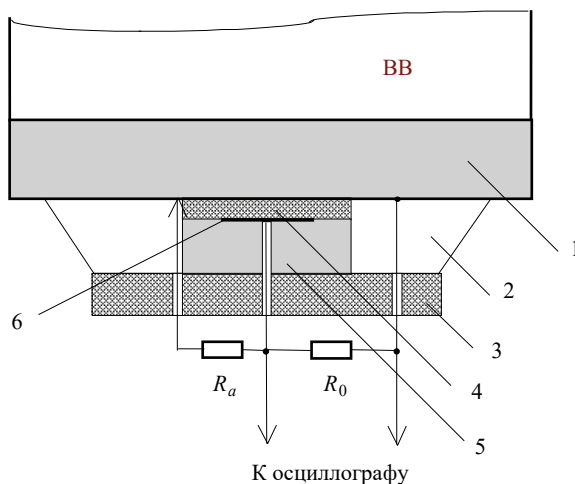


Рис. 5.17. Схема измерения электропроводности ионных кристаллов: 1 — экран; 2 — компанд; 3 — плексиглас; 4 — кристалл; 5 — подложка; 6 — контакт из медной фольги

Такая конструкция была использована для измерения электропроводности ударно-сжатого NaCl в [20]. В данной схеме используется разряд конденсатора большой емкости через сопротивление R_0 , шунтирующее образец. Падение сопротивления исследуемого вещества в ударной волне приводит к падению общего сопротивления, что сопровождается изменением напряжения на измерительных электродах, которое регистрируется осциллографом. Сопротивление кристалла R_x в данной схеме определялось по формуле

$$R_0 = \frac{V_x}{(V_0 - V_x) \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_a} \right)^{-1}}, \quad (5.8)$$

где V_0 и V_x — напряжения на электродах до и после прохождения ударной волны через кристалл. R_0 в различных опытах варьировалось от 0,8 до 6,0 Ом. Сопротивление $R_a = 50$ Ом использовалось для получения отметки времени прихода ударной волны к поверхности исследуемого кристалла. Удельная электропроводность рассчитывалась по формуле $G = L/R_x S$, где L — толщина кристалла, сжатого ударной волной; R_x — измеренное сопротивление; S — площадь контакта (варьировалась от 0,2 до 7,0 см²). При обработке экспериментальных данных использовались значения температуры, рассчитанные в [20] по УРС.

Аналогичную экспериментальную конструкцию позднее использовали авторы работ [21–23] при измерении электропроводности ионных кристаллов KCl, KBr и NaCl (рис. 5.18). В экспериментах [21–23] измерялась и яркостная температура ударно-сжатых исследуемых образцов.

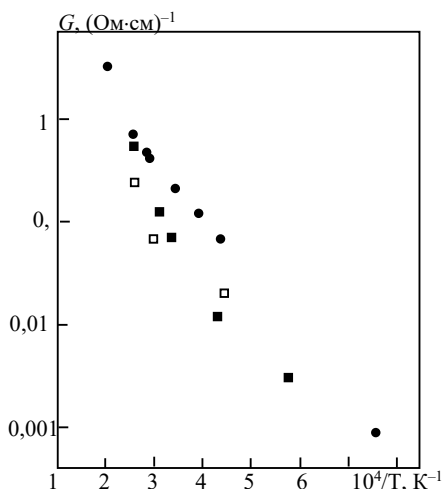


Рис. 5.18. Электропроводность ударно-сжатых ионных кристаллов в зависимости от температуры. Эксперимент: ● — NaCl; □ — KCl; ■ — KBr

Проводимость $G = eN_e \mu$ (5.9) имела важное значение для определения механизма поглощения в ударно-сжатом NaCl [23]. Здесь e — заряд электрона; N_e — концентрация свободных электронов; μ — их подвижность.

В рамках классической теории коэффициент поглощения определяется соотношением Друде — Зинера

$$\alpha = \left(2N_e e^2 / ncm \right) \left(q / (q^2 + v^2) \right). \quad (5.10)$$

Здесь n — показатель преломления; c — скорость света; m — эффективная масса электрона; v — частота падающего света; $q = e/2\pi t\mu$ — параметр затухания. Независимые экспериментальные измерения G и α позволили авторам [23] с помощью соотношений (5.9) и (5.10) оценить подвижность в ударно-сжатых ионных кристаллах в зависимости от температуры. Экспериментальное значение подвижности для KCl и KBr оказалось равным $\mu \sim 0,4 \text{ см}^2/\text{с}$. Для NaCl $\mu \sim 2 \text{ см}^2/\text{с}$.

Анализ экспериментальных и расчетных данных говорит в пользу предложенного в [23] механизма явления, в котором электропроводность и поглощение света в ударно-сжатых ионных кристаллах вызваны свободными электронами, термически возбужденными в зону проводимости. Согласно [23] на ФУВ ионный кристалл переводится из диэлектрического в полупроводниковое состояние с донорными уровнями, термическая диссоциация которых приводит к появлению свободных электронов в зоне проводимости. Для NaCl экспериментальные данные, полученные в [23], хорошо описываются при концентрации доноров $N_d = 2,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и ширине энергетической щели между донорными уровнями и зоной проводимости $\Delta W_0 = 2,4 \text{ эВ}$. Для кристаллов KBr и KCl хорошее согласие экспериментов с расчетами достигается при концентрации доноров $N_d = 2,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно при $\Delta W_0 = 2,3 \text{ эВ}$.

Для непрерывной регистрации сопротивления ударно-сжатого вещества используется схема с контактами, расположенными перпендикулярно ФУВ. Данная схема была применена в работе [34] при измерении электропроводности нитрида бора, хлористого натрия и фторопласта-4 (рис. 5.19).

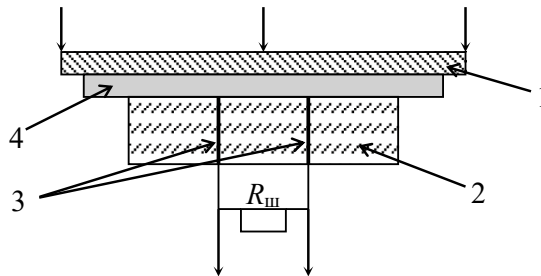


Рис. 5.19. Схема измерения электропроводности с перпендикулярным расположением электродов: 1 — экран; 2 — образец; 3 — электроды; 4 — прокладка (фторопласт-4)

В данной схеме изменение общего сопротивления измерительной ячейки определяется из выражения

$$R(t_0) = V(t_0)R_{ш} / (V_0 - V(t_0)), \quad (5.11)$$

где V_0 — начальное напряжение. Среднее сопротивление от момента вхождения ударной волны ($t = 0$) в образец до t_0

$$\rho(t_0) = R(t_0) a D t_0 / l \delta.$$

Здесь a — ширина контактов; l — расстояние между ними; D — скорость ударной волны; δ — относительное сжатие. Если проводимость во всем объеме за ФУВ постоянна, то напряжение на электродах должно изменяться со временем по закону

$$V(t) = V_0 / (1 + mt),$$

где $m = a D R_{\text{ш}} / \rho \delta$ — константа, зависящая от геометрии и удельного сопротивления образца.

В экспериментах [34] зафиксировано линейное изменение логарифма проводимости нитрида бора от температуры с энергией активации 3 эВ в диапазоне давлений 30–50 ГПа.

В работе [35] при измерении электропроводности капролона была использована аналогичная схема, но образец находился между двумя коаксиально расположенными цилиндрическими электродами. Удельное сопротивление в такой измерительной ячейке определяется формулой

$$\rho = \frac{2\pi}{\ln \Phi_1 / \Phi_2} \frac{D R_{\text{ш}}}{\delta Z_0} \frac{Z_x^2}{(dZ_x/dt)_t}. \quad (5.12)$$

Здесь Φ_1 и Φ_2 — внешний и внутренний диаметры образца; $R_{\text{ш}}$ — шунтирующее сопротивление; D — скорость ударной волны; δ — сжатие вещества; Z_0 — начальное отклонение луча на осциллографе; Z_x — амплитуда сигнала в момент времени t ; $(dZ_x/dt)_t$ — наклон траектории луча в тот же момент. Зарегистрированная удельная электропроводность капролона изменялась от 3×10^{-3} (Ом \times см) $^{-1}$ при $P = 35$ ГПа до $4,4 \times 10^{-2}$ (Ом \times см) $^{-1}$ при $P = 57$ ГПа.

Основной недостаток рассмотренных схем в том, что при измерении проводимости выше 10^2 (Ом \times см) $^{-1}$ индуктивность измерительной цепи препятствует резкому изменению тока в проводящем ударно-сжатом веществе. Для измерений высоких значений проводимости авторы [36] разработали новую методику, которая была использована при измерении электропроводности CsI, а позднее и сжиженных инертных газов — Ar, Kr и Xe [28–30].

Схема экспериментального устройства для исследования проводимости сжиженных инертных газов приведена на рис. 5.20.

В экспериментах регистрировались импульсный ток $I(t)$, протекающий через образец ударно-сжатого сжиженного газа между коаксиальным медным электродом 2 с наружным диаметром $\varnothing 40$ мм (толщиной 0,5 мм) и центральным электродом 1 $\varnothing 1$ мм, и разность потенциалов $V(t)$ между двумя медными зондами 8 $\varnothing 0,5$ мм. Эти электроды расположены в области исследуемого вещества на расстояниях $R_1 = 5$ мм и $R_2 = 15$ мм от центра. Разрядная цепь замыкалась при выходе ФУВ на границу диэлектрической пластины 3 и жидкого образца 9. Диэлектрик препятствует шунтированию проводимости исследуемого вещества металлическим экраном 7, через ко-

торый ударная волна выводилась в экспериментальную ячейку. При давлениях до 40 ГПа в качестве диэлектрика использовались фторопласт-4 и капрон, при давлениях выше 40 ГПа — керамика Al_2O_3 .

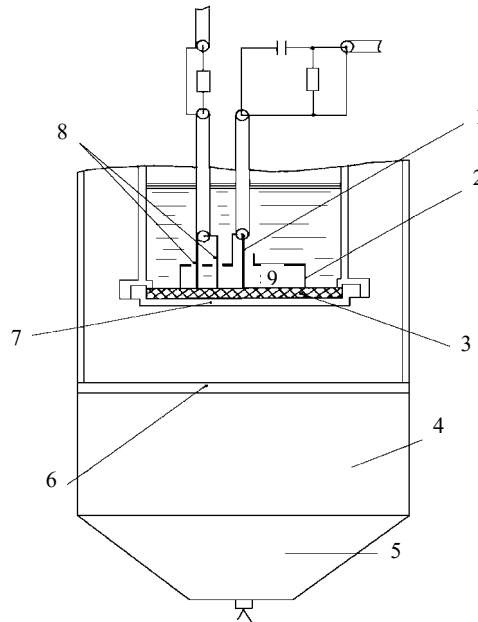


Рис. 5.20. Схема экспериментального устройства

Нагружение образцов осуществлялось при торможении ударника 6, который разгонялся при детонации ВВ 4 через генератор плоской волны 5. Давление в экспериментальных устройствах определялось по P - u -соотношениям для жидких Ag, Kg и Xe, материала экранов и диэлектрических пластин методом отражения. Учитывалось охлаждение элементов конструкции до температур кипения сжиженных газов.

Удельная электропроводность в предположении, что в проводящей области можно пренебречь электромагнитной индукцией, рассчитывалась по формуле [36]:

$$G = [1/2(D-u)] [I(t)/E_{\Phi}(t)], \quad (5.13)$$

где D и u — ударная и массовая скорости, а $E_{\Phi}(t)$ определялось из выражения

$$E_{\Phi}(t) = \frac{V(t)}{\ln r_1/r_2} + \frac{\mu u I(t)}{2\pi} - \frac{\mu(Z-Dt)}{2\pi} \frac{dI(t)}{dt}, \quad (5.14)$$

где $\mu = 4 \times 10^{-7}$ Гн/м — магнитная проницаемость вещества.

В серии независимых экспериментов измерялась яркостная температура на ФУВ в исследованных газах в фиолетовой (430 нм), зеленой (500 нм) и красной (600 нм) областях спектра. Эти данные позволили оценить истинную температуру на ФУВ в приближении серого тела.

Измеренные равновесные температурные зависимости электропроводности аргона, криптона и ксенона приведены на рис. 5.21.

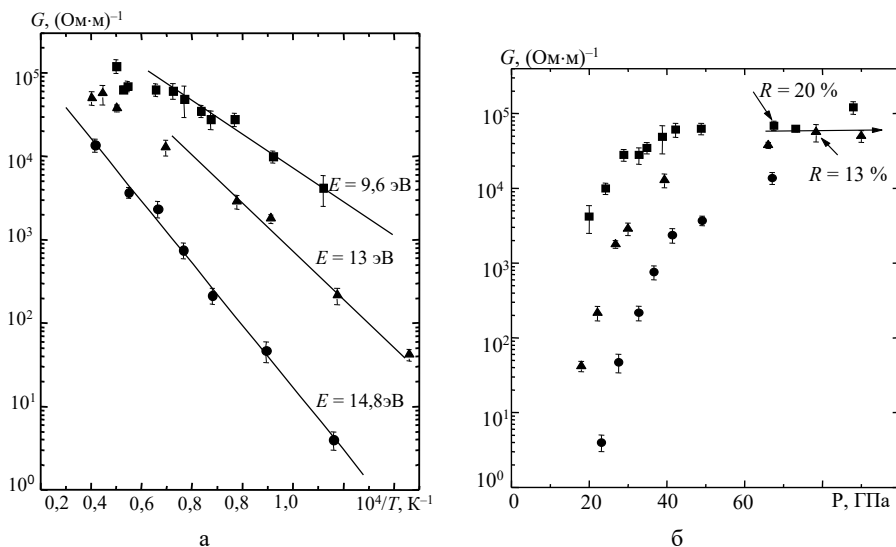


Рис. 5.21. Зависимость электропроводности ● — Ar, ▲ — Kr, ■ — Xe от температуры (а) и давления (б). — — аппроксимация; R — коэффициент отражения света от ФУВ

На экспериментальных зависимостях $G(1/T)$ можно выделить участки линейного изменения электропроводности от температуры: для аргона во всей области измерений, для криптона и ксенона за исключением трех и четырех верхних точек соответственно. Это позволяет сделать вывод, что на этих участках их электропроводность можно описать зависимостью, характерной для полупроводников,

$$G = G_0 \exp(-E(T, V)/2kT), \quad (5.15)$$

где $E(T, V)$ — энергетический зазор между валентной зоной и зоной проводимости, а G_0 слабо зависит от температуры.

Экспериментальные точки на линейных участках аппроксимировались по методу наименьших квадратов с доверительной вероятностью 90%. Аппроксимационные зависимости приведены на рис. 5.21 а. По ним определена ширина запрещенных зон в каждом из исследованных газов: $14,8 \pm 0,5$ эВ для аргона, $13 \pm 0,8$ эВ для криптона и $9,6 \pm 0,5$ эВ для ксенона. Полученные данные хорошо согласуются с экспериментальными значениями энергетических зазоров: 13,4 эВ для аргона, 11 эВ для криптона и 9,22 эВ для ксенона, измеренными при наблюдении фотопроводимости [37, 38].

Ошибки экспериментальных значений и сильная температурная зависимость не позволяют однозначно определить роль сжатия в процессе сближения зон. Экспериментальные значения характерны, видимо, лишь для начального участка зависимости $G(1/T)$, а дальше должно происходить уменьшение энергии активации процесса проводимости.

Экспериментальные значения электропроводности в зависимости от амплитуды ударной волны приведены на рис. 5.21 б. Особый интерес представляет зависимость электропроводности жидкого ксенона. Полученные данные выявили аномальный участок в области давлений 42–78 ГПа, где электропроводность имеет постоянное значение $\sim 6 \times 10^4$ (Ом \times м) $^{-1}$. К предельному значению $\sim 6 \times 10^4$ (Ом \times м) $^{-1}$ стремится электропроводность и в жидком криптоне при давлениях ~ 70 ГПа. Для аргона, видимо, это давление превышает ~ 100 ГПа.

Аналогичное поведение удельной электропроводности характерно и для экспериментов с жидким азотом [26, 27], где тенденция насыщения при давлениях ~ 100 ГПа отождествляется с диссоционным фазовым переходом. В экспериментах с жидким водородом [32] насыщение электропроводности при давлении ~ 140 ГПа было связано с металлизацией водорода в ударной волне.

Ударно-волновое сжатие создает уникальные возможности для изучения перехода диэлектриков в металлическое состояние, так как повышение плотности сопровождается существенным ростом температуры и увеличением числа свободных электронов. Это приводит к «размазыванию» перехода диэлектрик — металл, что создает предпосылки для наблюдения непрерывного перехода диэлектриков в металлическое состояние. Возрастание числа свободных электронов должно приводить в этом случае к увеличению коэффициента отражения света от ФУВ, которое можно зарегистрировать экспериментально. Отражение света $R \sim 13$ % от ФУВ в жидком криптоне при давлении ~ 76 ГПа зарегистрировано в [39]. Для измерения отражения использовалось собственное свечение ФУВ. В аналогичном эксперименте с жидким ксеноном зарегистрирован коэффициент отражения света от ФУВ ~ 20 % при давлении 63,6 ГПа. Такие высокие коэффициенты отражения света соответствуют давлениям, при которых зарегистрировано насыщение электропроводности $G(P)$ в криптоне и ксеноне (см. рис. 5.21 б). Это может быть связано с образованием хорошо отражающей металлической поверхности на ФУВ при увеличении числа свободных электронов, как и в обычных полупроводниках при возрастании температуры.

В добавление к сказанному выше отметим, что в монографии [16] приведен достаточно полный обзор данных по электропроводности ударно-сжатых веществ, опубликованных до 2000 года. В частности, рассмотрены метод электрохимических потенциалов, предложенный для определения типа носителей заряда, и методика измерения электропроводности металлов. Приведены результаты экспериментов с металлами: железо, свинец, титан, висмут, олово, литий. Показано, что, как и в статике, структурные фазовые превращения при динамическом нагружении сопровождаются хорошо выраженными аномалиями на зависимостях электропроводность — давление. Наблюдается как уменьшение электропроводности (Fe, Pb, Ti, Li), так и ее рост (Bi, Sn). Большое количество публикаций посвящено исследованию манганина и иттербия, что связано с уникальностью этих материалов для создания резистивных датчиков динамического давления.

При нагружении монокристаллического кремния в области упругости наблюдается плавный рост электропроводности. Переход в пластическое

состояние ($\sim 5,5$ ГПа) сопровождается скачком электропроводности примерно на два порядка величины. При давлении ~ 12 ГПа имеет место структурный фазовый переход в модификацию с металлической электропроводностью. Изменение электропроводности германия в широком диапазоне динамических давлений имеет такой же характер, что и для кремния.

Для исследованных слабых электролитов, как неорганических (вода, аммиак, двуокись азота), так и органических (этиловый и бутиловый спирты, глицерин), характерны плавное возрастание электропроводности с ростом давления ударного сжатия и ее уменьшение при разгрузке. Показано, что электропроводность этих веществ преимущественно ионного типа.

Интерес к измерениям электропроводности элементов со свойствами диэлектрика при ударном сжатии обусловлен главным образом возможностью их перехода в металлическое состояние. Переходы диэлектрик — металл зарегистрированы у йода (~ 15 ГПа), серы (~ 20 ГПа) и водорода (~ 140 ГПа). Для аморфного красного фосфора, жидких брома и азота электропроводность растет с ростом давления, но в исследованном диапазоне давлений переход в металлическое состояние не наблюдается. Красный фосфор при нагружении выше 5 ГПа превращается в кристаллическую орторомбическую фазу. Переход сопровождается скачкообразным увеличением электропроводности примерно на пять порядков величины до $\sigma \approx 10^3$ ($\text{Ом} \times \text{м}$) $^{-1}$. При нагружении до 16 ГПа указанное значение σ сохраняется. Для брома при 12 ГПа $\sigma \approx 10^4$ ($\text{Ом} \times \text{м}$) $^{-1}$ и далее остается постоянной вплоть до 50 ГПа. Электропроводность жидкого азота растет в диапазоне давлений 20–50 ГПа до значения $\sigma = 10^4$ ($\text{Ом} \times \text{м}$) $^{-1}$.

Жидкие диэлектрики — стирол, бензол, сероуглерод, акрилонитрил, четыреххлористый углерод, нитробензол — при ударно-волновом воздействии обладают следующими характерными свойствами: потеря оптической прозрачности и возникновение высокой электропроводности после достижения изломы на кривой динамической сжимаемости, свидетельствующих об образовании новой плотной фазы продуктов химического превращения; пороговый характер появления роста проводимости, рост удельной электропроводности во времени после сжатия образца, отражающий кинетику накопления проводящих продуктов.

Электропроводность продуктов детонации (ПД) после публикации первой работы [18] исследовалась многими авторами. Разработаны методики измерения в зоне химической реакции и за пределами плоскости Чепмена — Жуге, проведены измерения электропроводности ПД твердых и жидких взрывчатых веществ. Для всех исследованных веществ σ находится в диапазоне 10–300 ($\text{Ом} \times \text{м}$) $^{-1}$. С помощью метода электрохимических потенциалов показано, что электропроводность ПД имеет преимущественно ионную природу.

5.7. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ УДАРНО-СЖАТЫХ ПЬЕЗО- И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Как показывает анализ литературы [40], подавляющее большинство экспериментальных данных по электропроводности ударно-сжатых материалов

получено электроконтактными методами измерения электрического сопротивления образцов. Все они основаны на приложении к образцу исследуемого материала электрического напряжения или пропускании через него электрического тока от внешнего источника [40]. Однако для измерения электропроводности в пьезо- и сегнетоэлектриках эти методы непригодны. Причиной этому является то, что при действии УВ на эти материалы в них за счет пьезоэффекта или ударной деполяризации генерируется электрическое поле напряженностью до 10^7 – 10^8 В/м [41], на фоне которого выделить исследуемый эффект практически невозможно.

Электропроводность является значимой характеристикой при использовании пьезо- и сегнетоэлектриков в качестве рабочего тела датчиков динамического давления [41] и взрывных пьезогенераторов [42]. Однако из-за отсутствия экспериментальных данных эта величина не учитывалась в количественном отношении в феноменологических и расчетных моделях электрического отклика названных выше устройств на воздействие УВ [41, 43, 44]. Известна попытка измерения этой величины по методу вольтметра-амперметра и по методу колебательного контура в пьезокерамике [45]. Однако эти методы позволяют проводить измерения или на образцах неполяризованного материала, или на момент времени, когда деполяризационные процессы в объеме материала закончены. Поэтому они имеют ограниченную область применения.

В работе [46] для измерения электропроводности в пьезо- и сегнетоэлектриках предложен метод, основанный на использовании электрического поля, генерируемого в объеме материала при действии на него УВ.

Теория метода. В [46] составлено дифференциальное уравнение, описывающее электрический отклик образца пьезо- или сегнетоэлектрика на воздействие ударной волны с учетом ударно-индуцированной электропроводности. Образец, выполненный в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами $x_0 \times y_0 \times z_0$, размещен в диэлектрической среде. На его грани, параллельные плоскости yz , нанесены тонкие металлические электроды. Между ними включено сопротивление нагрузки R_H . Вдоль оси z по образцу со скоростью D распространяется плоская УВ.

Фронт УВ делит образец на сжатую и несжатую зоны. Утечка генерируемого электрического заряда может происходить:

- по грани образца параллельной координатной плоскости xu (соответствующая поверхностная электропроводность σ_1);
- по граням, параллельным плоскости xz (σ_2);
- по объему образца (σ_v).

Для описания электрического отклика ударно-нагруженного образца пьезо- или сегнетоэлектрика используется обычно эквивалентная схема, состоящая из генератора тока, нагруженного на емкость образца и сопротивление нагрузки [43, 44]. С учетом ударно-индуцированной электропроводности дифференциальное уравнение, описывающее работу такой схемы, имеет вид [46]:

$$C_0 \frac{dV(t)}{dt} + V(t) \left(\frac{1}{R_H} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_v} \right) = I_0, \quad (5.16)$$

где C_0 — емкость образца; R_H — сопротивление нагрузки; $V(t)$ — напряжение на R_H ; R_1 , R_2 и R_v — сопротивления, соответствующие σ_1 , σ_2 и σ_v ; I_0 — ток генератора тока (ток в короткозамкнутой цепи образца).

В предположении, что фронт УВ распространяется с постоянной скоростью D , для исследуемого материала выполняется закон Ома, и электропроводность в сжатой зоне значительно больше, чем в несжатой, выражения для сопротивлений можно записать следующим образом:

$$R_1 = \frac{x_0}{y_0 \sigma_1}, \quad R_2 = \frac{x_0}{2Dt \sigma_2}, \quad R_v = \frac{x_0}{y_0 D \sigma_v t}, \quad (5.17)$$

где x_0 , y_0 — размеры образца вдоль соответствующих осей, t — время.

С учетом (5.17) уравнение (5.16) примет вид:

$$C_0 \frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R_H} + \frac{y_0 \sigma_1 V(t)}{x_0} + \frac{D \times t V(t)}{x_0} (y_0 \sigma_v + 2\sigma_2) = I_0. \quad (5.18)$$

Начальное условие $V(0) = 0$.

Таким образом, электрический отклик образца пьезо- и сегнетоэлектрика на воздействие УВ описан линейным обыкновенным дифференциальным уравнением первого порядка с заданными начальными условиями, т. е. задачей Коши [47]. Требуется по измеренным в эксперименте силе тока $I_0(t)$ и напряжению $V(t)$ определить коэффициенты уравнения (5.18) σ_1 , σ_2 , σ_v , характеризующие проводимость материала.

Уравнение (5.18) решено в [46] с помощью методов оптимального управления [48, 49]. Решение задачи использовано при составлении компьютерной программы для обработки экспериментальных результатов.

Методика эксперимента. Схематическое изображение экспериментального устройства приведено на рис. 5.22.

Исследуемый образец 7 в форме прямоугольного параллелепипеда устанавливается на диэлектрическом экране 5 между пластинами из электрически инертного материала для обеспечения защиты от боковой разгрузки. Образец размещается в диэлектрической среде: трансформаторном масле с электрической плотностью не менее 20 кВ/мм. Тонкий слой масла есть также между пластинами и экраном. Ударная волна формируется с помощью взрывного линзового генератора плоской ударной волны. Требуемая напряженность электрического поля в образце устанавливается подбором величины омической нагрузки.

Измерение электропроводности проведено в трех сегнетоэлектрических материалах [50]: пьезокерамике системы цирконата–титаната свинца марки ПКР-1, монокристалле дейтерированного триглицинсульфата с добавкой L, α -аланина (АДТГС) и полимере поливинилиденфториде (ПВДФ), а также в пьезоэлектрике — монокристалле синтетического кварца [46]. Нагружение сегнетоэлектриков проводилось в направлении, перпендикулярном вектору спонтанной (остаточной) поляризации, кварца — вдоль кристаллографической оси Y. Характеристики материалов:

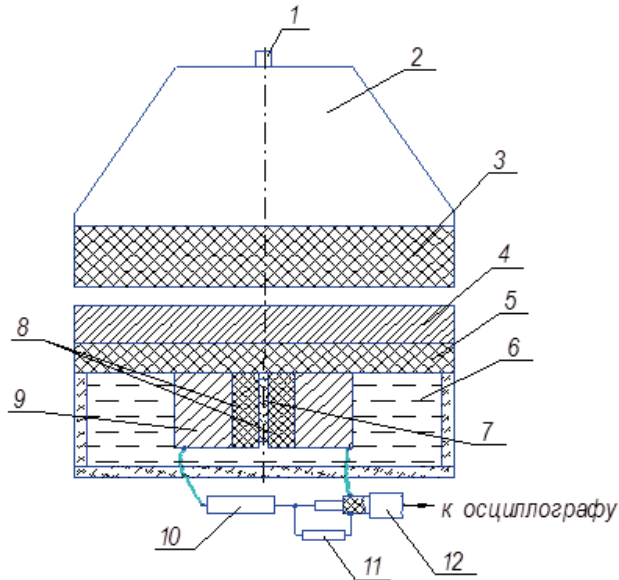


Рис. 5.22. Экспериментальное устройство: 1 — электродетонатор; 2 — линза из взрывчатого вещества; 3 — взрывчатое вещество; 4 — медь (алюминий) $\varnothing 90 \times 10$ мм; 5 — полиэтилен $\varnothing 90 \times 10$ мм; 6 — трансформаторное масло; 7 — образец кварца ($2 \times 7 \times 25$ мм³); 8 — кварцевые пластины; 9 — алюминиевые пластины ($10 \times 10 \times 25$ мм³); 10 — омическая нагрузка; 11 — измерительный резистор; 12 — коаксиальный кабель

ПКР-1: стехиометрическая формула $\text{PbZr}_{0,53}\text{Ti}_{0,45}\text{W}_{0,01}\text{Cd}_{0,01}\text{O}_3$, плотность $\rho_0 = 7,95$ г/см³ (98 % от кристаллической плотности), остаточная поляризация $P_r = (42 \pm 1)$ мкКл/см², относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \approx 700$, температура Кюри $T_k = 355$ °С, электропроводность при нормальных условиях $\sigma_0 = 10^{-9}$ (Ом \times м)⁻¹ [51]. Пьезокерамика марки ПКР-1 изготовлена методом горячего прессования [51].

АДТГС: химическая формула $(\text{ND}_2\text{CD}_2\text{COOD})_3 \times \text{D}_2\text{SO}_4$, $\rho_0 = 1,7$ г/см³, спонтанная поляризация $P_s = 2,8$ мкКл/см², $\varepsilon \approx 18$, $T_k = 61$ °С, $\sigma_0 = 2 \times 10^{-9}$ (Ом \times м)⁻¹ [52]. Монокристалл выращен из водного раствора, содержащего 20 % L, α -аланина.

ПВДФ: химическая формула $(\text{CF}_2-\text{CH}_2)_n$, $\rho_0 = 1,8$ г/см³, $P_r = 7,0 \pm 0,2$ мкКл/см², $\varepsilon \approx 12$, $\sigma_0 = 3 \times 10^{-15}$ (Ом \times м)⁻¹ [53].

Кварц: химическая формула SiO_2 , $\rho_0 = 2,7$ г/см³, $\varepsilon = 4,5$, $\sigma_0 = 10^{-14}$ (Ом \times м)⁻¹ [54].

Результаты экспериментов изложены в [46, 50]. На рис. 5.23 приведены в качестве примера зависимости удельного тока (ток в нагрузке, деленный на длину электрода в плоскости нагружения) от времени для ПКР-1 [50]. Эксперименты проведены при давлениях во фронте нагружающей УВ 12 ГПа (рис. 5.23 а) и 21 ГПа (рис. 5.23 б) при разных значениях напряженности поля E . Определение электропроводности с помощью разработанного математического аппарата дало следующее.

При давлении 12 ГПа чувствительность методики недостаточна для регистрации изменения электропроводности. По оценкам, максимальное

значение объемной электропроводности $\sigma_v \leq 5 \times 10^{-4} (\text{Ом} \times \text{м})^{-1}$. Зависимости σ_v от времени при давлении 21 ГПа даны на рис. 5.24.

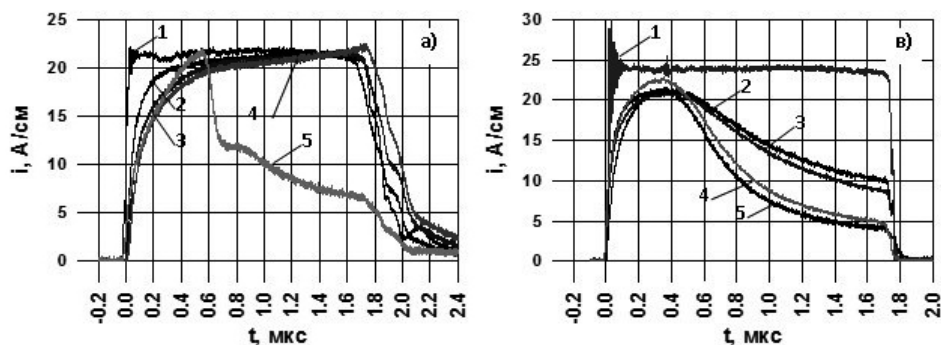


Рис. 5.23. Зависимость удельного тока от времени для ПКР-1.
а) $P = 12$ ГПа (1 — $E = 0,01$ кВ/мм; 2 — $E = 2,85$ кВ/мм; 3 — $E = 3,70$ кВ/мм; 4 — $E = 4,40$ кВ/мм; 5 — $E = 5,30$ кВ/мм).
б) $P = 21$ ГПа (1 — $E = 0,01$ кВ/мм; 2 — $E = 2,10$ кВ/мм; 3 — $E = 2,40$ кВ/мм; 4 — $E = 3,40$ кВ/мм; 5 — $E = 3,60$ кВ/мм)

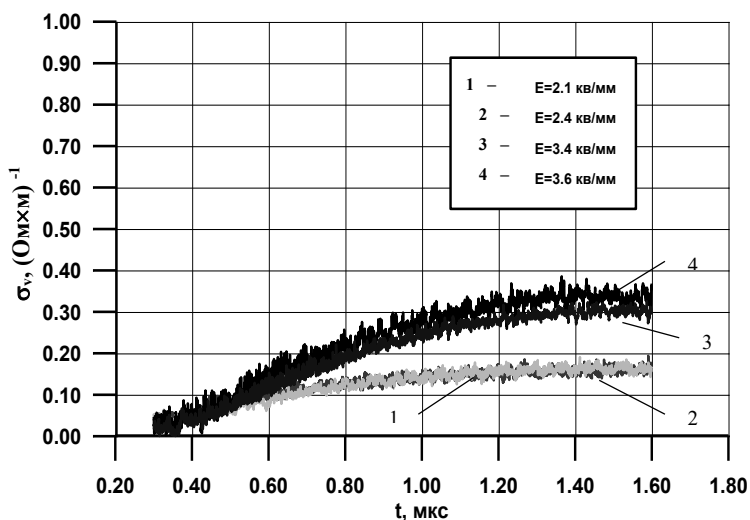


Рис. 5.24. Зависимость объемной электропроводности от времени в пьезокерамике ПКР-1 при давлении 21 ГПа

Из него следует, что электропроводность растет во времени и ее значения, полученные в разных опытах, различаются примерно в 1,2 раза. Максимальное значение $\sigma_v = 3 \times 10^{-1} (\text{Ом} \times \text{м})^{-1}$ на восемь порядков величины больше электропроводности пьезокерамики при нормальных условиях. На рис. 5.25 приведены экспериментальная и рассчитанная в рамках модели [46] с учетом полученной σ_v зависимости напряжения на нагрузке от времени при напряженности поля 2,1 кВ/мм. Очевидно, что расчет и эксперимент хорошо согласуются между собой.

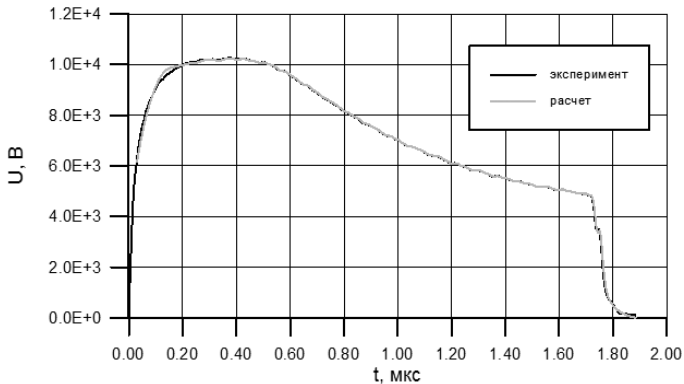


Рис. 5.25. Экспериментальная и расчетная зависимости напряжения от времени для ПКР-1

Максимальные значения объемной электропроводности для кварца составили $5 \times 10^{-3} (\text{Ом} \times \text{м})^{-1}$ ($P = 7$ ГПа) и $1,8 \times 10^{-2} (\text{Ом} \times \text{м})^{-1}$ ($P = 17$ ГПа) [46]; для монокристалла АДГТС — $1,5 \times 10^{-2} (\text{Ом} \times \text{м})^{-1}$ ($P = 12$ ГПа) [50]. Для кварца это на 10–12 порядков величины, для АДГТС на 8 порядков величины больше электропроводности при нормальных условиях. Здесь также наблюдался рост σ_v во времени. Для кварца при давлении 3 ГПа и полимера ПВДФ при $P = 14,5$ ГПа чувствительность используемой схемы регистрации позволила только оценить σ_v . Результаты оценки:

$$\sigma_v \leq 5 \times 10^{-6} (\text{Ом} \times \text{м})^{-1} \text{ — кварц;}$$

$$\sigma_v \leq 2,5 \times 10^{-5} (\text{Ом} \times \text{м})^{-1} \text{ — ПВДФ.}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 5

1. Фунтиков А.И., Павловский М.Н. Ударное сжатие твердых тел и полиморфные превращения. Ударные волны в твердых телах // Ударные волны и экстремальные состояния вещества. М.: Наука, 2000. С. 138–159.
2. Альтшуллер Л.В. Фазовые превращения в ударных волнах // ПМТФ. 1978. № 4. С. 93–103.
3. Альтшуллер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 197–258.
4. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
5. Кузнецов Н.М. Ударное сжатие твердых тел и полиморфные превращения. Некоторые вопросы полиморфных превращений в ударных волнах // Ударные волны и экстремальные состояния вещества. М.: Наука, 2000. С. 174–198.
6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008. 656 с.
7. Новиков С.А., Дивнов И.И., Иванов А.Г. Исследование структуры ударных волн сжатия в железе // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 3. С. 814–816.
8. Иванов А.Г., Новиков С.А. Об ударных волнах разрежения в железе и стали // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. Вып. 6. С. 1880–1882.
9. Иванов А.Г., Новиков С.А., Тарасов Ю.И. Откольные явления в железе и стали, вызванные взаимодействием ударных волн разрежения // Физика твердого тела. 1962. Т. 4. Вып. 1. С. 249–260.

10. Фунтиков А.И. Ударное сжатие твердых тел. Фазовая диаграмма железа // Ударные волны и экстремальные состояния вещества. М.: Наука, 2000. С. 160–173.
11. Батьков Ю.В., Герман В.Н., Осипов Р.С. и др. Плавление свинца при ударном сжатии // ПМТФ. 1988. № 1. С. 149–151.
12. Альтишуллер Л.В., Баканова А.А., Бушман А.В. и др. Испарение ударно-сжатого свинца в волнах разгрузки // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. Вып. 5 (11). С. 1866–1872.
13. Баканова А.А., Дудолодов И.П., Жерноклетов М.В. и др. Об испарении ударно-сжатых металлов при расширении // ПМТФ. 1983. № 2. С. 76–81.
14. Бушман А.В., Глушак Б.Л., Грязнов В.К. и др. Ударное сжатие и адиабатическая разгрузка плотной плазмы висмута при экстремальных концентрациях тепловой энергии // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 8. С. 375–377.
15. Альтишуллер Л.В., Баканова А.А. Электронная структура и сжимаемость металлов при высоких давлениях // УФН. 1968. Т. 96. Вып. 2. С. 193–215.
16. Электрические явления в ударных волнах. Монография / Под ред. В.А. Борисенка, А.М. Молодца и Е.З. Новицкого. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
17. Бриш А.А., Тарасов М.С., Цукерман В.А. Электропроводность диэлектриков в сильных ударных волнах // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 22–26.
18. Бриш А.А., Тарасов М.С., Цукерман В.А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // Там же. 1959. Т. 37. С. 1543–1546.
19. Alder B., Christian R. Metallic transition in ionic and molecular crystals // Phys. Rev. 1956. Vol. 104. P. 550–551.
20. Альтишуллер Л.В., Кулешова Л.В., Павловский М.Н. Динамическая сжимаемость, уравнение состояния и электропроводность хлористого натрия при высоких давлениях // ЖЭТФ. 1960. 39. Вып. 1 (7). С. 16–24.
21. Григорьев Ф.В., Кириллов Г.А., Кормер С.Б. и др. Исследование электропроводности и поглощения ударно-сжатых ионных кристаллов в диапазоне давлений 150–800 кбар // 2-й Всес. симпозиум по горению и взрыву. Ереван, 1965. С. 259–262.
22. Григорьев Ф.В., Кириллов Г.А., Кормер С.Б. и др. Сжимаемость, температура, электропроводность и коэффициент поглощения ударно-сжатого четыреххлористого углерода // Там же. С. 255–257.
23. Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Попова Л.Т., Сеницын М.В. Экспериментальное определение коэффициента поглощения света ударно-сжатым NaCl. Механизм поглощения и проводимости // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. Вып. 1 (7). С. 135–142.
24. Van Thiel M., Alder B. Shock compression of argon // J. Chem. Phys. 1966. Vol. 44. № 3. P. 1056–1065.
25. Nelson D., Ruoff A. Metallic xenon of static pressures // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 42. № 6. P. 383–386.
26. Radousky H.B., Nellis W.J., Ross M. et al. Molecular dissociation and shock-induced cooling in fluid nitrogen of high densities and temperatures // Ibid. 1986. Vol. 57. № 19. P. 2419–2422.
27. Nellis W.J., Radousky H.B., Hamilton D.C. et al. Equation-of-state shock-temperature and electrical-conductivity data of dense fluid nitrogen in the region of the dissociative phase transition // J. Chem. Phys. 1991. Vol. 93. № 3. P. 2244–2257.
28. Гатилов Л.А., Глухodedов В.Д., Григорьев Ф.В. и др. Электропроводность ударно-сжатого конденсированного аргона при давлениях от 20 до 70 ГПа // ПМТФ. 1985. № 1. С. 99–102.
29. Mochalov M.A., Glukhodedov V.D., Kirshanov S.I., Lebedeva T.S. // Shock Compression of Condensed Matter—1999. Snowbird. Utah. P. 983–986.
30. Urlin V.D., Mochalov M.A., Mikhailova O.L. Liquid xenon study under shock and quasi-isentropic compression // High Pressure Research. 1992. Vol. 8. P. 595–605.

31. *Hamilton D.C., Nellis W.J., Mitchell A.C. et al.* Electrical conductivity and equation of state of shock-compressed liquid oxygen // *J. Chem. Phys.* 1988. Vol. 88. № 8. P. 5042–5050.
32. *Weir S.T., Mitchell A.C., Nellis W.J.* Metallization of fluid molecular hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar) // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 76. № 11. P. 1860–1863.
33. *Килер Р.* Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях // *Физика высоких плотностей энергии*. М.: Мир, 1974.
34. *Кулешова Л.В.* Электропроводность нитрида бора, хлористого калия и фторопласта-4 // *Физика твердого тела*. 1969. Т. 11. Вып. 5. С. 1085–1091.
35. *Кулешова Л.В., Павловский М.Н.* Динамическая сжимаемость, электропроводность и скорость звука за фронтом ударной волны в капролоне // *ПМТФ*. 1977. № 5. С. 122–126.
36. *Гатилов Л.А., Кулешова Л.В.* Измерение высокой электропроводности в ударно-сжатых диэлектриках // Там же. 1989. № 1. С. 136–139.
37. *Huang S., Freeman G.* Effect of density on the total ionization fields in X-irradiated argon, krypton, xenon // *Can. J. Chem.* 1977. Vol. 55. P. 1838–1844.
38. *Asaf V., Steinberger L.* Photoconductivity and electron parameters in liquid and solid xenon // *Phys. Rev. B*. 1974. Vol. 10. P. 4464–4470.
39. *Глухodedов В.Д., Киришанов С.И., Лебедева Т.С., Мочалов М.А.* Свойства ударно-сжатого жидкого криптона при давлениях до 90 ГПа // *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116. Вып. 2 (8). С. 551–562.
40. *Якушев В.В.* Электрические измерения в динамическом эксперименте // *ФГВ*. 1974. Т. 14. № 2. С. 3–19.
41. *Graham R.A.* Solids Under High-Pressure Shock Compression // Springer-Verlag. 1993. New York. P. 221.
42. *Новицкий Е.З., Колесников В.В., Ведринский Р.В.* Деполяризация пьезокерамики в ударных волнах. Феноменология явления // *ФГВ*. 1973. Т. 6. № 6. С. 310–315.
43. *Neilson F.W.* Effect of Strong Shocks in Ferroelectric Materials // *Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II*. 1957. Vol. 2. P. 302–307.
44. *Новицкий Е.З., Садунов В.Д.* Энергетические характеристики сегнетоэлектрика как рабочего тела преобразователя энергии // *ФГВ*. 1985. № 5. С. 104–107.
45. *Новицкий Е.З., Садунов В.Д., Трищенко Т.В.* Исследование электрофизических свойств сегнетоэлектриков в условиях ударно-волнового нагружения // *ФГВ*. 1980. Т. 16. № 1. С. 88–99.
46. *Борисенко В.А., Кручинин В.А., Брагунец В.А., Борисенко С.В., Симаков В.Г., Жерноклетов М.В.* Измерение ударно-индуцированной электропроводности в пьезо- и сегнетоэлектриках. Монокристаллический кварц // *ФГВ*. 2007. Т. 43. № 1. С. 112–120.
47. *Понтрягин Л.С.* Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1992.
48. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: МГУ, 1999.
49. *Кряжимский А.В., Осипов Ю.С.* О моделировании управления в динамической системе // *Известия АН СССР. Сер. «Техническая кибернетика»*. 1983. № 2. С. 51–60.
50. *Брагунец В.А., Симаков В.Г., Борисенко В.А., Борисенко С.В., Кручинин В.А.* Ударно-индуцированная электропроводность в некоторых сегнетоэлектриках // *ФГВ*. 2010. Т. 46. № 2. С. 128–132.
51. *Фесенко Е.Г., Данцигер А.Я., Разумовская О.Н.* Новые пьезокерамические материалы. Ростов-на-Дону, Ростовский государственный университет, 1983.

52. *Кременчугский Л.С., Ройцина О.В.* Пироэлектрические приемники излучения. Киев: Наукова думка, 1979.

53. *Wada Y., Hayakawa R.* Piezoelectricity and pyroelectricity of polymers // *J. Appl. Phys.* 1976. № 15 (11). P. 2041–2048.

54. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1992.

ГЛАВА 6

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ

Ю.В. Батьков, Б.Л. Глушак, В.А. Огородников, О.А. Тюпанова

6.1. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СДВИГОВОЙ ПРОЧНОСТИ

Используемые на практике методы получения информации и интерпретации опытных данных о сопротивлении материалов пластической деформации (сдвиговой прочности) базируются на современных представлениях о характере и особенностях движения прочной среды при высокоскоростном деформировании. Ниже приводится краткое описание этих методов. Более подробно читатель может ознакомиться с ними, обратившись к монографиям [1–4] и оригинальным работам, ссылки на которые содержатся в настоящей главе.

6.1.1. Сравнение ударной адиабаты и изотермы кривой всестороннего сжатия

В допущениях об изотропности упрочнения материала и малости отличия кривой изотермического всестороннего сжатия от среднего напряжения $\frac{\sigma_{ii}}{3}$ динамический предел текучести вычисляется по разности напряжений σ_1 на ударной адиабате упругопластического материала и давления P на изотерме его всестороннего сжатия при заданном удельном объеме V (или деформации ε) по формуле $Y_d = \frac{3}{2}(\sigma_1 - P)$.

Такой подход к нахождению Y_d ограничен сравнительно невысокими напряжениями σ_1 , когда температура вещества при ударно-волновом сжатии пренебрежимо мала и соответственно мала в сравнении с полным давлением его тепловая составляющая.

Например, для алюминиевого сплава Al-2024 в [5] рекомендуется вычислять динамический предел текучести в области напряжений $2,7 \leq \sigma_1 \leq 9,4$ ГПа, пользуясь следующими соотношениями для $\sigma_1(\varepsilon)$ и $P(\varepsilon)$: $\sigma_1 = 0,18 + 72,06\varepsilon - 347,1\varepsilon^2$ (ГПа) — для нормальной составляющей напряжения в плоской ударной волне и $P = 75,9\varepsilon + 201\varepsilon^2$ (ГПа) — для гидростатической кривой сжатия. Этот метод оценки Y_d , кроме всего прочего, требует высокой точности определения зависимостей $\sigma_1(\varepsilon)$ и $P(\varepsilon)$, поскольку малые изменения ε приводят к заметным изменениям σ_1 и P .

6.1.2. Регистрация затухания ударной волны

В этом методе значение Y_d определяется из результатов исследования негидродинамического затухания ударной волны, распространяющейся по образцу из упругопластического материала [6, 7]. Схема постановки опытов показана на рис. 6.1. Нагружение образца осуществляется торможением на нем свободно летящей пластины-ударника, желательнее из такого же материала. В результате соударения по материалам пластины и образца распространяются ударные волны. Выходящая на тыльную свободную поверхность ударника ударная волна отражается в виде центрированной волны разрежения, включающей в себя упругую и пластическую волны разгрузки.

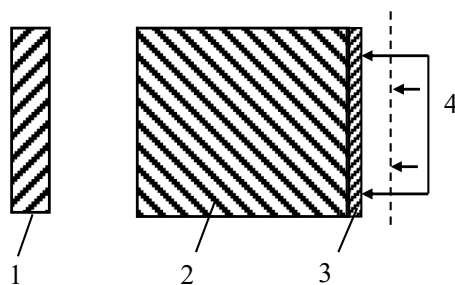


Рис. 6.1. Схема постановки опытов по негидродинамическому затуханию: 1 — пластина-ударник, 2 — исследуемый материал, 3 — отлетающий индикатор, 4 — контакты для измерения скорости индикатора

Если ударник и образец изготовлены из одного материала, то волна распространяется по системе без преломления на границе их раздела.

Упругая волна разгрузки догоняет ФУВ в образце ранее прихода пластической волны расширения и, взаимодействуя с ним, уменьшает его амплитуду.

Уменьшение амплитуды ФУВ в образце зависит от амплитуды $\Delta\sigma_{\text{упр}}$ упругой волны разгрузки. Таким образом, регистрация негидродинамического затухания ударной волны несет информацию о $\Delta\sigma_{\text{упр}}$, связанной с Y_d соотношением

$$Y_d = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \Delta\sigma_{\text{упр}}. \quad (6.1)$$

Для регистрации параметров ударной волны на фиксированном расстоянии x от поверхности соударения используется тонкий ($\Delta \approx 0,15$ мм) отлетающий индикатор. Ввиду малой толщины индикатора предполагается, что скорость $W_{\text{инд}}$ его движения, измеряемая обычно электроконтактным методом, отвечает мгновенному значению σ_1 ФУВ в заданном сечении. Переход от скорости полета $W_{\text{инд}}$ к массовой скорости u на ФУВ в образце осуществляется с помощью специализированных методических опытов, в которых измеряется значение $W_{\text{инд}}$, приобретенное при распространении по образцу стационарной ударной волны. По значениям u вычисляется далее напряжение σ_1

на ФУВ в образце с использованием закона сохранения импульса и $D-u$ -соотношения исследуемого материала.

На рис. 6.2 показана расчетная зависимость скорости вещества от расстояния, пройденного ударной волной, и нанесены экспериментальные точки [6]. Видно, что положение экспериментальных точек указывает на более быстрое затухание ударной волны по сравнению с расчетом, выполненным в гидродинамическом приближении.

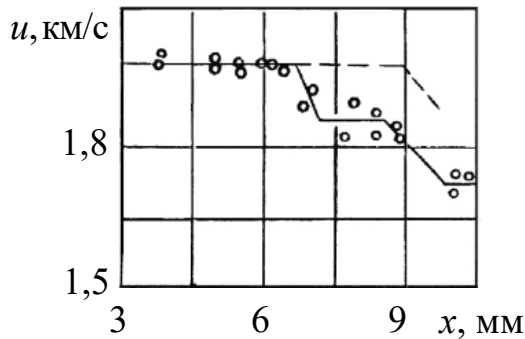


Рис. 6.2. Зависимость массовой скорости на ФУВ от пройденного волной расстояния в меди (толщина медного ударника 1,5 мм): - - - — расчет в гидродинамическом приближении; \circ — экспериментальные точки

Значения критических напряжений сдвига оцениваются далее путем сравнения экспериментальных зависимостей затухания ударной волны с серией расчетных зависимостей, получаемых при различных значениях динамического предела текучести. За искомое принимается значение Y_d , при котором достигается лучшее согласие с экспериментом. Затухание амплитуды ударной волны может быть также определено путем регистрации амплитуды ударной волны кварцевым датчиком, размещаемым на различных расстояниях от нагружаемой поверхности [8].

6.1.3. Регистрация профиля напряжений

Метод основан на непрерывной регистрации пьезорезистивными датчиками (манганиновыми, иттербиевыми) профиля напряжений $\sigma_1(t)$ в волне разгрузки во внутреннем сечении образца, предварительно сжатого стационарной ударной волной.

Предполагается, что, несмотря на отличие в динамической жесткости материалов датчика и исследуемого материала, в результате нескольких циркуляций волн датчик регистрирует истинное напряжение σ_1 в волнах сжатия и разгрузки. Следует, однако, заметить, что строгого доказательства (с учетом возможности проявления гистерезиса манганина) этого предположения не имеется.

На осциллографической записи сигнала с датчика (рис. 6.3) обычно ясно различимы как упругая часть волны расширения, так и пластическая ее часть.

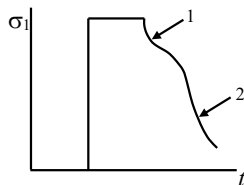


Рис. 6.3. Сигнал с датчика: 1 — упругая волна расширения, 2 — пластическая разгрузка

Если граница между упругой и пластической волнами выражена достаточно резко, то непосредственно определяется амплитуда упругой волны разгрузки $\Delta\sigma_{\text{упр}}$ и по формуле (6.1) при заданном значении коэффициента Пуассона ν вычисляется динамический предел текучести Y_d . В [9] для Al-2024 при $\sigma_1 = 9,45$ ГПа получено значение $Y_d = 1,0$ ГПа, что весьма близко к значению $Y = 1,1$ ГПа, вычисленному по приведенным ранее зависимостям $\sigma_1(\varepsilon)$ и $P(\varepsilon)$.

Чаще, однако, в отличие от ожидаемого по идеализированной модели упругопластического тела, в металлах в волнах разрежения не регистрируется четко выраженная граница между упругой и пластической волнами, т. е. экспериментально фиксируемый профиль не имеет характерной точки излома, отвечающей «хвосту» упругой волны разрежения. По этой причине нахождение Y_d ударно-сжатого материала из такого единичного профиля представляется затруднительным. Для повышения точности определения сопротивления сдвигу используется серия профилей $\sigma_1(t)$, полученных в нескольких внутренних сечениях образца, по которому распространяются ударная волна и последующая волна расширения, расположенных на различных расстояниях от поверхности нагружения [10]. Далее в приближении простой волны находится отклонение состояния вещества от гидростатического в волне расширения

$$\sigma_1 - P = \int \frac{a_\phi^2 - c_b^2}{a_\phi^2} d\sigma_1, \quad (6.2)$$

где a_ϕ — определяемая по экспериментальным данным фазовая скорость распространения фиксированных уровней напряжения σ_1 ; c_b — объемная скорость звука, вычисляемая по УРС. Максимальное напряжение сдвига вычисляется затем из соотношения $\tau = \frac{3}{4}(\sigma_1 - P)$, где значение $\sigma_1 - P$ берется максимальным из значений, получаемых при интегрировании.

6.1.4. Метод измерения главных напряжений

Разработка экспериментальных методик измерения импульсных напряжений с помощью манганиновых или диэлектрических датчиков дала возможность измерять не только нормальные к фронту волны напряжения σ_1 (σ_x), но и поперечные, лежащие в плоскости ФУВ, σ_2 (σ_y) или $\sigma_3 = \sigma_2$. Таким образом, непосредственно из опытных данных, без обращения к другой информации, возможно определение динамического предела текучести

в ударно-сжатом плоской волной материале как разности двух измеренных главных напряжений $Y_d = \sigma_1 - \sigma_2 = \sigma_1 - \sigma_3$. Предполагается, что с помощью датчиков измеряются истинные значения σ_1, σ_2 .

Практика исследований показывает, что результаты измерений главных напряжений σ_1 во фронте стационарной ударной волны с помощью манганиновых датчиков вполне корректны в области малых давлений нагружения. В щели, где располагается датчик измерений σ_2 , движение среды носит сложный характер. Результаты двумерных расчетов и сравнение их с опытными данными свидетельствуют о том, что фиксируемые экспериментально значения σ_2 меньше значений σ_2 , реализующихся в исследуемом веществе. Другими словами, вычисляемые непосредственно из результатов измерений значения $Y_d = \sigma_1 - \sigma_2$ оказываются завышенными по сравнению с реальными. Указанное различие, малое в гигапаскальном интервале значений σ_1 , становится существенным при давлениях в десятки гигапаскалей. Результаты экспериментальных измерений в области гигапаскальных напряжений, приведенные ниже, подтверждают данное предположение.

В экспериментах [11, 12] датчики малой толщины из манганиновой проволоки или фольги, заключенные в изолирующие материалы, вводятся в разрезы, сделанные в образце из исследуемого материала, параллельно и перпендикулярно фронту распространяющейся стационарной ударной волны (рис. 6.4).

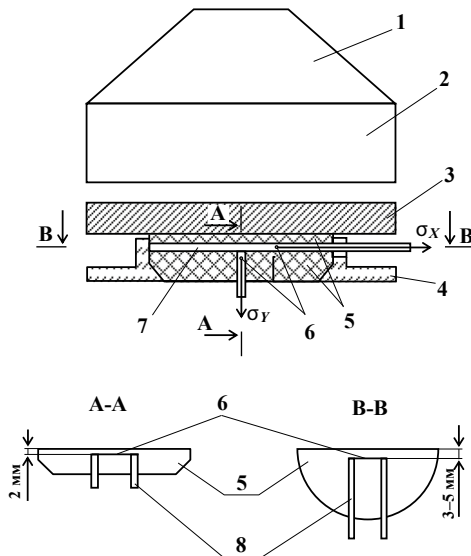


Рис. 6.4. Схема постановки опыта по измерению главных напряжений: 1 — плосковолновая линза, 2 — заряд ВВ, 3 — экран, 4 — прижим, 5 — элементы образца, 6 — чувствительный элемент датчика, 7 — изоляция датчика, 8 — выводы

Геометрические размеры образца выбираются такими, чтобы исключить влияние боковых волн разрежения и отраженной от свободной поверхности волны разрежения на течение среды в месте расположения датчика на протяжении времени измерения. Измерение σ_1 и σ_2 в одном опыте исключает

погрешность, связанную с колебаниями σ_1 и σ_2 от опыта к опыту на одном и том же нагружающем устройстве при раздельном измерении σ_1 и σ_2 . Это обстоятельство важно, поскольку разность $\sigma_1 - \sigma_2$, как правило, невелика.

В качестве примера приведем аналитические зависимости, связывающие главные измеряемые напряжения и описывающие экспериментальные данные из работ [11], [13] для нескольких материалов:

АД1: $\sigma_2 = (0,918 \pm 0,015)$, $\sigma_1 = (0,495 \pm 0,177)$ (ГПа) (при $3,7 \leq \sigma_1 \leq 22$ ГПа);

АМг6: $\sigma_2 = (0,951 \pm 0,007)$, $\sigma_1 = (0,127 \pm 0,100)$ (ГПа) (при $2,0 \leq \sigma_1 \leq 21,0$ ГПа);

Сu: $\sigma_2 = (0,868 \pm 0,008)$, $\sigma_1 = (0,129 \pm 0,108)$ (ГПа) (при $2,2 \leq \sigma_1 \leq 22,0$ ГПа).

Остановимся подробнее на вопросе измерения поперечного напряжения σ_2 . Предположим, что материал изоляции ведет себя подобно идеальной жидкости. Из этого предположения следует:

а) в слое изоляции отсутствуют сдвиговые напряжения;

б) если слой изоляции находится в механическом равновесии с исследуемым твердым телом, то гидростатическое давление в изоляции равно напряжению σ_2 в окружающем твердом теле;

в) калибровка датчика, выполненная для напряжений σ_1 , справедлива для напряжений σ_2 .

Первые два следствия вполне удовлетворяются выбором в качестве материала изоляции полимеров (лавсан, фторопласт, полиэтилен).

Если калибровка σ_1 выполнена с полимерной изоляцией, то можно полагать, что она приемлема для измерений σ_2 . Типичные записи сигналов с манганиновых датчиков представлены на рис. 6.5.

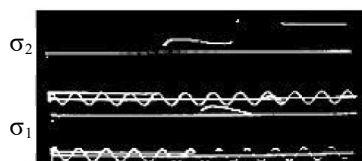


Рис. 6.5. Типичная оциллограмма записи главных нормальных напряжений σ_1 и σ_2 . Период меток времени 1 мкс

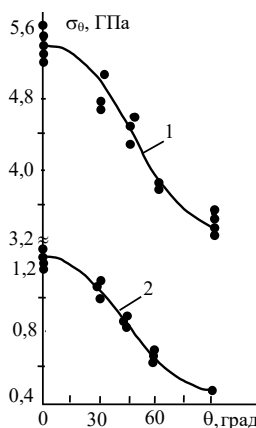


Рис. 6.6. Зависимость нормального напряжения σ_θ в Ст.3 от угла θ : — — расчет по (6.3); 1 — упругоупластическая область, 2 — упругая область, ● — экспериментальные точки

Прямым экспериментальным подтверждением корректности измерения напряжений σ_2 рассматриваемым методом в гигапаскальном диапазоне напряжений являются результаты, полученные в упругой области деформирования сталей ХС38 [12], Ст.3 и 30ХГСА [13, 14], керамики на основе окиси алюминия Al_2O_3 [15], а также результаты исследования зависимости σ_θ для стали Ст.3 в упругой и упругопластической областях деформирования [13] (σ_θ — напряжение по нормали к сечениям, ориентированным под углом θ к плоскости ФУВ).

В первом случае коэффициент Пуассона, вычисленный по соотношению $\sigma_2 = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_1$, совпадает с аналогичными значениями из литературных источников, полученными при статических нагрузках.

Во втором случае экспериментальные зависимости σ_θ согласуются с известной теоретической зависимостью

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \pm \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2\theta. \quad (6.3)$$

Сравнение расчетных зависимостей с опытными данными представлено на рис. 6.6.

6.1.5. Самосогласованный метод

Суть самосогласованного метода [16, 17] иллюстрирует рис. 6.7. В этом методе с использованием экспериментально полученных скоростей движения частиц ударно-сжатого исследуемого материала при повторной нагрузке и разгрузке из начального состояния расчетным путем определяются зависимости $\sigma_1(V)$ или $\sigma_1(\epsilon)$. Значения $\sigma_{\text{в}}$ и $\sigma_{\text{н}}$, представляющие собой верхний и нижний пределы поверхности текучести, получают экстраполяцией кривых $\sigma_1(\epsilon)$ повторного нагружения и разгрузки к одной изохоре, проходящей через начальное состояние ударно-волнового сжатия.

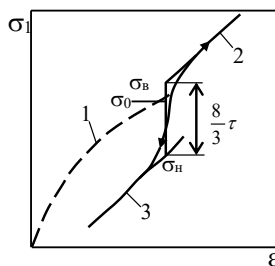


Рис. 6.7. Схема определения сдвигового напряжения самосогласованным методом: 1 — первичное сжатие, 2 — вторичное сжатие, 3 — разгрузка, σ_0 — ударно-сжатое состояние

Кратко опишем экспериментальную процедуру [17]. Комбинированный ударник, состоящий из двух слоев, тормозится на плоском образце из исследуемого материала.

По материалу передней пластины ударника и исследуемому материалу после соударения распространяются ударные волны. Если материал задней

пластины ударника более жесткий по сравнению с материалом передней пластины, то при отражении ударной волны от границы раздела двух пластин по передней пластине будет распространяться ударная волна. Падение этой волны на границу раздела ударник — исследуемый материал генерирует в последнем вторую ударную волну.

Если, наоборот, материал задней пластины ударника мягче материала передней пластины, то в результате взаимодействия волн в исследуемом веществе вслед за ударной волной распространяется волна расширения.

Скорость движения частиц во времени регистрируется с помощью лазерного интерферометра через прозрачное к излучению «окно», плотно прилегающее к поверхности образца (рис. 6.8). Обработанные записи зависимости массовой скорости от времени по [16] приведены на рис. 6.9.

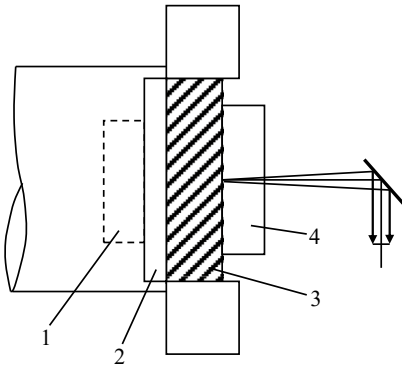


Рис. 6.8. Схема постановки опыта самоогласованным методом [16]: 1 — тыльная часть ударника, 2 — передняя часть ударника, 3 — образец исследуемого материала, 4 — преграда из прозрачного материала (окно)

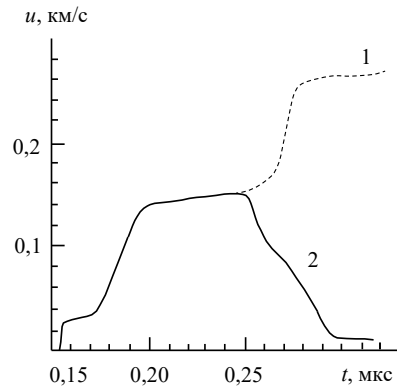


Рис. 6.9. Зависимость массовой скорости от времени [16] (образец из алюминия): 1 — волна вторичного сжатия, 2 — волна разгрузки

При известной зависимости напряжения $\sigma_{1\text{окн}}$ от массовой скорости $u_{\text{окн}}$ в материале окна по дифференциальным соотношениям [18]

$$du_{\text{обр}} = \frac{1}{2} \left(du_{\text{окн}} + \frac{d\sigma_{\text{окн}}}{\rho_0 c} \right), \quad d\sigma_{\text{обр}} = \frac{1}{2} (d\sigma_{\text{окн}} + \rho_0 c du_{\text{окн}}) \quad (6.4)$$

оцениваются напряжения $\sigma_{\text{обр}}$ и массовая скорость $u_{\text{обр}}$. В (6.4) ρ_0 — начальная плотность образца, c — лагранжева волновая скорость, соответствующая приращению $d\sigma_{\text{обр}}$. Плотность вещества образца далее вычисляется

по известному соотношению $d\varepsilon_{\text{обр}} = \frac{d\sigma_{\text{обр}}}{\rho_0 c^2}$, где $\varepsilon_{\text{обр}} = 1 - \rho/\rho_0$. Таким образом

находятся траектории нагрузки и разгрузки в плоскости $\sigma_1(V)$ или $\sigma_1(\varepsilon)$. Динамический предел текучести вычисляется затем по известному соотношению $Y_d = \frac{3}{4}(\sigma_B - \sigma_H)$ (см. рис. 6.7).

6.1.6. Метод Тейлора

Для определения динамического предела текучести Тейлор предложил простой метод (см., например, [19]), в котором конечная длина L_f стержня после удара о жесткую преграду связывается с динамическим пределом текучести материала стержня (рис. 6.10).

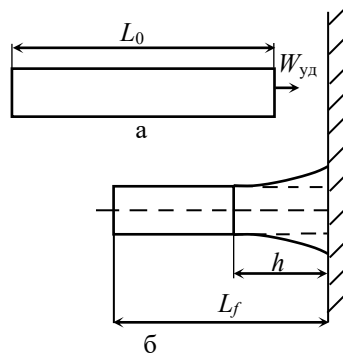


Рис. 6.10. Схема регистрации результатов опыта с соударением: а — геометрия стержня до соударения, б — после соударения

При ударе стержня по нормали к жесткой границе на его поверхности, обращенной к преграде, возникают высокие напряжения. Если эти напряжения превышают предел упругости материала стержня, пластический фронт перемещается вглубь материала. Упругие волны, опережающие пластический фронт, замедляют стержень: чем выше предел прочности материала, тем быстрее замедляется стержень при заданной скорости удара.

Если допустить, что пластический фронт локализуется вблизи жесткой границы (значение h на рис. 6.10 мало), то скорость замедления стержня дается выражением $\rho_0 L \frac{dW_{уд}}{dt} = -Y_d$, где Y_d — динамический предел текучести; ρ_0 — плотность материала стержня. Скорость уменьшения длины стержня $dL/dt = -W_{уд}$. Объединяя два последних выражения, получаем $dL/L = \frac{\rho_0 W_{уд}}{Y_d}$, что при интегрировании дает

$$L_f/L_0 = \exp\left(-\frac{\rho_0 W_{уд}^2}{2Y_d}\right). \quad (6.5)$$

Уравнение (6.5) показывает, что свойствами материала при $W_{уд} = \text{const}$, обуславливающими отношение L_f/L_0 , являются плотность ρ_0 и предел текучести Y_d : с ростом ρ_0 отношение L_f/L_0 уменьшается, с увеличением Y_d — растет. Повышение скорости удара приводит при наличии пластической деформации к уменьшению отношения L_f/L_0 . Указанное выше соотношение достаточно хорошо выполняется для материалов, ведущих себя как жестко-пластическое тело. Реально пластический фронт отходит от границы жесткой преграды на заметное расстояние. Из анализа расчетов следует, что расстояние h пропорционально начальной длине стержня L_0 и слабо зависит от

скорости удара. В этом случае $h/L_0 = \text{const}$ и полученное выше соотношение преобразуется к виду [20]

$$L_f/L_0 = (1 - h/L_0) \exp\left(-\rho_0 \frac{W_{уд}^2}{2Y_d}\right) + h/L_0. \quad (6.6)$$

По формуле (6.6) и измеренным значениям $W_{уд}$, h , L_f может быть оценен динамический предел текучести.

На практике применяют как *прямой* классический метод Тейлора, так и *обратный* (или *обращенный*) [21], когда движущаяся жесткая преграда тормозится на первоначально неподвижном стержне-образце. Обратный метод наиболее эффективен при исследовании свойств материалов при повышенных температурах, когда требуется предварительный разогрев стержней из исследуемого материала.

Еще одной модификацией является так называемый метод *симметричного удара*, когда образец из исследуемого материала тормозится на таком же неподвижном образце из этого же материала. Такая постановка обеспечивает симметричное деформирование соударяющихся стержней, что позволяет исключить неопределенности, связанные с возможным проникновением образца в жесткую преграду и трением на границе стержень — преграда.

Длительное время результаты опытов по методу Тейлора использовались для оценки по формулам (6.5) и (6.6) предела текучести и сравнительной прочности «одноименных» материалов (например, сталей), отличающихся друг от друга технологией изготовления, исходной структурой, наличием примесей или специальных добавок.

В настоящее время с развитием методов математического моделирования данные, получаемые методом Тейлора, совместно с результатами испытаний широко известным методом составного разрезного стержня Гопкинсона используются для построения и верификации моделей пластического деформирования при скоростях пластической деформации 10^3 – 10^5 с⁻¹. Для этой цели выполняется численное моделирование постановки опытов с заданием реалистичных прочностных свойств материала стержней и жестких преград, а также трения на контактной границе.

6.1.7. Измерение параметров упругого предвестника

Для измерения параметров упругого предвестника разработан ряд экспериментальных методов, основанных на непрерывной регистрации скорости контактных границ или напряжений в заданной лагранжевой точке.

В [22, 23] описан метод емкостного датчика для измерения мгновенной скорости свободной поверхности, позволяющий исследовать структуру ударных волн, в частности регистрировать упругопластические волны. Принципиальная схема постановки опытов и измерений показана на рис. 6.11. Принцип действия емкостного датчика и процедура обработки регистрируемого сигнала описаны в главе 2. Обработанная типичная запись сигнала показана на рис. 6.11 б.

Для измерения параметров упругопластических волн используется также электромагнитный датчик скорости, который основан на измерении ЭДС, наводимой в измерительной катушке при перемещении проводящей поверхности параллельно плоскости этой катушки [24, 25]. Для этих же целей применяется метод оптического рычага [26, 27].

В настоящее время для исследования ударно-волновых процессов на практике применяется более совершенный оптический метод — лазерная интерферометрия [28] (см. главу 9), характеризующийся высоким временным разрешением.

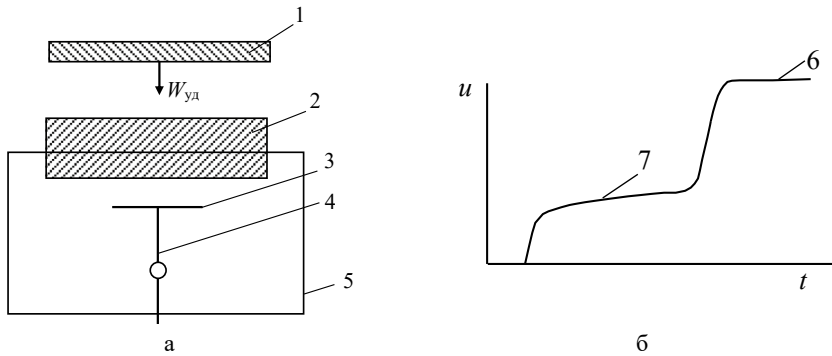


Рис. 6.11. Схема постановки измерений емкостным датчиком (а) и регистрируемый сигнал (б): 1 — ударник, 2 — образец из исследуемого материала, 3 — измерительный датчик, 4 — кабели к источнику питания и осциллографу, 5 — металлический экран, 6 — пластическая волна, 7 — упругая волна

По полученным значениям скорости движения свободной поверхности амплитуда упругого предвестника вычисляется из соотношения $\sigma_{HE} = \frac{1}{2} \rho_0 W_{HE} c_{упр}$, где $c_{упр}$ — скорость упругой волны, W_{HE} — скорость движения свободной поверхности при отражении от нее упругой волны.

Вторая группа экспериментальных методов основана на непрерывном измерении истории напряжения. Измерения такого вида осуществляются преобразователями-датчиками, чувствительный элемент которых реагирует на изменение давления в нем. Датчиками такого типа являются пьезоэлектрические и пьезорезистивные датчики давления.

6.2. ДИНАМИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ МАТЕРИАЛОВ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

6.2.1. Упругий предвестник и динамическая прочность металлов

Исследование структуры волны сжатия и параметров течения между фронтами упругой и пластической волн дает информацию о высокоскоростном деформировании упругопластической среды и его особенностях.

В экспериментальных исследованиях для этого широко используются методы, позволяющие осуществлять непрерывную регистрацию истории

движения свободной поверхности. Результаты исследований указывают на сложную, до конца не изученную картину процесса деформирования в одномерных ударных волнах.

По [29], если на некоторых участках ударной адиабаты $\frac{d^2\sigma_1}{dV^2} < 0$, то возможны разнообразные комбинации из упругого и пластического сильных разрывов в зависимости от реальных реологических свойств среды, подвергнутой высокоскоростному деформированию. Возможные профили волн изображены на рис 6.12. Волновой профиль 1 соответствует идеальной упругопластической реакции материала при ударно-волновом воздействии. Волновой профиль 2 соответствует случаю, когда в точке σ_{HE} ударной адиабаты $\left(\frac{d\sigma_1}{dV}\right)_{HE} > \sqrt{\frac{\sigma_1 - \sigma_{HE}}{V_{HE} - V}}$. Явление может быть интерпретировано как повышение сдвигового напряжения на ранней стадии неупругой деформации.

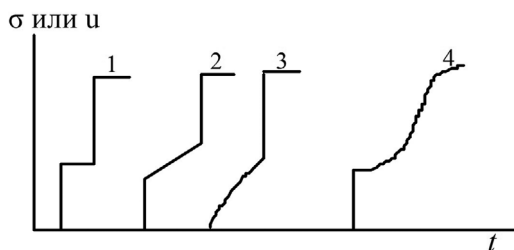


Рис. 6.12. Структура волны нагрузки в идеальной упругопластической среде (1), среде с деформационным упрочнением (2), среде с дисперсией скорости звука в упругой волне (3), среде с вязкопластическим течением (4)

Волновой профиль 3, регистрируемый, например, в меди, отвечает случаю, когда на участке упругого деформирования указанное выше условие выполнено. Дисперсия фронта пластической волны (профиль 4) считается доказательством вязкопластического течения. Из экспериментов следует, что для железа и сталей характерны профили типа 2. Профили типа 3 характерны для металлов, не обладающих четко выраженным пределом текучести.

Многочисленные эксперименты показали, что в большинстве металлов и их сплавов в согласии с основными представлениями о характере поведения упругопластической среды при ударно-волновом нагружении образуется двухволновая конфигурация. При этом упругая волна может иметь четко выраженный фронт (ударный разрыв), как, например, у сталей, или представлять собой течение типа простой волны сжатия с сильной дисперсией звука, как, например, у меди. Скорость звука в такой волне является промежуточной между упругой и пластической. На фронте упругой волны пластические деформации незначительны, и амплитуда σ_{HE} упругого предвестника, характеризующая предел прочности при одноосной деформации в плоской волне нагрузки, связана с пределом текучести Y_d соотношением $\sigma_{HE} = \frac{1-v}{1-2v} Y_{HE}$. Таким образом, по измеренным значениям σ_{HE} при известном

ν можно вычислить динамическую прочность. Значение ν для нормальных условий берется из литературных источников либо, если известны значения главных напряжений при одноосной деформации, вычисляется по формуле

$$\sigma_2 = \sigma_3 = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_1.$$

Отличительной особенностью распространения упругого предвестника является экспериментально выявленное затухание его амплитуды с пройденным волной расстоянием / при неизменных условиях нагружения. Это явление зарегистрировано для сталей Ст.3 и Ст.20, алюминиевого сплава Д16, тантала, армко-железа, титана [4]. Зависимость амплитуды упругой волны от пройденного ею расстояния для стали Ст.3 [30] показана на рис. 6.13.

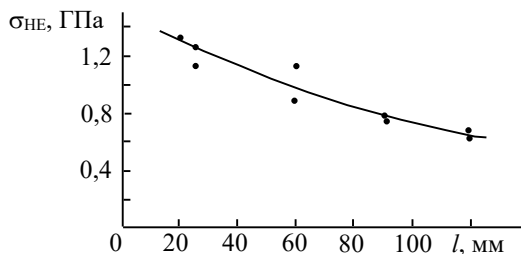


Рис. 6.13. Затухание упругой волны в стали Ст.3. ● — экспериментальные точки

На малых расстояниях от поверхности нагружения, которое может осуществляться как контактным подрывом ВВ, так и ударом пластины по исследуемому веществу, происходит интенсивное затухание амплитуды упругого предвестника. Напротив, на больших расстояниях, пройденных упругой волной, затухание амплитуды становится существенно более медленным.

Начиная с некоторого значения l_0 при заданной нагрузке амплитуда упругой волны становится практически постоянной. Для алюминиевого сплава В95 и Ст.20 амплитуда напряжений σ_{HE} — величина постоянная на расстоянии $l_0 > 4,0$ см при массовой скорости на границе соударения, характеризующей интенсивность плоской волны, от $u = 0,05$ до $0,25$ км/с для Ст.20 и от $u = 0,05$ до $0,4$ км/с для В95. Зависимость амплитуды σ_{HE} от пройденного волной расстояния следует иметь в виду при указании значения σ_{HE} , а именно: наряду со значением σ_{HE} необходимо указывать значение l_0 . Зависимость $\sigma_{HE}(l)$ следует также принимать во внимание при постановке исследований, в которых испытываемый образец нагружается упругой волной, выходящей из упругопластического тела.

В связи с тем, что реально регистрируемые профили волн отличаются от идеализированных, возникает вопрос о выборе амплитуды σ_{HE} для нахождения динамической прочности. В ряде работ значение σ_{HE} определялось по амплитуде ФУВ, которая на малых расстояниях l является, как следует из сказанного выше, переменной величиной. В работах [30, 31] амплитуда упругой волны характеризовалась значением u границы с пластической областью, что согласно [32] является, по-видимому, более обоснованным для нахождения динамической прочности. Следует отме-

туть зафиксированный в [31] экспериментальный факт: при идентичных условиях нагружения исследуемых образцов из сталей, генерируемых при взрыве одинаковых зарядов ВВ, напряжение σ_1 на фронте упругой волны падает с пройденным расстоянием, тогда как напряжение σ_1 перед пластической волной остается постоянным, т. е. не зависит от расстояния, пройденного волной.

Для металлов динамический предел текучести Y_d , как правило, превышает статический (условный) предел текучести $Y_{0,2}$, т. е. имеет место упрочнение металлов в слабых ударных волнах или волнах сжатия, каковыми являются упругие волны. Например, алюминий и его сплавы как в состоянии отжига, так и при закалке упрочняются в значительной степени: максимальное значение Y_d почти в 6 раз превышает значение Y_{HE} (в работе [17] для алюминиевого сплава 6061-T6 в интервале напряжений $\sigma_1 = 8-40$ ГПа прочность при сдвиге возрастает в ~ 5 раз). Для большинства сталей, особенно мягких, также наблюдается значительное упрочнение. Этот факт, по-видимому, связан с сопротивлением надбарьерного скопления дислокаций [33]. В целом динамическая прочность сталей колеблется в широких пределах: от $Y_{HE} = 0,59$ ГПа для стали 12X18H10T до $Y_{HE} = 1,88$ ГПа для закаленной стали 30ХГСА. Само значение Y_{HE} и степень упрочнения зависят от технологии изготовления, термообработки, наличия легирующих добавок. С ростом статической прочности отличие ее от динамической прочности монотонно уменьшается. Так, для высокопрочных сталей значение Y_{HE} близко к $Y_{0,2}$ и даже может быть меньше $Y_{0,2}$, как, например, для сталей 36НХТЮ и 30ХГСА при нагружении их в направлении, параллельном направлению технологической прокатки.

Из общих физических соображений прочность металлов, не претерпевающих структурных изменений, должна падать с повышением начальной температуры образца. Однако вероятность структурных изменений при ударно-волновом сжатии металлов, имеющих повышенную начальную температуру, может привести к аномальным явлениям. Для стали 45 при небольших начальных температурах амплитуда упругого предвестника и напряжение σ_1 у границы пластической волны падают с ростом температуры [34]. Вместе с тем в области температур $T = 240-300$ °С наблюдается заметное возрастание динамических характеристик, что согласуется со статическими зависимостями условного предела текучести от температуры для стали 45. В статике такое явление связывается со структурными изменениями в стали вблизи температуры синеломкости. При динамическом нагружении для начальных температур T выше 300 °С обнаруживается весьма значительное снижение амплитуды упругой волны. Уменьшение амплитуды упругой волны отмечалось также для алюминия Д16 (отжиг) и меди (отжиг) при начальных температурах образца 100 и 200 °С [31].

Для сталей и железа при сравнительно небольших длинах образцов $L_{обр}$ во фронте упругой волны наблюдается пик («зуб») текучести, как показано на рис. 6.14 [30]. Амплитуда его сравнительно невелика: превышение σ_{1max} над σ_{1min} составляет от 3 до 15 %, а длительность Δt_0 этого пика находится в диапазоне от 0,09 до 0,21 мкс. С повышением длины образца амплитуда упругой волны уменьшается и пик текучести исчезает.

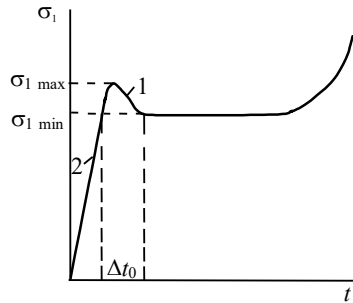


Рис. 6.14. Зависимость $\sigma_1(t)$ в ударной волне в железе [30]: 1 — «зуб» текучести, 2 — фронт упругой волны

Керамики на основе Al_2O_3 имеют значения σ_{HE} , значительно превышающие аналогичную характеристику типичных металлов и лежащие в диапазоне 6–16 ГПа [35, 36]. Согласно [37] при толщине образцов $h = 3\text{--}4$ мм упругий предел Гюгонио в монокристаллическом Al_2O_3 составляет 14,4–17,4 ГПа и примерно вдвое превышает аналогичное значение для поликристаллического Al_2O_3 . Как и для металлов, для керамик наблюдается затухание упругого предвестника.

Результаты экспериментов демонстрируют сложное реологическое поведение металлов, подвергнутых ударному нагружению. Затухание амплитуды упругого предвестника при распространении волны по образцу свидетельствует о протекании релаксационных процессов. Постоянство упругой волны, начиная с некоторого расстояния l_0 , пройденного волной, говорит о завершении процессов релаксации напряжений на этом пути волны.

Затухание упругого предвестника не описывается простой упругопластической моделью деформирования. Для лучшего согласования экспериментальных результатов с расчетными предпринимаются попытки применения более сложных реологических моделей, в большей степени отражающих реальные свойства материалов и механизм деформирования. Дислокационные модели качественно, а при надлежащем выборе параметров и количественно описывают характер затухания упругого предвестника. Однако, как отмечается в большинстве работ по этому вопросу, количественное согласие с опытными данными при минимальном количестве свободных констант и параметров в уравнениях для описания пластического деформирования достигается только в предположении о большой скорости размножения дислокаций. При этом начальная плотность дислокаций должна быть $10^8\text{--}10^9$ см⁻², что существенно превышает реальное ее значение в исследованных материалах [38]. Поэтому можно полагать, что динамический предел текучести определяется не только развитием имеющейся в материале дислокационной структуры, но и другими процессами. С этой точки зрения заслуживает внимания, дальнейшего анализа и совершенствования релаксационная дилатонная модель.

Результаты исследований для ряда металлов свидетельствуют, что зависимость динамического предела текучести Y_d вдоль ударной адиабаты

имеет колоколообразный вид с максимумом при $\sigma_1 \approx (0,4-0,5) \sigma_{1\text{пл}}$ ($\sigma_{1\text{пл}}$ — главное напряжение при $T = T_{\text{пл}}$) [39]. На восходящей ветви зависимости $Y_d(\sigma_1)$ определяющим фактором является изотермическое упрочнение, на нисходящей ветви решающий вклад вносит термическое разупрочнение.

6.3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Способность сопротивляться разрушению под действием кратковременных интенсивных растягивающих напряжений является одной из важнейших характеристик материалов. Результат приложения импульсной силовой нагрузки к образцу исследуемого материала в общем случае заключается в возбуждении в нем нестационарных ударных волн сжатия и волн расширения. Необходимым условием получения растягивающих напряжений при волновых процессах в твердых телах является взаимодействие двух встречных волн расширения. Такая ситуация чаще всего имеет место, когда нестационарная затухающая ударная волна падает на границу раздела с материалом, имеющим меньшую жесткость (меньший динамический импеданс) по сравнению с материалом, по которому распространяется волна.

Для образования в результате взаимодействия встречных волн расширения растягивающих напряжений (отрицательных давлений в гидродинамическом приближении) амплитуды волн должны быть достаточно большими. Так, если по плоскому образцу, сжатому плоской стационарной ударной волной до напряжения σ_1 , распространяются навстречу друг другу две волны разрежения равной амплитуды, то, как следует из решения задачи о распаде произвольного разрыва в акустическом приближении, образование растягивающих напряжений в материале возможно в том случае, если амплитуда каждой из волн превышает $0,5 \times \sigma_1$. При соответствующих параметрах (амплитуде, длительности и т. д.) растягивающих напряжений может произойти отрыв слоя, толщина которого определяется как свойствами испытываемого материала, так и характеристиками импульса растяжения. Такой специфический вид разрушения получил название откольного разрушения или откола. Изучение явления откола остается, по-видимому, единственной возможностью исследования закономерностей разрушения материалов в микро- и субмикросекундном диапазонах времени действия растягивающих напряжений.

Все известные из литературных источников экспериментальные методы исследования откольной прочности материалов дают лишь косвенную информацию о протекающих внутри твердого тела процессах разрушения и действующих при этом напряжениях растяжения [2].

Исследования откольного разрушения выполняются в основном двумя видами экспериментальных методов: первый — инструментальная регистрация скорости движения свободной поверхности образца из исследуемого материала либо истории напряжений на границе раздела образца из исследуемого материала со средой, обладающей меньшим динамическим им-

педансом; второй — металлографическое изучение зоны откольного разрушения в сохранных после нагружения образцах.

Результаты, получаемые первым методом, дают наиболее корректные сведения о напряжениях, действующих в твердом теле при отколе. Во втором случае из постопытных исследований извлекается информация о способности материала сопротивляться действию кратковременных растягивающих напряжений, характере и степени разрушения, влиянии характеристик импульса напряжений на состояние материала в области разрушения.

6.3.1. Способы реализации импульсных растягивающих напряжений

В основе образования в деформируемых сплошных средах кратковременных интенсивных растягивающих напряжений лежат волновые процессы, возбуждаемые в них с помощью высокоэнергетических источников. В качестве последних применяются твердые ВВ, высокоскоростные ударники, электронные пучки, излучение ОКГ [40]. Информация о разрушении материалов при действии растягивающих импульсных напряжений в основном получена из опытов, в которых реализованы условия высокоскоростной одноосной деформации. Лабораторные методы создания импульсных нагрузок (см. гл. 1) позволяют в широком диапазоне варьировать параметры импульса растягивающих напряжений: по амплитуде — от долей до нескольких десятков гигапаскалей — и по длительности — от нескольких сотых до нескольких микросекунд.

В основе создания в неподвижном образце (мишени) растягивающих напряжений лежит принцип торможения на нем тонкого ударника, ускоряемого с помощью различных источников энергии. В этом случае кинетическая энергия свободно летящего ударника преобразуется в энергию ударно-волнового сжатия материала мишени.

Будем считать поперечные размеры объектов бесконечными. При торможении тонкого ударника в результате распада произвольного разрыва возникает режим течения с двумя ударными волнами S , распространяющимися влево и вправо от контактной поверхности K (рис. 6.15 *a*).

В результате их отражения от свободных поверхностей по системе ударник — мишень распространяются навстречу друг другу две центрированные волны разрежения R . Их взаимодействие приводит к возникновению растягивающих напряжений. Максимальная амплитуда волн в любой момент времени по длине образца достигается на крайней характеристике ab , а максимальная при заданных условиях нагружения амплитуда реализуется в точке пересечения крайних характеристик встречных волн расширения. История напряжения в заданной лагранжевой точке x_A (см. рис. 6.15 *б*) характеризуется фазой сжатия с последующим переходом в фазу растяжения. В акустическом приближении для одинаковых материалов ударника и мишени импульс растяжения имеет прямоугольную форму с амплитудой $|\sigma_p| = 0,5\rho_0 c_0 W_{уд}$, где $W_{уд}$ — скорость соударения, и длительностью $\tau = 2h_{уд}/c_0$.

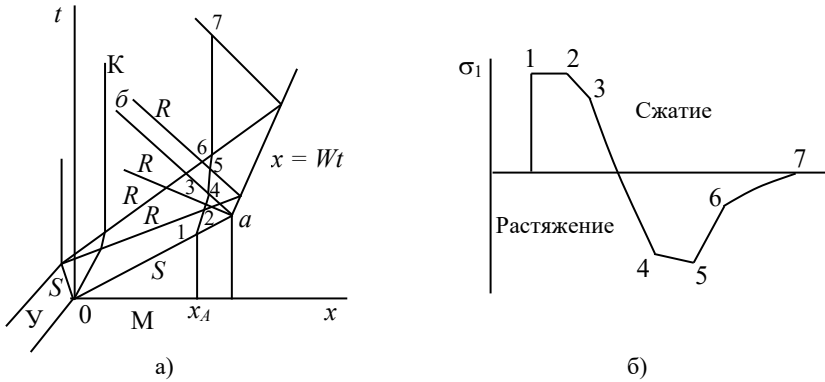


Рис. 6.15. Схема образования растягивающих напряжений при соударении пластин: У — ударник, М — мишень (образец) из исследуемого материала, S — ударная волна, R — волна расширения, К — контактная граница; 1–7 — состояния, реализующиеся в точке x_A

Растягивающие усилия в твердом теле можно создать также применением к нему убывающего со временем напряжения. В случае падения детонационной волны по нормали к поверхности мишени (рис. 6.16 а) напряжение на границе ПВ — преграда является убывающей функцией времени. Вследствие этого по материалу мишени распространяется нестационарная ударная волна с ниспадающим профилем напряжений. Максимальная амплитуда волны реализуется на поверхности раздела в момент падения на нее детонационной волны и вычисляется путем решения задачи о распаде произвольного разрыва. После отражения ударной волны от свободной поверхности в мишень распространяется центрированная волна расширения, взаимодействие которой с течением за фронтом нестационарной ударной волны приводит к возникновению растягивающих усилий (рис. 6.16 б). Максимальная амплитуда растягивающих напряжений реализуется на крайней характеристике ab центрированной волны расширения и растет в направлении точки b вдоль этой характеристики.

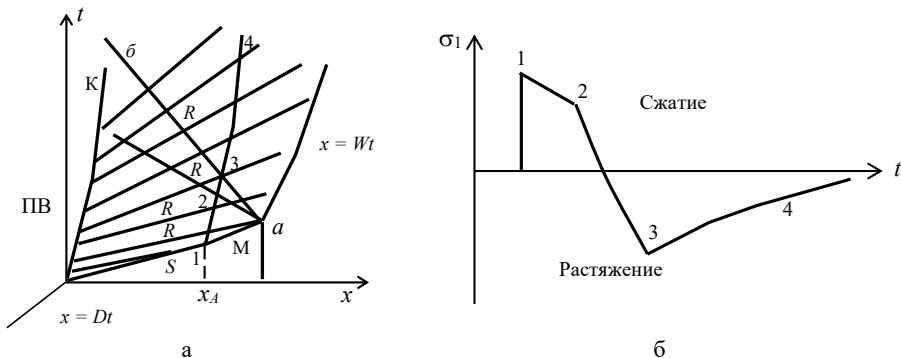


Рис. 6.16. Схема образования растягивающих напряжений при нормальном падении детонационной волны. 1–4 — состояния, реализующиеся в точке x_A . S, R, К — обозначения см. на рис. 6.17

Как и для процесса соударения, история напряжения характеризуется фазой сжатия с последующей фазой расширения. Максимальная амплитуда растягивающих усилий для конкретных типов ВВ и материала мишени зависит от отношения их толщин $\alpha = l_M/l_{ВВ}$. При малых α из-за малости градиента напряжений по толщине мишени амплитуды напряжений малы. Вследствие этого относительно тонкие преграды не претерпевают откольного разрушения при воздействии детонационной волны, что согласуется с хорошо известным фактом их безоткольного ускорения детонационной волной. При больших α уровень растягивающих напряжений также низкий ввиду затухания ударной волны по мере ее распространения по преграде. Таким образом, своего максимального значения растягивающие напряжения достигают при некотором определенном значении $\alpha = \alpha_0$.

Использование энергии импульсных источников излучения (ОКГ, электронные пучки) [41, 42] позволяет исследовать процесс откольного разрушения в так называемом режиме теплового удара.

При быстром разогреве в материале вследствие инерционности развиваются высокие напряжения. При неравномерном разогреве или наличии границ с веществом, имеющим более низкий импеданс, в нем возникают волновые процессы. В режиме мгновенного равномерного по массе разогрева образца конечного размера в направлении x в веществе развиваются напряжения $\sigma_1^0 = \gamma_p \rho_0 \varepsilon_T$, где ε_T — концентрация поглощенной энергии излучения. В простейшем случае наличия двух свободных границ в акустическом приближении амплитуда растягивающих напряжений $\sigma_p = \sigma_1^0 = \gamma_p \rho_0 \varepsilon_T$ и длительность импульса расширения $\tau_p = h_0/c_0$, где h_0 — толщина образца (рис. 6.17 а).

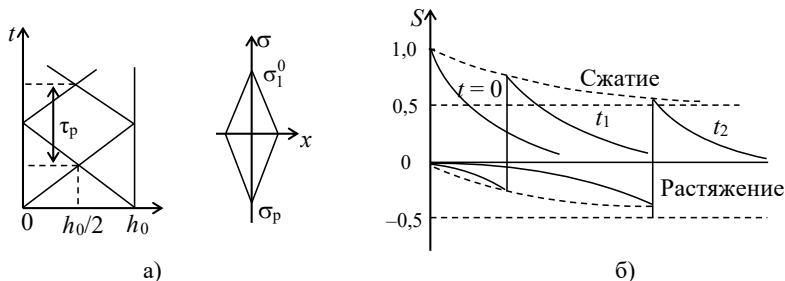


Рис. 6.17. Схема образования растягивающих напряжений в режиме мгновенного равномерного разогрева. Экспоненциальный закон распределения концентрации энергии [40]

Первые два из рассмотренных методов применимы не только в случае плоских образцов из исследуемых материалов, но и при переходе к цилиндрической и сферической геометрии. Например, источники импульсной мощности на основе различных взрывомагнитных генераторов используются для ускорения полых цилиндрических лайнеров. Торможение таких лайнеров на образце, выполненном также в виде полого цилиндра, предоставляет возможность изучения откольного разрушения в условиях цилиндрического схождения, когда процессы ускорения откольного слоя за счет разрушения и его торможения за счет сдвиговой прочности конкурируют [43].

Исследование откола проводится также на образцах в виде сплошных шаров, нагружаемых сходящейся ударной волной, генерируемой за счет подрыва на внешней поверхности сплошного ядра тонкого слоя ВВ [44]. При схождении ударной волны к центру в нем реализуются весьма высокие давления, в том числе могут быть достигнуты условия плавления материала. При отражении этой волны от центра образуются растягивающие напряжения и в центре формируется полость, размер которой определяется реологическими и прочностными свойствами исследуемого материала.

6.3.2. Регистрация откольного разрушения, определение параметров разрушающих напряжений

Изучение сопротивления материалов действию кратковременных растягивающих напряжений основано на регистрации явлений, сопровождающих разрушение, либо на установлении факта разрушения в некоторой плоскости образца [2, 40]. Рассмотрим наиболее часто используемые методы.

Измерение толщины откольного слоя. Толщина первого отделившегося откольного слоя находится либо непосредственно импульсным рентгенографированием в опыте [45], либо при металлографическом анализе сохраненных образцов. Временная зависимость напряжений в экспериментально определенной плоскости откола вычисляется при известных условиях нагружения. На ранних этапах исследований откола за откольную прочность принималось максимальное значение амплитуды растягивающих напряжений σ_p . Тем самым, по существу, постулировалась мгновенность процесса разрушения по достижении некоторой амплитуды растягивающих напряжений. Это допущение о мгновенности процесса не учитывает релаксационные явления, т. е. метод позволяет получать лишь приближенную верхнюю оценку сопротивления материалов действию растягивающих напряжений.

В опытах с торможением ударника на неподвижной мишени изменение амплитуды растягивающих напряжений достигается вариацией скорости ударника. Последовательное ее повышение в сравнительно узком диапазоне дает возможность реализовать в исследуемом материале различные уровни нагрузок, пропорциональные скорости соударения, слабо изменяя временные параметры нагрузки при фиксированной геометрии ударника и образца. Преобразованием системы, например геометрическим моделированием всех размеров в n раз при неизменной скорости удара, изменяются временные характеристики импульса напряжений.

Последующий металлографический анализ сохраненных после нагружения образцов позволяет выявить уровень поврежденности материала при заданных условиях нагружения, которые определяются расчетно [1, 2, 40]. Это делает возможным сопоставить степень поврежденности — от зарождения микротрещин или микропор до образования магистральных трещин и полного разрушения с отделением откольного слоя — с параметрами прилагаемых импульсов напряжений и выявить особенности откольного разрушения.

При достаточно большой концентрации очагов разрушения, т. е. при нарушении сплошности материала или при полном отделении откольного

слоя, расчетные критические напряжения разрушения, полученные в предположении его отсутствия, оказываются для конкретных условий эксперимента существенно завышенными по сравнению с реальными. Лучшим приближением является σ_p , вычисленное для случая, когда в намечающейся плоскости откола микроразрушения только еще начинают развиваться, т. е. материал в среднем не теряет своей сплошности, а напряженное состояние еще достаточно близко к напряженному состоянию в сплошной среде. Но и в этом случае критические напряжения разрушения оказываются завышенными [2].

Сопротивление материала действующим импульсным растягивающим напряжениям при конкретных временных условиях нагружения целесообразно охарактеризовать двумя критическими уровнями максимальной амплитуды растягивающих напряжений: уровнем напряжения σ_{1p} , соответствующим зарождению микрповреждений, и уровнем напряжения σ_{2p} , отвечающим полному макроскопическому разрушению. Величина σ_{1p} может быть условно принята за характеристику физической прочности; σ_{2p} представляет собой некоторую условную величину, полезную для практических целей. Ее введение является оправданным, поскольку она опирается на опытные данные и позволяет прогнозировать полное откольное разрушение.

Измерение временной зависимости скорости свободной поверхности образца. Наиболее достоверным и информативным считается метод, базирующийся на непрерывной временной регистрации скорости движения свободной поверхности исследуемого образца с помощью лазерного интерферометра в условиях нагружения плоской нестационарной ударной волной (см. рис. 6.18). Образец может нагружаться как ударом пластины, так и нормальной детонационной волной. Разрушающее напряжение вычисляется по соотношению

$$\sigma_p = 0,5\rho_0 c_0 (W_1 - W_2), \quad (6.7)$$

в котором значение c_0 обычно принимается равным объемной скорости звука, т. е. $c_0 = c_B$.

Более корректным является выражение, учитывающее упругопластические свойства исследуемого материала [46]:

$$\sigma_p = \frac{\rho_0 c_L c_B}{c_L + c_B} \left[1 + \frac{\Delta_{отк}}{\Delta t} \left(\frac{1}{c_B} - \frac{1}{c_L} \right) \right] (W_1 - W_2), \quad (6.8)$$

где c_L — упругая скорость звука, $\Delta_{отк}$ — толщина откольного слоя, Δt определено на рис. 6.18.

В работах группы авторов [2] используется скорректированное выражение, учитывающее разницу скоростей распространения падающей волны разрежения и фронта откольного импульса:

$$\sigma_p = \frac{1}{2} \rho_0 c_B \left(W_1 - W_2 + \left(\frac{\Delta_{отк}}{c_B} - \frac{\Delta_{отк}}{c_L} \right) \frac{|\dot{W}_1 - \dot{W}_2|}{|\dot{W}_1 + \dot{W}_2|} \right), \quad (6.9)$$

где $\Delta_{\text{отк}}$ — толщина откольного слоя, \dot{W}_1 и \dot{W}_2 — градиенты скорости свободной поверхности в падающей волне разрежения и во фронте откольного импульса.

Использование методики лазерной интерферометрии для измерения профиля скорости свободной поверхности образца подробно рассмотрено в главе 9.

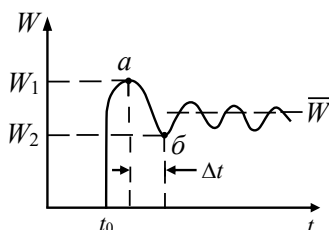


Рис. 6.18. Характерная зависимость скорости движения свободной поверхности образца $W(t)$

Приближенно значение σ_p можно определить с помощью так называемого метода готового откола [1, 47]. Суть метода заключается в том, что измеряется средняя скорость \bar{W}_r движения тонкого, прижатого к образцу слоя из того же материала, что и образец, и средняя скорость \bar{W} движения естественного откольного слоя (см. рис. 6.18 б). Разрушающее напряжение вычисляется из соотношения $\sigma_p = \rho_0 c_B (\bar{W}_r - \bar{W})$. Однако, как показано в [48], это соотношение справедливо лишь для специальных случаев нагружения и конкретных видов УРС исследуемого вещества. При произвольном нагружении это соотношение дает неверный результат. В настоящее время метод готового откола не используется.

Измерение профиля ударной волны в «мягкой» среде. Информацию о процессе откольного разрушения можно также получить непрерывной регистрацией диэлектрическими пьезорезистивными датчиками истории напряжения на границе раздела исследуемый материал — преграда (рис. 6.19) [49–51]. Материал преграды выбирается таким образом, чтобы при падении нестационарной ударной волны на границу раздела в исследуемое вещество отражалась волна расширения. Для этого материал преграды должен обладать меньшим динамическим импедансом по сравнению с изучаемым.

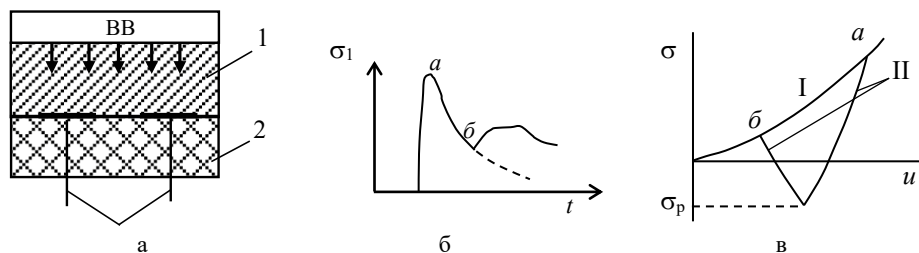


Рис. 6.19. Определение σ_p пьезорезистивным датчиком: а — схема опыта, б — обработанная запись истории напряжения, в — определение σ_p ; 1 — исследуемый материал, 2 — преграда, 3 — датчики, I — ударная адиабата материала преграды, II — изэнтропы расширения исследуемого вещества

По зарегистрированным максимальному и минимальному значениям σ (точки a и b на рис. 6.19 б) решением задачи о распаде произвольного разрыва в σ - u -координатах находится растягивающее напряжение σ_p , при котором в образце из исследуемого материала имело место разрушение. При этом предполагается, что УРС материалов преграды и образца известны. Для обоих рассмотренных методов характерен минимум регистрируемой зависимости скорости движения $W(t)$ свободной поверхности либо напряжений $\sigma_1(t)$. В том и другом случае на участке ab спад скорости W (см. рис. 6.18) либо напряжения σ (см. рис. 6.19 б) следует распределению напряжения в нестационарной ударной волне. Следующий затем рост W либо σ связан с приходом волны сжатия из зоны разрушения на свободную поверхность либо на границу раздела, где размещен лагранжев датчик.

6.3.3. Металлографическое исследование зоны откольного разрушения

Металлографический анализ области откольного разрушения дает информацию о структурных изменениях в металлах и их сплавах, вызванных процессами ударно-волнового сжатия и последующего растяжения, и, что особенно важно, количественные характеристики поврежденности. Для этого используют оптический микроскоп с увеличением от 50 до 2000 раз.

Исследования микроструктуры проводятся на специально подготовленных микрошлифах, получаемых тщательным шлифованием и обработкой специальными реактивами поперечного сечения образца, подвергнутого испытанию. Регистрация степени поврежденности материала в зоне нарушения его сплошности в зависимости от интенсивности напряжений дает информацию о кинетике и особенностях развития процесса разрушения и позволяет оценить уровни нагружения, соответствующие зарождению повреждений на микроскопическом уровне.

Изучение фотографий зоны откольного разрушения показывает, что в зависимости от параметров нагрузки, вводимой в образец, реализуется различная степень разрушения — от отдельных локальных микроповреждений до полного отделения откольного слоя. На раннем этапе исследований откольного разрушения эта степень разрушения характеризовалась качественным уровнем поврежденности. Так, в [52] введено 5 уровней: 1 — полное откольное разрушение (наличие магистральной трещины через все сечение образца), 2 — частичное макроскопическое разрушение (наличие отдельных макротрещин в том же сечении), 3 — интенсивное микроразрушение (наличие в зоне откола значительного числа изолированных либо слившихся микроповреждений), 4 — слабое микроразрушение (наличие отдельных микроповреждений), 5 — сохранение микроскопической целостности образца (отсутствие в его сечении микроповреждений при увеличении в 1000 раз). Иногда эта шкала может быть сокращена до 3 уровней поврежденности за счет объединения уровней 2, 3 и 4 в один.

Проведение металлографического анализа для образцов различных материалов, испытанных в различных условиях, позволило выявить ряд принципиальных закономерностей. Как уже говорилось выше, по данным

анализа образцов, подвергнутых действию импульсных растягивающих напряжений в серии экспериментов с возрастающей нагрузкой, была выдвинута идея о стадийности процесса откольного разрушения, являющаяся на сегодняшний день общепринятой. В соответствии с ней откольное разрушение представляет собой процесс зарождения и развития микродефектов с последующим их слиянием в макротрещины, что завершается отделением откольного слоя.

По форме наблюдаемых на шлифах микродефектов выделяют вязкий, хрупкий и смешанный механизмы разрушения. Для первого характерно зарождение и развитие дефектов в форме квазисферических пор (например, медь, алюминий, тантал) (рис. 6.20 *а, б*). Для второго зарождающиеся дефекты имеют вид тонких дискообразных трещин (например, железо, стали) (рис. 6.20 *в*). При определенных условиях (например, начальный разогрев или охлаждение образцов) в материалах может реализовываться смешанный механизм разрушения.

В последнее время все больше внимания уделяется начальной стадии процесса откольного разрушения — зарождению микродефектов. В рамках металлографического анализа показано, что дефекты могут появляться как внутри зерен (транскристаллитное зарождение), так и по их границам (интеркристаллитное зарождение) (рис. 6.20 *б–г*). Зафиксировано также появление полос локализованной деформации между порами и трещинами (рис. 6.20 *а*), способствующих в том числе их слиянию.

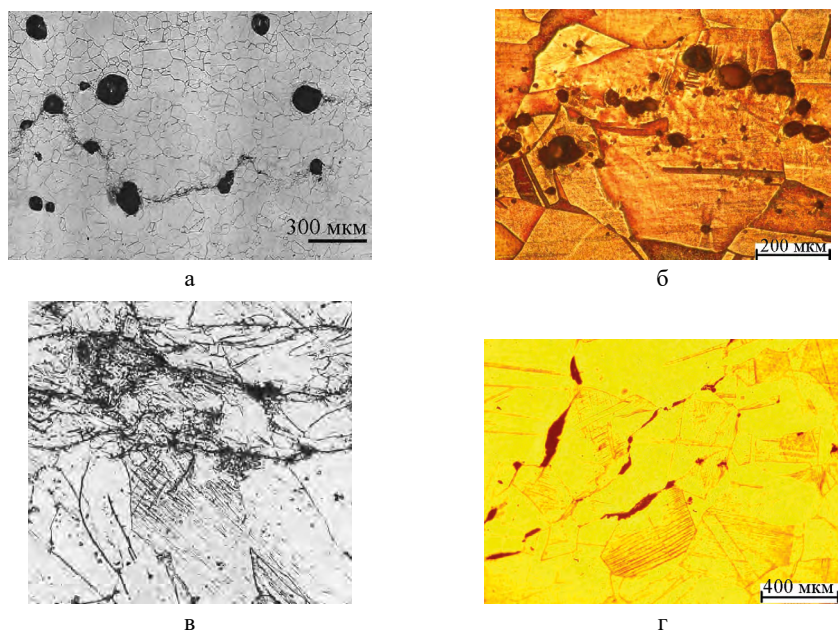
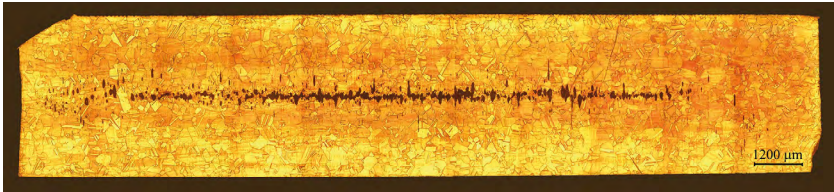
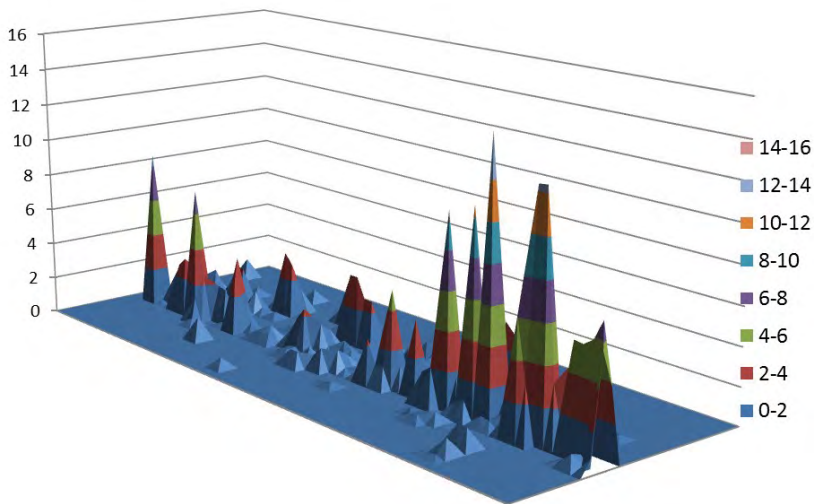


Рис. 6.20. Фотографии микроструктуры материалов в области зарождения поврежденности: а — тантал (зарождение пор и образование полос локализованной деформации между порами); б — медь (зарождение отдельных пор и следы деформации между порами); в — железо (зарождение дефектов в форме трещин по границам зерен); г — медь (зарождение дефектов по границам зерен)

На изображения, подобные представленным на рис. 6.21 *а*, но подвергнутые определенной обработке с целью выявления границ дефектов, накладывается сетка из прямоугольных ячеек определенного размера (например, $0,1 \times 0,1$ мм), внешняя граница которой соответствует размеру анализируемого поперечного сечения. С учетом стереометрического соотношения [53] поврежденность определяется в каждой ячейке как отношение площади дефектов к площади ячейки. Получаемое с использованием такой методики типичное распределение поврежденности представлено на рис. 6.21 *б*.



а



б

Рис. 6.21. Пример количественной обработки результатов металлографического анализа: *а* — фотография поперечного сечения образца меди (стадия слияния пор) [54], *б* — типичная диаграмма распределения поврежденности по поверхности шлифа образца.

Структура поверхности откольного разрушения изучается с помощью интерактивной системы анализа изображений [42]. При обработке изображений поверхности откола, полученных с помощью микроскопа, работающего в отраженном свете, определяются средние максимальные диаметры D_{\max} шероховатостей, покрывающих поверхность (рис. 6.22). Ценная информация об изменениях структуры материалов и их свойств при ударно-волновом нагружении может быть получена путем измерения микротвердости сохранных образцов [55].

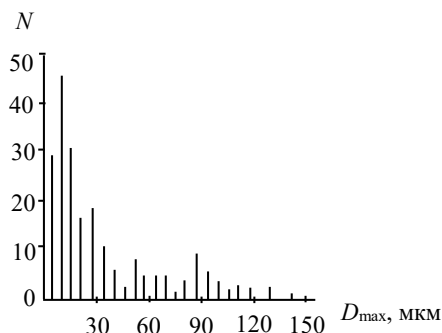


Рис. 6.22. Гистограмма шероховатостей поверхности откола свинцового образца толщиной 0,2 мм

Микрорентгеноспектральный анализ дает возможность локального определения химического состава материалов. Этим методом выполняется количественный химический анализ шлифов из сплавов на элементы с локальностью 1–2 мкм. Метод обладает высокой чувствительностью: в объеме 0,2–0,3 мкм³ можно установить присутствие практически всех элементов периодической системы при их массовом содержании в пределах 0,02–0,2 % [56].

6.3.4. Эволюция поврежденности при действии волн сжатия

В ряде случаев после возникновения откольного разрушения материал продолжает деформироваться. Тогда возможна реализация следующего этапа эволюции поврежденности — воздействие волн сжатия с различными амплитудно-временными характеристиками на область поврежденности. Исследованию этого процесса уделяется все больше внимания, хотя пока для него нет устоявшегося термина. В довольно ограниченном ряде работ [43, 57–58] используются следующие: «залечивание пор», «закрытие дефектов», «компактирование» поврежденности. Далее используется в основном последний термин.

Можно выделить два основных подхода для исследования процесса компактирования поврежденности в конструкционных материалах. В первом из них процесс зарождения поврежденности и воздействие на эту область волны сжатия реализуются в одном эксперименте последовательно. Для этой цели могут быть использованы, например, составные ударник или подложка, содержащие «жесткие» и «мягкий» слои и обеспечивающие генерацию в образце двух волн сжатия. Широкие перспективы в реализации многоволновых режимов нагружения открываются при использовании для разгона ударников магнитных полей, генерируемых источниками импульсной мощности на основе взрывамагнитных генераторов [43].

При отражении первой ударной волны от тыльной поверхности образца в нем возникает режим двух встречных волн расширения и создаются условия для зарождения поврежденности. Последующая волна сжатия воздействует на область поврежденности соответственно со стороны нагружаемой

(в случае использования составного ударника или ударника, разгоняемого давлением магнитного поля) или тыльной (в случае использования составной подложки) поверхностей. Для регистрации процессов, протекающих в образцах при исследовании компактирования, используются лазерно-интерферометрические методики, фиксирующие скорость тыльной свободной поверхности образца. В случае нагружения образца составным ударником на записи скорости $W(t)$ после первой ударной волны, отскольного импульса и колебаний W , обусловленных реверберацией импульса в отскольном слое, может наблюдаться увеличение скорости движения тыльной поверхности, связанное с выходом на нее второй волны сжатия, прошедшей через область поврежденности (см. рис. 6.23).

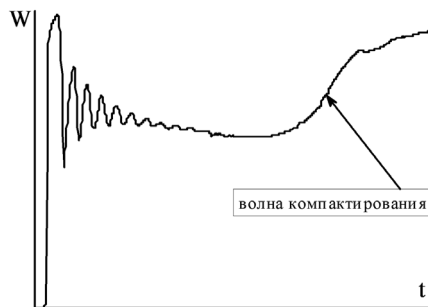


Рис. 6.23. Временная зависимость скорости движения свободной поверхности алюминиевого образца [43]

Амплитудно-временные характеристики этого участка зависимости $W(t)$ определяются сопротивлением разрушенного материала сжатию и используются для верификации численных моделей, описывающих процесс компактирования.

В рамках второго подхода процессы отскольного разрушения и компактирования исследуются в отдельных опытах. Для этой цели на первом этапе проводится эксперимент, в котором образец подвергается действию импульсных растягивающих напряжений и в нем возникает область поврежденности. Сохраненный образец разрезается на части, для поперечного сечения одной из которых выполняется металлографический анализ с целью определения степени поврежденности. Из другой части изготавливается образец, содержащий область поврежденности, на который в рамках отдельного эксперимента осуществляется воздействие слабой (менее 5–8 ГПа) волной сжатия контролируемой амплитуды и длительности. В рамках металлографического анализа образца, сохраняемого во втором эксперименте, определяется степень компактирования поврежденности. По результатам численного моделирования условий постановки второго опыта оценивается давление в волне сжатия, принимаемое за давление компактирования в случае реализации в этом опыте полного залечивания дефектов [54].

Имеющиеся на сегодняшний день результаты свидетельствуют, что при воздействии волн сжатия на область поврежденности, состоящую из множества дефектов квазисферической формы (в случае вязкого характера

разрушения), происходит схлопывание отдельных пор или их групп. При этом зафиксировано близкое к центрально-симметричному схождение пор даже при воздействии плоской волны сжатия. В результате на месте цепочек пор образуются области материала, характеризующиеся высокой степенью деформированности структуры (рис. 6.24).

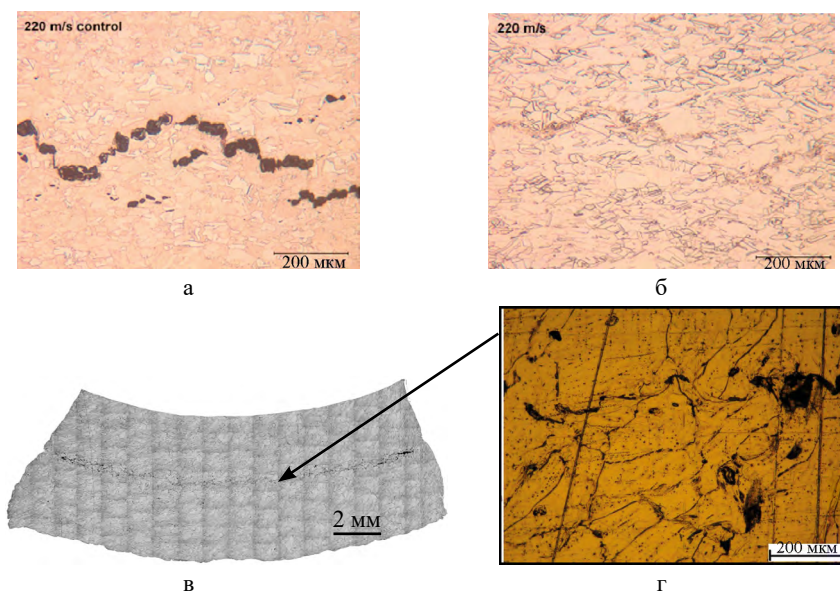


Рис. 6.24. Особенности деформирования структуры при компактировании поврежденности: а — область поврежденности в виде слившихся пор в меди [57]; б — полоса деформированного материала на месте цепочки скомпактированных пор [57]; в — поперечное сечение полого цилиндрического образца из алюминия 6061-Т6 (внешняя поверхность — сверху) [43]; г — деформированная структура на месте скомпактированных пор

В случае хрупкого характера разрушения процесс компактирования протекает за счет смыкания берегов трещин, сопровождающегося интенсивным пластическим деформированием материала вблизи этих берегов и образованием полос («ручейков») деформированной структуры. При этом, как показывает металлографический анализ шлифов сохраненных образцов, восстановления исходной структуры материала не наблюдается, что обусловлено, по-видимому, интенсивным разогревом вещества в области компактируемых дефектов.

6.4. ОТКОЛЬНАЯ ПРОЧНОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Со времени опубликования Райнхартом пионерской работы по откольному разрушению металлов при взрывном нагружении [59] отечественными и зарубежными исследователями получена весьма обширная экспериментальная информация о влиянии на откольную прочность характеристик напряженно-деформированного состояния и физико-механических свойств материалов.

Для материалов различных классов — от технических металлов и их сплавов до полимеров, стекол и гетерогенных твердых ВВ — исследовались физические аспекты процесса разрушения и развивались модели откола, включающие в себя наиболее значимые для этого процесса параметры.

Результатом исследований стало выявление ряда общих, не зависящих от типа материала закономерностей, присущих откольному разрушению и непосредственно связанных с его физикой:

- локализация зоны разрушения во внутренних областях подвергнутого нагружению объекта;
- кинетический характер процесса разрушения;
- многоочаговость инициирования разрушения;
- статистический характер распределения дефектов по размерам;
- релаксация напряжений;
- индивидуальность механизма разрушения (хрупкий, вязкий, смешанный);
- зависимость условий инициирования разрушения от исходной структуры материала.

В этом разделе приводятся основные результаты исследований сопротивления материалов, главным образом металлов, откольному разрушению и влияния на этот процесс температуры материала, амплитуды, длительности и ориентации ударно-волновой нагрузки, скорости деформации, а также исходной структуры испытываемого материала. Для этого используются экспериментальные данные, полученные путем регистрации истории движения свободной поверхности образца $W(t)$ при отколе и постопытного металлографического анализа. В последнем случае за откольную прочность $\sigma_{отк}$ принимается напряжение σ_{1p} , соответствующее зарождению микротреещин. Результаты определения откольной прочности ряда технических металлов и сплавов только по измерениям $W(t)$ обобщены в [2]. При необходимости читатель может обратиться к указанному источнику. Несмотря на то что значения $\sigma_{отк}$ являются приближенными, можно полагать, что полученные общие тенденции влияния тех или иных параметров напряженно-деформированного состояния на $\sigma_{отк}$ вполне реалистичны.

В условиях ударно-волнового нагружения материал перед разрушением подвергается сжатию и разогреву в ударной волне. Естественным образом возникает вопрос о влиянии сжатия (или давления на ФУВ) и повышения температуры на сопротивление откольному разрушению.

Влияние температуры на $\sigma_{отк}$. Влияние разогрева исследуется в экспериментах с образцами, имеющими различную начальную температуру. Температурная зависимость $\sigma_{отк}(T)$ изучена недостаточно. Вместе с тем даже из результатов сравнительно малого числа опытов, полученных различными экспериментальными методами, следует, что имеет место общая тенденция снижения откольной прочности с повышением температуры от нормального значения ($T = 15\text{--}20\text{ }^\circ\text{C}$) до близкого к температуре плавления. Однако вклад температуры в этих условиях сравнительно невелик и, во всяком случае, значительно меньше, чем при квазистатических испытаниях.

На рис. 6.25 *a* показана температурная зависимость σ_{1p} для ряда металлов при длительности нагружающего импульса 1,3 мкс [60]. Как видно из рисунка, для $T > 0$ °С для всех рассмотренных металлов характерно снижение сопротивления откольному разрушению с ростом начальной температуры образца. В работах [61, 62] зафиксировано снижение откольной прочности для Ст.3 и Cu при повышении температуры до 500 °С в условиях взрывного нагружения.

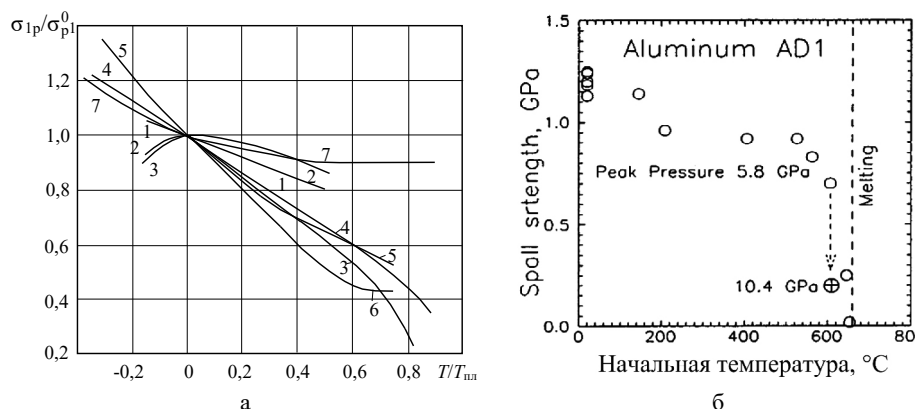


Рис. 6.25. Влияние начального разогрева материала на величину разрушающих напряжений: а — температурная зависимость σ_{1p} при длительности нагружающего импульса 1,3 мкс [60]: 1 — титан ВТ-14, $\sigma_{1p}^0 = 4,81$ ГПа; 2 — Ст.3, $\sigma_{1p}^0 = 3,89$ ГПа; 3 — медь М1, $\sigma_{1p}^0 = 3,43$ ГПа; 4 — АД1, $\sigma_{1p}^0 = 1,75$ ГПа; 5 — сплав Д16, $\sigma_{1p}^0 = 2,32$ ГПа; 6 — сплав АМг6, $\sigma_{1p}^0 = 2,44$ ГПа; 7 — Pb, $\sigma_{1p}^0 = 0,4$ ГПа; б — температурная зависимость откольной прочности $\sigma_{отк}$ ($\sigma_{отк}$ оценивалась по соотношению (6.9)) [63]

Отличная от представленной на рис. 6.25 *a* зависимость зарегистрирована в опытах с соударением для Al и Mg95 в [63] (см. рис. 6.25 *б*). При интенсивности ударной волны $P = 5,8$ и $3,7$ ГПа соответственно начальная температура до $T = (0,85-0,90)T_{пл}$ слабо влияет на сопротивление этих металлов отколу. С дальнейшим повышением температуры происходит быстрое снижение прочности $\sigma_{отк}$. Вблизи точки плавления прочность, вероятнее всего, стремится к прочности жидкого металла и отлична от нуля. Причина порогового влияния температуры может быть связана с локальным плавлением материала вследствие локального деформирования в потенциальных концентраторах напряжений в его исходной структуре.

Зависимость σ_p от амплитуды ударной волны. Однозначного ответа на вопрос о влиянии амплитуды ударной волны на критические растягивающие напряжения σ_p в настоящее время нет [64–66]. Экспериментальные данные для пяти металлов (Sn, Pb, Cu, Fe, U) в широкой области амплитуды ударной волны [64] представлены на рис. 6.26. Для Cu, Fe, U при амплитудах ударной волны значительно ниже состояния плавления значения σ_p монотонно растут до $\sigma_n \approx 20-30$ ГПа и далее остаются практически постоянными. Для Sn и Pb, которые исследовались при σ_n , охватывающих диапазон давлений (напряжений) плавления, зависимости $\sigma_p(\sigma_n)$ имеют максимум.

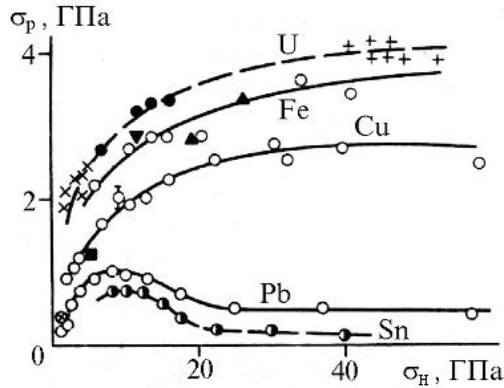


Рис. 6.26. Зависимость критических растягивающих напряжений от амплитуды ударной волны. Маркеры — экспериментальные точки

По [64] наличие восходящей ветви зависимости $\sigma_p(\sigma_n)$ связано с упрочнением рассмотренных металлов ударной волной в области низких напряжений, что подтверждается данными измерений микротвердости сохраненных после нагружения образцов. В области температур ударно-волнового разогрева $0,5T_p \leq T \leq T_{пл}$ (T_p — температура рекристаллизации, $T_{пл}$ — температура плавления) в материале начинается процесс полигонизации, приводящий к снижению прочностных свойств металлов — разупрочнению [67]. Постоянство σ_p для U, Fe, Cu в области высоких σ_n является, по-видимому, результатом конкуренции указанных двух процессов — упрочнения и разупрочнения. Для Sn и Pb при $\sigma_n \geq 10$ ГПа основную роль играет процесс разупрочнения. Поведение зависимостей $\sigma_p(\sigma_n)$ для олова и свинца при $\sigma_n \geq 20$ ГПа указывает на маловероятность катастрофического снижения прочности металлов в расплавленном состоянии [68]. Наличие нисходящей ветви для Sn и Pb подтверждается также результатами работы [65].

Отличные от рассмотренных выше зависимости $\sigma_p(\sigma_n)$ получены в [66]: для титановых сплавов (BT-5, BT-8), Al и его сплава AMg6, а также малоуглеродистой стали не зафиксировано влияния интенсивности ударной волны на σ_p в широком диапазоне значений σ_n (сплавы титана — $\sigma_n \approx 5,6-77,0$ ГПа, Al — $\sigma_n \leq 44$ ГПа, AMg6 — $\sigma_n \leq 56$ ГПа, сталь Ст.3 — $6 \leq \sigma_n \leq 90$ ГПа).

Влияние временного фактора на σ_p . Ограниченный объем имеющейся экспериментальной информации о влиянии на откольную прочность времени действия растягивающих напряжений и скорости деформации при растяжении позволяет судить лишь об общей тенденции этого явления. Эта тенденция заключается в сравнительно слабом повышении сопротивления металлов разрушению с уменьшением характерной длительности импульса растяжения t_p или повышением скорости деформации растяжения $\dot{\epsilon}$ (до определенных значений $\dot{\epsilon}$). Из рис. 6.27 [69, 70] видно, что с уменьшением t_p критическое напряжение полного разрушения прогрессивно растет.

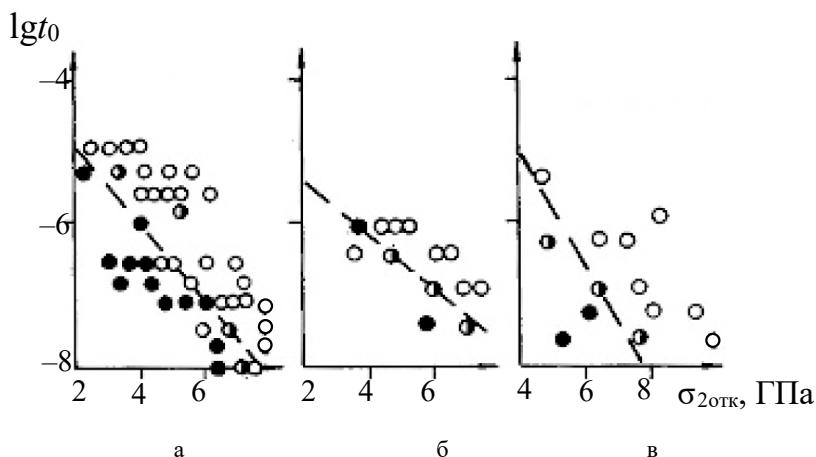
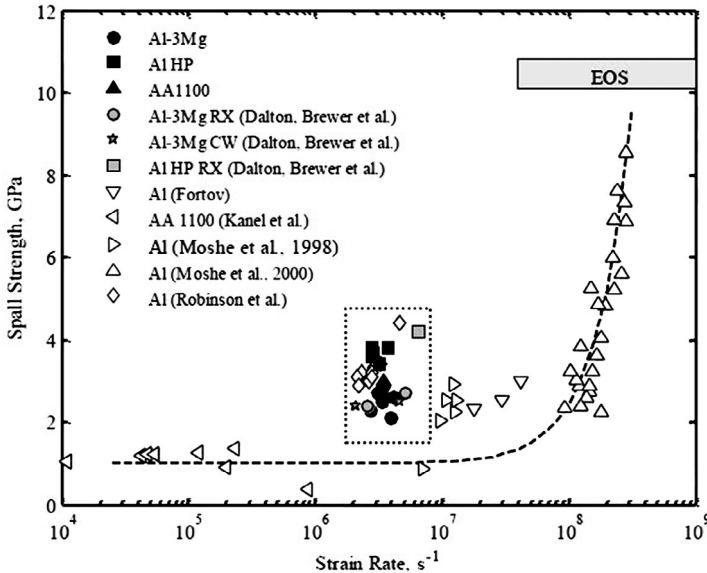


Рис. 6.27. Экспериментальные зависимости $\sigma_{20\text{тк}}(t_0)$, характеризующие долговечность металлов в субмикросекундном диапазоне нагружения: Cu (а), Ni (б), Ti (в): ● — отсутствие разрушения, ◐ — наличие отдельных макротрещин, ○ — макроскопическое разрушение

Отметим, что зависимость напряжения разрушения $\sigma(t_p)$ претерпевает излом в области $t_p \approx 10^{-4}$ с [70], где квазистатическая ветвь долговечности по С.Н. Журкову [71] переходит в ее откольную ветвь. По [72] различие динамической и статической ветвей временной зависимости прочности связано с различными механизмами необратимой деформации, приводящей к разрушению: термоактивируемое подбарьерное скольжение дислокаций на статической ветви сменяется атермическим надбарьерным скольжением на динамической ветви. По [2] зависимость откольной прочности от скорости деформации $\dot{\epsilon}$ материала в разгрузочной части падающего на свободную поверхность импульса может быть представлена аналитическим выражением $\sigma_{\text{отк}} = A(\dot{\epsilon})^n$, где A , n — постоянные. Для некоторых металлов и сплавов значения n лежат в пределах $n = 0,06-0,21$, т. е. $\sigma_{\text{отк}}$ слабо возрастает с повышением $\dot{\epsilon}$. Однако эта тенденция справедлива лишь до скоростей деформации $\dot{\epsilon} \sim 5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$. В экспериментах [73] исследован процесс откольного разрушения в тонких (толщиной от 350 до 500 мкм) алюминиевых образцах при воздействии на одну из поверхностей коротких импульсов лазерного излучения. Волна сжатия генерируется в образце за счет абляции поверхностного слоя, на который воздействует лазерное излучение. Отражение этой волны от тыльной поверхности создает условия для взаимодействия встречных волн разрежения и формирования откола. Сверхмалая длительность воздействующего излучения позволяет достичь в подобных экспериментах скоростей деформаций $\dot{\epsilon} \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ и выше. Как показывают результаты исследований, откольная прочность ряда металлов в этой области демонстрирует катастрофический рост, приближаясь в пределе к теоретической прочности вещества (рис. 6.28).

Рис. 6.28. Зависимость $\sigma_{отк}$ от скорости деформации для алюминия [73]

Влияние на $\sigma_{отк}$ технологии изготовления и термообработки материалов. Результаты экспериментов показывают, что критические уровни растягивающих напряжений для широкого класса материалов являются индивидуальной характеристикой каждого конкретного материала и представляют собой функцию ряда факторов, таких как термообработка, направление технологической прокатки, предварительная пластическая деформация, фазовые превращения [74]. Предварительная термообработка весьма сильно влияет на условия откольного разрушения. Общей тенденцией является снижение прочности отожженных материалов по сравнению с материалами, подвергнутыми закалке. Так, для стали 40X закалка до HRC = 40 приводит к повышению $\sigma_{отк}$ на 40 % по сравнению с отожженным состоянием [61]. Наличие в материалах волокнистой структуры и связанное с этим направленное расположение скопления включений обуславливают зарождение и первоначальное развитие откольного разрушения именно в этих направлениях. Отсюда следует вывод о возможности влияния на откольную прочность направления технологической прокатки. Например, для сталей 30ХГСА и 12Х18Н10Т откольная прочность в направлении, параллельном технологической прокатке, превышает аналогичную величину в перпендикулярном направлении [74, 75]. Однако для высокопрочного титанового сплава ПТ-3В в опытах с ориентацией осей образцов в обоих направлениях относительно направления прокатки зафиксирована слабая анизотропия откольной прочности [75].

Откольное разрушение среды, испытывающей фазовый переход. При аномальном положении ударной адиабаты в P - V -плоскости, когда имеются участки, где адиабата обращена выпуклостью вверх ($\partial^2 P / \partial V^2 < 0$),

возможно возникновение ударных волн разрежения [76–78]. Такое поведение адиабаты твердого тела реализуется при наличии полиморфного превращения (фазового перехода). Теоретическое обоснование механизма образования скачков разрежения выполнено в [76].

Особенностью процесса откольного разрушения при взаимодействии ударных волн разрежения является образование гладкой поверхности откола. Экспериментальное подтверждение этого получено в [78, 79], где в опытах с ударно-волновым нагружением и последующей разгрузкой образцов из железа и малоуглеродистой стали зарегистрировано образование двух видов отколов: обычного тыльного откола с шероховатой поверхностью разрушения и откола с очень гладкой поверхностью (рис. 6.29). Последний фиксировался при разгрузке железа в интервале давлений, включающем точку фазового ($\epsilon \rightarrow \alpha$) перехода и состояния выше ее, включая состояние завершения перехода в α -фазу. Образование отколов с гладкой поверхностью указывает на то, что при разрушении растягивающие напряжения существуют в очень узкой зоне. Подтверждением этого служит то обстоятельство, что в материалах, в которых не зафиксировано полиморфных превращений в исследованной области давлений, подобных аномалий в откольном разрушении не обнаружено.



Рис. 6.29. «Гладкий» откол в образце из стали Ст.3 после взрывного нагружения и разгрузки

Необходимо отметить, что смена фазового состояния сопровождается в том числе перестройкой кристаллической решетки. Это влечет за собой изменение физико-механических свойств веществ, включая такую характеристику, как откольная прочность. Так, по данным работы [80] откольная прочность α -фазы чистого железа уменьшается на $\sim 30\%$ при приближении к границе $\alpha \rightarrow \gamma$ фазового перехода, но в области существования ϵ - и γ -фаз значения $\sigma_{\text{отк}}$ заметно превышают аналогичную характеристику α -фазы, что объясняется в [80] изменением кристаллической структуры.

Существенным отличием от металлов и сплавов является зафиксированное в [70] повышение $\sigma_{\text{лр}}$ при начальной температуре $\sim 110^\circ\text{C}$, т. е. вблизи температуры размягчения, для таких материалов как плексиглас и фторопласт при характерном времени нагружения $\sim 1,3 \times 10^{-6}$ с. Можно предположить, что указанная особенность связана с изменением характера откольного разрушения — возрастанием роли вязкой составляющей.

6.5. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ

Механическое поведение сплошной среды определяется сопротивлением сдвиговой деформации и связано с ее основными реологическими свойствами — упругостью, пластичностью и вязкостью. Известно, что динамический предел текучести Y , среди прочих характеристик НДС, зависит от скорости деформации $\dot{\varepsilon}$. Необратимые процессы, происходящие при пластической деформации, характеризует коэффициент вязкости μ , а произведение $\mu\dot{\varepsilon}$ является вязким сопротивлением пластической деформации. В металлах при больших $\dot{\varepsilon}$ существуют течения, когда вязкое сопротивление их деформированию, зависящее от $\dot{\varepsilon}$, может стать определяющим. Наиболее простой моделью среды, связывающей ее пластические свойства при статических и динамических нагрузках, является модель вязкопластического тела

$$Y(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, P, T) = Y_0(\varepsilon, P, T) + \mu(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, P, T)\dot{\varepsilon}, \quad (6.10)$$

где Y — динамический предел текучести, Y_0 — статический предел текучести, P — давление, T — температура, ε — деформация.

Данная модель удовлетворяет двум важным условиям:

- повышению предела текучести металлов при увеличении $\dot{\varepsilon}$;
- при $Y_0 = 0$ дает выражение касательных напряжений в вязкой жидкости

$$Y = \mu\dot{\varepsilon} = \mu \frac{du}{dx}. \quad (6.11)$$

Последнее выражение является определением коэффициента динамической вязкости жидкости по Ньютону и показывает, что для установившегося одномерного течения значение μ равно силе, которую испытывает единица поверхности одного из слоев со стороны другого, если изменение (градиент) скорости между ними равно единице. Коэффициент динамической вязкости, определяемый по (6.11), называют также сдвиговым или первым коэффициентом вязкости. Различают упругую и пластическую ньютоновские вязкости, относящиеся к твердому телу, которое находится под воздействием соответственно упругих или пластических деформаций. Коэффициент упругой вязкости твердого тела зависит от $\dot{\varepsilon}$ и является общей мерой диссипативных потерь, которые показывают, что реальные твердые тела не бывают совершенно упругими. В гидродинамике подобный коэффициент вязкости называют вторым или релаксационным. Экспериментально показано, что при $\dot{\varepsilon} = 10^2\text{--}10^4 \text{ с}^{-1}$ и нормальных условиях ($T = 300 \text{ К}$ и $P = 1 \text{ атм}$) такие металлы, как сталь (разные марки), алюминий, медь описываются формулой (6.10) с примерно одинаковым коэффициентом вязкости $\mu = (3\text{--}7) \times 10^4 \text{ Па} \times \text{с}$. Это означает, что пластическая вязкость является в указанном диапазоне $\dot{\varepsilon}$ обычной ньютоновской вязкостью.

Анализ экспериментальных данных и соответствующих теоретических представлений по поведению вязкости для веществ в твердом и жидком состояниях свидетельствует о том, что расчеты вязкости из первых принципов

достаточно сложны и могут быть выполнены только для простых систем типа газа, полагая, что он состоит из твердых сфер невысокой плотности. Поэтому для описания реальных веществ используют, как правило, различные эмпирические модели. Принимают, что в области сравнительно невысоких давлений и температур вязкость веществ возрастает с повышением давления и падает с ростом температуры. Особое значение при этом приобретает определение коэффициентов динамической вязкости в ударно-волновых экспериментах. Ниже приводится краткое описание наиболее известных и практически используемых методов определения вязкости.

6.5.1. Метод свободных затухающих колебаний оболочек

Метод, примененный в [81], основан на нагружении внутренней поверхности сферических и полусферических тонких оболочек продуктами взрыва от заряда взрывчатого вещества, помещенного в сферическую ампулу, и последующем анализе спектров частот этих колебаний. В эксперименте с помощью тензометрического комплекса регистрируются деформации оболочки.

Тензодатчики размещаются в полюсе, под углом 45 градусов к экватору и вблизи экватора. Опыты проведены с полусферами из стали толщиной 12 мм: одна имела радиус срединной поверхности $R = 8,25$ см, другая — $R = 4,6$ см. Схема постановки опытов показана на рис. 6.30.

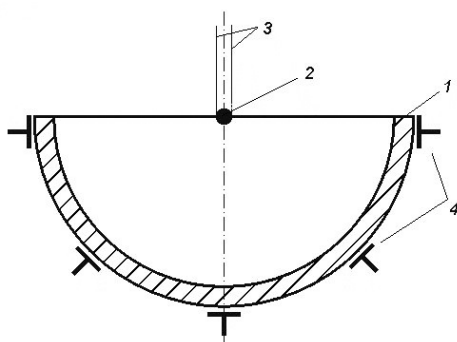


Рис. 6.30. Схема экспериментального устройства для регистрации колебаний оболочки: 1 — полусфера, 2 — заряд ВВ, 3 — электроды, 4 — тензорезисторы.

Выбранный способ нагружения позволяет создавать достаточно равномерное давление на внутреннюю поверхность оболочки и реализовывать упругие моногармонические колебания с собственной частотой радиальных колебаний, степень затухания которых определяется вязкостью материала, а частота — модулем Юнга.

На рис. 6.31 приведены результаты опыта с полусферой: верхняя кривая зарегистрирована на наружной поверхности оболочки в полюсе ($\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), нижняя — вблизи экватора ($\theta = 85^\circ$, $\varphi = 0^\circ$). Основной вклад в колебания вносят две гармоники. В полюсе определяющими являются мембранные (радиальные) колебания, вблизи экватора — изгибные.

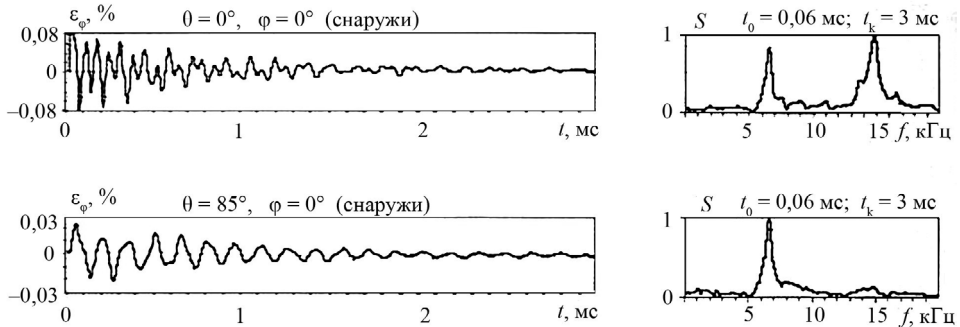


Рис. 6.31. Зависимости деформации от времени $\varepsilon_\varphi(t)$, зарегистрированные в опыте с полусферой, и спектры колебаний $S(f)$

Интерпретация результатов осуществляется на основе решения задачи о свободных колебаниях тонкой вязкоупругой оболочки в осесимметричной постановке. Первоначально выполняется спектральный анализ полученных зависимостей деформации от времени. Поскольку физические процессы являются объектом наблюдения в течение ограниченного интервала времени Δt , то вычисляется так называемый текущий спектр:

$$S_t(\omega) = \int_0^{\Delta t} \varepsilon(t) e^{-i\omega t} dt,$$

где спектральная плотность $S_t(\omega)$ является функцией не только частоты ω , но и времени T . В общем случае спектры имеют ряд резко выраженных резонансных пиков, амплитуда которых характеризует относительный вклад той или иной гармоники, а ширина — демпфирующие свойства. Посредством сопоставления экспериментального и расчетного спектров колебаний и соответствующих коэффициентов затухания определяются значения вязкоупругих характеристик (E , ν , μ). Для учета вязкого трения в процессе деформирования оболочки используется модель вязкоупругого тела Кельвина — Фойгта в виде [82]

$$\sigma_\theta = \frac{E}{1-\nu^2} \left(1 + \frac{\mu}{E} \frac{\partial}{\partial t} \right) (\varepsilon_\theta + \nu \varepsilon_\varphi),$$

где E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; μ — вязкость; σ_θ , ε_θ , ε_φ — компоненты напряжения и деформации.

По записям тензодатчиков, регистрируемым в экспериментах, находят значения характеристик затухания колебаний и оценивают вязкость этого материала. Полученные значения динамического коэффициента вязкости для стали находятся в пределах $\mu = (1,29-1,54) \times 10^4 \text{ Па} \times \text{с}$.

6.5.2. Оценки вязкости по ширине фронта ударной волны

Опытные данные по регистрации структуры стационарных профилей УВ могут быть использованы для оценки релаксационных параметров для

среднего уровня фронта. Касательная в этой точке своими пересечениями с горизонталями на нулевом и максимальном уровне профиля УВ фиксирует эффективную ширину фронта Δt . По величине Δt в [83] оценивались локальное время релаксации сдвиговых напряжений

$$t_p = \frac{3a_1}{8} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{P_1 - P_2}{\mu} \Delta t,$$

локальная вязкость

$$\mu = \frac{3a_1}{4} \frac{\rho_1}{\rho_2} (P_1 - P_2) \Delta t$$

и локальная скорость пластической деформации

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{2} \frac{u_2 - u_1}{D \Delta t} \frac{\rho_2}{\rho_1},$$

где ρ_1, P_1, u_1 — плотность, давление и массовая скорость упругого предвестника; ρ_2, P_2, u_2 — параметры конечного состояния на адиабате Гюгонио; $D = a_0 + a_1 u$.

В [84] рассмотрен способ определения ширины фронта УВ, основанный на измерениях скорости метания преград различной толщины из материала с малой динамической жесткостью, расположенных на полированной поверхности образца из исследуемого материала с большей акустической жесткостью.

С развитием методов лазерной интерферометрии сделаны непосредственные измерения структуры фронта стационарных УВ с необходимой для этих целей точностью ($\Delta t \leq 1$ нс).

На рис. 6.32 приведены экспериментальные профили УВ для алюминия и бериллия при различных давлениях, а в табл. 6.1 — параметры стационарных УВ, эффективная ширина фронта Δt и рассчитанные по ней [83] времена релаксации t_p , вязкость μ и скорость деформации $\dot{\epsilon}$.

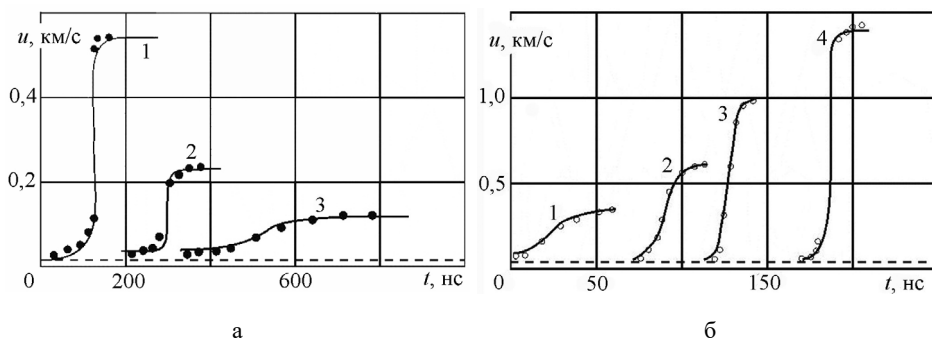


Рис. 6.32. Экспериментальные профили УВ для алюминия (а) при $P = 9$ ГПа (1), $P = 3,7$ ГПа (2), $P = 2,1$ ГПа (3) и бериллия (б) при $P = 6$ ГПа (1), $P = 10$ ГПа (2), $P = 17$ ГПа (3), $P = 25$ ГПа (4) [83]

Таблица 6.1. Влияние амплитуды УВ на релаксационные параметры и вязкость

Вещество	u , км/с	P , ГПа	Δt , нс	t_p , нс	μ , Па \times с	$\dot{\epsilon}$, с $^{-1}$
Al	0,111	1,65	250	6,6	420	4×10^4
	0,213	3,25	31	1,5	100	6×10^5
	0,51	8,35	6	0,6	50	$6,6 \times 10^5$
Be	0,333	5,11	30	0,41	130	$1,6 \times 10^6$
	0,61	9,84	22	0,53	185	$4,6 \times 10^6$
	0,92	15,43	11	0,39	150	7×10^6
	1,37	24,27	4	0,18	70	2×10^7

Из табл. 6.1 следует, что с увеличением амплитуды давления в УВ скорости деформации в алюминии возрастают примерно на два порядка, а в бериллии — в 30 раз. Значительно сокращаются и размеры фронта Δt . Вязкость при этом уменьшается до нескольких десятков Па \times с, а времена релаксации — до долей наносекунды. В [85] выполнен анализ, демонстрирующий связь между скоростью деформации и эффективной вязкостью при ударном сжатии стационарной волной в виде $\mu = \text{const} \cdot \dot{\epsilon}^{-1/2}$ (рис. 6.33).

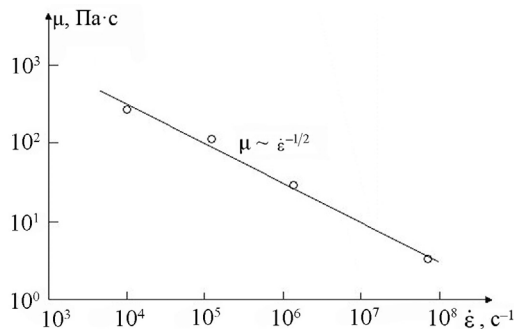


Рис. 6.33. Зависимость эффективной вязкости от скорости деформации для стационарной УВ в алюминии [85]

6.5.3. Оценки вязкости по скоростным зависимостям сопротивления материалов деформированию при сжатии в ударных волнах и растяжении при отколе

Определение коэффициентов динамической вязкости металлов в квазистатических условиях испытаний на растяжение, сжатие или кручение основано на обработке зависимости сопротивления деформированию от скорости деформации ($\mu \sim d\sigma/d\dot{\epsilon}$). Опытные данные по затуханию упругого предвестника, трансформации профиля упругопластической волны или влиянию скорости деформации на сопротивление деформированию в волнах разгрузки в экспериментах по откольному разрушению материалов позволяют при оценках коэффициента динамической вязкости расширить диапазон скоростей деформирования $\dot{\epsilon}$ с 10^4 до 10^8 с $^{-1}$.

Эффекты вязкости при распространении плоской упругопластической волны проявляются в затухании амплитуды упругого предвестника σ_{HE} .

Наиболее интенсивное затухание амплитуды σ_{HE} наблюдается вблизи поверхности ударного нагружения и связано с проявлениями вязкости, характерной для высокоскоростного деформирования. В [86] применялся экспоненциальный закон затухания амплитуды упругого предвестника σ_{HE} и определен коэффициент вязкости в виде

$$\mu = \frac{G^2 \rho_0^{1/2}}{2 \left(K + \frac{4}{3} G \right)^{3/2}} \left/ \frac{\partial \ln \sigma_{HE}}{\partial x} \right., \quad (6.12)$$

где G , K — модули сдвига и объемной упругости. Использование экспериментальных данных по затуханию амплитуды упругого предвестника в чистом алюминии дает по формуле (6.12) $\mu = 4 \times 10^2 \text{ Па} \times \text{с}$.

Коэффициент вязкости может быть оценен из результатов экспериментов по высокоскоростному растяжению материала (при отколе). При этом используется экспериментально установленная зависимость максимальных растягивающих напряжений в плоскости откола σ_p от скорости их изменения во времени $\dot{\sigma}_p$ [87]:

$$\mu = \frac{9}{4} \frac{K}{\dot{\sigma}_p} \frac{\sigma_p^1 - \sigma_p^2}{1 + \frac{3}{4} \frac{K}{G}},$$

где σ_p^1 , σ_p^2 — значения откольной прочности при различных скоростях деформации. Расчет по данной формуле дает для стали значение $\mu = 9,45 \times 10^3 \text{ Па} \times \text{с}$.

6.5.4. Оценки вязкости металлов с помощью методики фиксированных линий

В [88] исследовали вязкость металлов (алюминия, меди и стали) в экспериментах по соударению пластин в режиме сварки взрывом. Вязкость определяли по экспериментальной зависимости смещения частиц материала соударяющихся пластин в направлении скорости движения точки контакта методом фиксированных линий, которую сравнивали с аналогичной зависимостью, получаемой из обобщенного уравнения Стокса для установившегося движения несжимаемой вязкой жидкости. Фиксированные линии создавали путем установки в соударяющихся пластинах проволочек из того же материала в направлении, перпендикулярном распространению точки контакта. Установлена обратно пропорциональная зависимость вязкости от смещения частиц, которую измеряли методом оптической металлографии.

Монолитные образцы, полученные после сварки, разрезали в направлении движения скорости точки контакта и изготавливали микрошлифы. На макрофотографиях шлифов измеряли горизонтальное смещение z частиц вещества в зависимости от расстояния до границы раздела y (рис. 6.34). Характерный график экспериментальной зависимости $z = z(y)$ изображен сплошной линией на рис. 6.35.

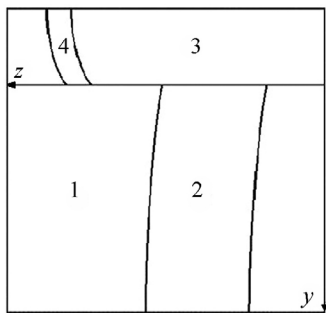


Рис. 6.34. Схематическое изображение макрофотографии шлифа: 1 — нижняя пластина, 2 — запрессованная пластина, 3 — верхняя пластина, 4 — запрессованная проволочка

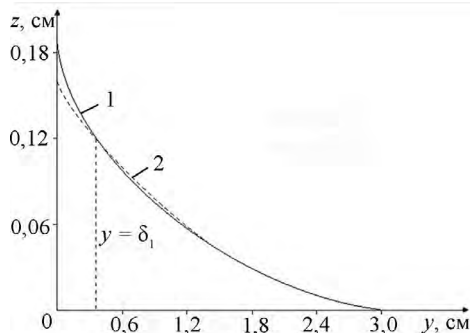


Рис. 6.35. Перемещение фиксированной линии в нижней пластине: 1 — экспериментальные данные, 2 — парабола $z = a(y - \delta_2)^2$

Исследование экспериментальных кривых $z = z(y)$ показало, что при $y > \delta_1$ они хорошо описываются уравнением параболы

$$z = a(y - \delta_2)^2, \quad (6.13)$$

где δ_1 и δ_2 — толщина верхней и нижней пластины соответственно. На участке $y < \delta_1$ экспериментальная кривая лежит выше параболы (6.13), ее удобно описать экспоненциальной зависимостью $z = be^{-ky}$. Коэффициенты a , b и k определяются экспериментально.

В [88] исследована также диффузия горизонтальной скорости справа от точки контакта, происходящая вследствие вязкости. Для простоты рассмотрен случай соударения металлов с одинаковой плотностью и вязкостью. Из решения обобщенного уравнения Стокса для нижней пластины в [88] получено

$$z(y) = \frac{u\rho}{\mu} \frac{\delta_1\delta_2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} \sin^2 \frac{\gamma}{2} (y - \delta_2)^2.$$

В качестве зависимости $z = z(y)$ использовали выражение (6.31). С учетом (6.31) в области $y > \delta_1$ (см. рис. 6.37)

$$\mu = \frac{\rho u \delta_1 \delta_2}{a(\delta_1 + \delta_2)^2} \sin^2 \frac{\gamma}{2}. \quad (6.14)$$

Скорость точки контакта u и угол соударения γ определяли по формулам [89]

$$u = D \frac{\sin(\gamma - \alpha_0)}{\sin \gamma},$$

$$\gamma = \alpha_0 + 2 \arcsin \frac{u_0}{2D},$$

где α_0 — начальный угол между пластинами, u_0 — скорость пластины, D — скорость детонации.

Результаты обработки некоторых экспериментальных данных по формуле (6.14) приведены в таблице 6.2.

Таблица 6.2. Экспериментальные значения вязкости для алюминия, меди и стали [88]

Материал соударяющихся пластин	δ_1 , см	δ_2 , см	P , ГПа	$u \times 10^5$, см/с	γ , °	$\mu \times 10^4$, Па \times с	
						$y = 0,4$	$Y = 0,8$
Al (Д16)	0,4	2,0	4,8	2,5	10,5	0,31	0,32
Al (Д16)	0,4	3,0	10	3,1	14	0,81	0,86
Cu (М3)	0,4	1,4	16	1,7	21	2,1	2,7
Cu (М3)	0,4	2,4	45	4,2	14,3	2,5	2,0
Сталь (Ст.3)	0,45	2,8	29	3,1	15,3	3,9	4,1
Сталь (Ст.3)	0,4	3,0	35	4,0	14,3	4,8	4,8

6.5.5. Оценки вязкости по измерению скорости движения в жидкости цилиндрических тел

В [90] описан прямой метод измерения вязкости диэлектрических материалов за фронтом УВ при давлениях 3–8 ГПа. Сущность метода заключается в регистрации зависимости ускорения «тяжелых» цилиндрических тел потоком более легкого вещества за фронтом УВ от времени. Плоские ударные волны создавали при детонации заряда ВВ диаметром 100 мм на слое воды толщиной 30 мм. В среднем сечении слоя параллельно плоскости фронта УВ устанавливали разгоняемые тела — медные и вольфрамовые проволочки диаметром 0,3–0,5 мм. Измерение скорости проволочек, увлекаемых потоком сжатой воды, регистрировали магнитоэлектрическим методом. Для этого всю сборку помещали в постоянное и однородное магнитное поле напряженностью 350 эрстед и с помощью осциллографа фиксировали ЭДС, наводимую в проволочке при пересечении ею магнитных силовых линий. Изменение длины проволочек от 10 до 20 мм не приводило к изменению регистрируемых кривых разгона, что свидетельствовало об отсутствии краевых эффектов. Полученные в двух сериях опытов профили скоростей показаны на рис. 6.36 сплошными линиями. Начальные скорости потока воды в этих сериях составляли 1,77 и 0,96 км/с.

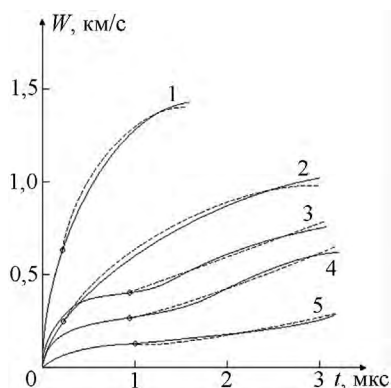


Рис. 6.36. Профили скорости движения проволочек

Сплошными линиями на рис. 6.36 обозначены измеренные скорости цилиндров, штрихами — скорости цилиндров, рассчитанные по (6.15). Номера кривых соответствуют номерам опытов в таблице 6.3. На начальной стадии движения длительностью $\sim 0,3\text{--}0,7$ мкс разгон проволок определяется волновыми процессами. Дальнейшее нарастание скорости определяется силами вязкости, возникающими при обтекании проволок потоком сжатой воды.

Уравнение движения единицы длины цилиндра с плотностью ρ_c записывается в виде

$$\rho_c \frac{\pi d^2}{4} \frac{dv}{dt} = fd, \quad (6.15)$$

где d — диаметр цилиндра, v — скорость цилиндра, f — сила сопротивления. Считая цилиндр и среду за фронтом УВ несжимаемыми, движение воды относительно цилиндра можно описать уравнениями Навье — Стокса для вязкой жидкости. Выражение для силы сопротивления имеет вид [91]

$$f = \frac{1}{2} \rho (u - v)^2 \text{sign}(u - v) \varphi(|R|), \quad (6.16)$$

где $R = \rho d (u - v) / \mu$ — число Рейнольдса; ρ , μ — плотность и вязкость окружающей цилиндра среды; $\varphi(|R|)$ — определенная экспериментально универсальная функция сопротивления; u — массовая скорость воды. Вязкость среды находили путем сравнения экспериментальной кривой разгона цилиндра с серией кривых, вычисленных по уравнению движения при разных значениях коэффициента вязкости. В таблице 6.3 приведены значения вязкости, отвечающие пунктирным кривым на рис. 6.36.

Таблица 6.3. Результаты оценки вязкости воды [90]

№ опыта	u_0 , км/с	Материал цилиндра	d , мм	Диапазон давлений, ГПа	μ , 10^2 Па \times с
1	1,77	Cu	0,47	6,1–8,1	$2,4 \times (2,0\text{--}3,4)$
2	1,77	W	0,50	4,1–8,1	$1,5 \times (1,25\text{--}2,0)$
3	0,96	Cu	0,36	2,8–3,1	$0,5 \times (0,35\text{--}0,70)$
4	0,96	Cu	0,47	2,8–3,1	$0,5 \times (0,40\text{--}0,65)$
5	0,96	W	0,50	2,7–3,1	$0,16 \times (0,12\text{--}0,18)$

В представлениях дырочной теории жидкости [92] при высоких давлениях основной вклад в энергию активации вязкого течения вносит работа PV_B , которую необходимо произвести для создания вакансии объемом V_B против сил внешнего давления P . Объем вакансии составляет долю объема молекулы. Если через α обозначить отношение этих объемов, а через V_0 и V — молярные объемы в исходном и сжатом состояниях, тогда $\mu = B \frac{V_0}{V} \exp\left(\alpha \frac{PV}{RT}\right)$.

Вязкость воды при $B = 2 \times 10^{-4}$ Па \times с в полулогарифмическом масштабе сопоставлена с данными [93–96] на рис. 6.37.

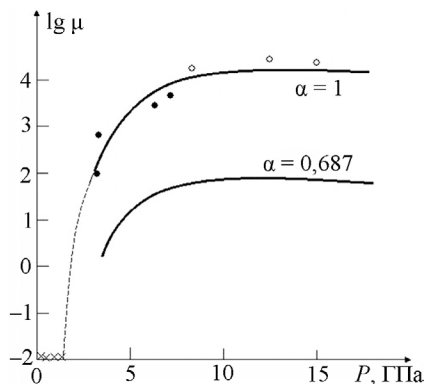


Рис. 6.37. Вязкость воды при высоких динамических давлениях: результаты статических (×) [96] и ударно-волновых (○, ●) [90, 93, 94] измерений

Вероятной причиной сильного возрастания вязкости воды за фронтом УВ, по мнению авторов [90], при высоких давлениях является образование в жидкой фазе сильно взаимодействующих молекулярных ассоциаций, например типа льда VII.

В [96] уточнен рассмотренный выше метод определения вязкости ударно-сжатых жидкостей и проведены измерения динамического коэффициента вязкости ударно-сжатой до 6–7,5 ГПа воды при начальной температуре 15–18 °С. Для уменьшения времени переходных процессов основную серию опытов проводили с проволочками диаметром 0,03–0,045 мм. При таких толщинах характерное время одной реверберации в датчике составляет 0,015–0,020 мкс.

Результаты опытов и расчетов для цилиндров диаметром 0,20–0,23 мм и более [96] показывают, что определение значения μ по описанному методу сильно зависит от времени установления режима квазистационарного обтекания, а также от длительности времени, в течение которого поток имеет постоянные параметры в окрестности цилиндра. Результаты опытов с тонкими датчиками приведены в таблице 6.4.

Таблица 6.4. Результаты оценки вязкости воды [96]

Материал цилиндра	d , мм	u , км/с	P , ГПа	μ , Па × с
Cu	0,03	1,65	7,5	1,0
	0,045	1,45	6,1	2,0
W	0,045	1,49	6,4	2,5
	0,03	1,49	6,4	1,0
	0,03	1,50	6,5	2,0

На основании расчетов и результатов опытов с цилиндрами диаметром 0,03–0,045 и 0,2–0,23 мм установлено, что причиной расхождения в значениях μ является большее время установления квазистационарного режима обтекания цилиндров в [90] из-за большого их диаметра. Можно отметить, что вычисленные значения коэффициента вязкости в представлении дырочной теории жидкости [92] совпадают с экспериментальными данными [96].

6.5.6. Оценки вязкости по развитию возмущений на ФУВ

Данные о вязкости ударно-сжатых конденсированных веществ в твердом и жидком состояниях могут быть получены путем регистрации и анализа развития малых возмущений синусоидальной формы в опытах с геометрически подобными системами [97, 98]. Схема постановки таких опытов приведена на рис. 6.38. При прохождении плоской УВ, формируемой взрывом заряда ВВ, через выточки синусоидальной формы в диске 2 в клине 3 на фронте УВ появляются возмущения с той же длиной волны, что и у выточек (клин и диск изготавливают из исследуемого материала).

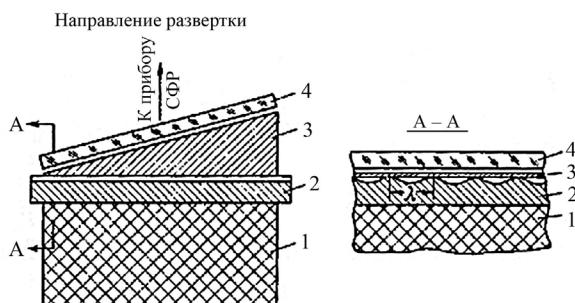


Рис. 6.38. Схема постановки опытов: 1 — заряд ВВ, 2 — диск с выточками, 3 — клин, 4 — пластина из оргстекла

Несущая возмущения волна выходит в воздушный зазор между поверхностью клина и пластиной из оргстекла, вызывая свечение воздуха, которое регистрируется прибором СФР-2М в режиме растровой развертки. Используя систему щелей, перпендикулярных направлению скоса клина, можно в одном опыте зарегистрировать возмущение в нескольких последовательных моментах времени при прохождении УВ разного расстояния в материале образца.

Как показали эксперименты, при полном геометрическом подобии постановки опытов относительно длины волны λ и амплитуды возмущений a_0 влияние вязкости сводится к сдвигу фаз между кривыми (амплитуда — время) развития возмущений с разными λ . Исследовали развитие возмущений двух длин волн $\lambda_1 = 1$ см и $\lambda_2 = 2$ см при относительной начальной амплитуде $2\pi a_0/\lambda = 0,63$ в двух геометрически подобных относительно λ экспериментальных устройствах [97, 98]. На рис. 6.39 приведена фотохронограмма одного из опытов по развитию возмущений, а на рис. 6.40 — результаты обработки двух опытов с различной длиной волны.

Коэффициент динамической вязкости μ вычисляли по формуле

$$\mu = \frac{\rho D \Delta x}{k(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)},$$

где ρ — плотность вещества за невозмущенным фронтом УВ; k — константа, вычисляемая способом, указанным в [97]; Δx — сдвиг фаз кривых развития возмущений с λ_1 и λ_2 , построенных в координатах $y = a(t)/a_0$ и $x = S(t)$; $a(t)$ и a_0 — соответственно текущая и начальная амплитуды возмущений; S — путь, пройденный УВ.

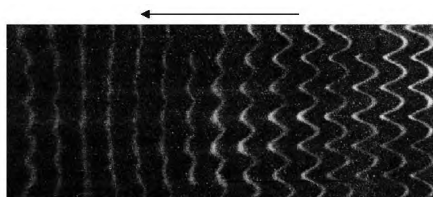


Рис. 6.39. Фотохронограмма опыта. Направление развертки показано стрелкой. 1 мм = 0,33 мкс

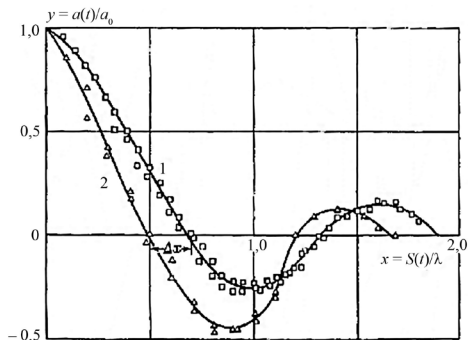


Рис. 6.40. Экспериментальные кривые развития возмущений на фронте УФ в алюминии: 1 — $\lambda = 2$ см; 2 — $\lambda = 1$ см

В [93, 97, 98] приводятся результаты исследования вязкости алюминия, свинца, ртути, хлористого натрия и воды при давлениях 10–200 ГПа. Результаты этих опытов для алюминия и свинца представлены в таблице 6.5. В проведенных опытах скорость деформации вещества на ФУВ составляла $\sim 10^7$ с⁻¹. Значения μ указаны с максимальной ошибкой, которая является в основном следствием неточности определения Δx .

Таблица 6.5. Результаты оценки вязкости алюминия, свинца и воды [93, 97, 98]

	P , ГПа	$\beta = \rho/\rho_0$	T , К	$\mu \times 10^3$, Па \times с
Al	31	1,26	630	$2,0 \pm 0,5$
	68	1,42	1600	$10,0 \pm 4,0$
	105	1,56	3500	$7,0 \pm 2,0$
	202	1,83	10100	< 2
Pb	35	1,36	1400	$3,7 \pm 1,4$
	41	1,38	1700	$15,0 \pm 2,0$
	124	1,65	7000	< 30
	250	2,06	20000	< 13
Вода	4	1,44	470	$< 0,8$
	8	1,59	700	$18 \pm 2,0$
	12	1,70	980	$29 \pm 4,0$
	15	1,76	1200	$22 \pm 4,0$

6.5.7. Определение вязкости в осе- и центрально-симметричных нестационарных течениях

Экспериментально-расчетный способ оценки вязкости основан на анализе и сопоставлении результатов экспериментов, проводимых в постановке с типичными режимами вязкопластических течений, и численных расчетов, выполняемых с использованием упруговязкопластической модели среды. Такие типичные режимы течений реализованы, например, в экспериментах по инерционному сжатию цилиндрических оболочек под

действием продуктов взрыва [99–101] или образования полости в центре шара при его взрывном нагружении с помощью тонких слоев заряда ВВ [44, 102, 103]. Влияние вязкости материала приводит к тому, что кинетическая энергия оболочки переходит в тепловую энергию, что, в свою очередь, влияет в первом случае на $R-t$ -диаграмму движения поверхности оболочки [99] или на радиус остановки оболочки [100, 101], а во втором — на радиус образующейся полости [44, 102–104]. На рис. 6.41–6.43 приведены фотографии оболочек и шаров из экспериментов с различными вязкопластическими режимами течений.

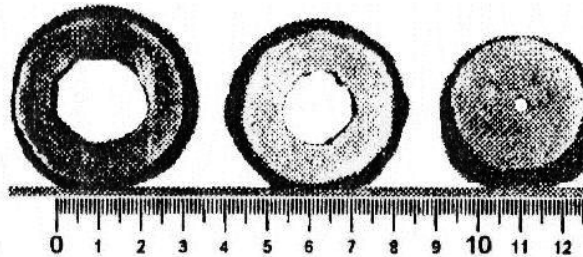


Рис. 6.41. Фотографии сечений оболочек из свинца после нагружения зарядами ВВ различной толщины [101]

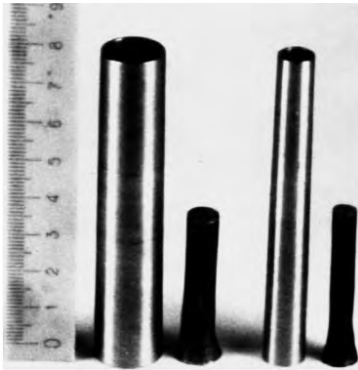


Рис. 6.42. Фотографии оболочек из стали различного начального радиуса до и после нагружения [101]

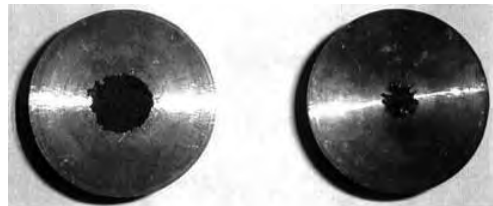


Рис. 6.43. Фотографии сечений шаров после нагружения зарядами ВВ различной толщины [104]

В работе [99] рассматривали инерционное схлопывание вязкой цилиндрической оболочки. В экспериментах использовали медные трубки, окруженные снаружи слоем ВВ (сплав ТГ 50/50). Детонационная волна скользит вдоль наружной поверхности оболочки. Из-за большой разницы в скоростях детонационной волны (7,5 км/с) и радиального схождения (0,5–1,5 км/с) процесс схлопывания трубки с приемлемой точностью можно считать одномерным. Сопоставляя экспериментальную и расчетную $R-t$ -диаграммы схождения оболочки или радиус остановки, можно найти значение вязкости ее материала. Согласно [99] для меди динамический коэффициент вязкости составил $\mu = 6,3 \times 10^3 \text{ Па} \times \text{с}$.

В [103] проведен анализ экспериментов по сжатию и всестороннему растяжению шаров из алюминия в рамках одномерной численной методики [100] с учетом упруговязкопластических свойств материалов. Наилучшее согласие расчетных результатов со всей совокупностью экспериментальных данных достигнуто при $\mu = 1,82 \times 10^3 \text{ Па} \times \text{с}$. Анализ экспериментальных данных по реализации динамических режимов всестороннего сжатия и растяжения, а также моделей их описания показывает, что диссипативные потери играют существенную роль в протекании физических процессов вблизи центра шаров исследуемых материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 6

1. Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1992.
2. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
3. Ударные волны и экстремальные состояния вещества. М.: Наука, 2000.
4. *Graham R.A. Solids Under High-Pressure Shock Compression* // Springer-Verlag. 1993. New York. P. 221.
5. *Yaziv D., Rosenberg Z., Patrom Y. Determination of the dependence of yield strength in 2024-Al under dynamic loading in material with manganin gauges* // Proc. 3rd Conf. on the Mechanical Properties of Materials at High Rates of Strain. Oxford, 1984. P. 105–110.
6. *Альтшуллер Л.В., Бражник М.И., Телегин Г.С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия* // ПМТФ. 1971. № 6. С. 159–166.
7. *Curran D.R. Nonhydrodynamic attenuation of shock waves in Al* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. № 9. P. 2677–2690.
8. *Бахрах С.М., Иванов А.Г., Ковалёв Н.П. и др. Прочность алюминия при упругопластическом сжатии в ударной волне* // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка: ОЧХФ, 1978. С. 94–100.
9. *Rosenberg Z., Patrom Y., Yaziv D. The use of stress gauges for estimating the dynamic yield strength of shock loaded solids* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. № 1. P. 143–146.
10. *Дремин А.Н., Канель Г.И. Волны сжатия и разрежения в ударно-сжатых металлах* // ПМТФ. 1976. № 2. С. 146–153.
11. *Батьков Ю.В., Новиков С.А., Сеницына Л.М., Чернов А.В. Исследование сдвиговых напряжений в металлах на фронте ударной волны* // Проблемы прочности. 1981. № 5. С. 56–59.
12. *Chartagnac P.F. Determination of mean and deviatoric stresses in shock loaded solids* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. № 2. P. 948–953.
13. *Батьков Ю.В., Глушак Б.Л., Новиков С.А. Прочность алюминия, меди и стали за фронтом ударной волны* // ФГВ. 1989. № 5. С. 126–132.
14. *Батьков Ю.В., Глушак А.Б., Глушак Б.Л. и др. Исследование напряженного состояния ударно-сжатых твердых тел методом главных напряжений* // ФГВ. 1995. № 5. С. 114–121.
15. *Bat'kov Yu.V., Novikov S.A., Timonin L.M. Strength behind shock wave in ceramic materials based on alumina* // Intern. Conf. «High Energy Rate Fabrication». Ljubljana, Yugoslavia, 1989. P. 256–262.

16. *Lipkin J., Assay J.R.* Reshock and release of shock-compressed 6061-T6 aluminum // *J. Appl. Phys.* 1977. Vol. 48. № 1. P. 182–189.
17. *Эсей Дж., Чэбилдас Л.* Определение сдвиговой прочности алюминиевого сплава 6061-T6, подвергнутого сжатию при ударном нагружении // Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. М.: Металлургия, 1984. С. 110–120.
18. *Assay J., Chhabildas L.* Shear strength of chock loaded polycrystalline tungsten // *J. Appl. Phys.* 1980. Vol. 51. № 9. P. 4774–4783.
19. *Jones S., Gills P., Foster J.* On the equation of motion of the underformed section of a Taylor impact // *J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 61. № 2. P. 499–502.
20. *Wilkins M., Guihan V.* Impact of cylinders on rigid boundary // *J. Appl. Phys.* 1973. Vol. 44. № 3. P. 1200–1206.
21. *Gust W.* High impact deformation of metal cylinders at elevated temperature // *J. Appl. Phys.* 1982. Vol. 53. № 5. P. 3566–3575.
22. *Иванов А.Г., Новиков С.А.* Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности // ПТЭ. 1963. № 1. С. 135–138.
23. *Taylor J.W., Rice M.N.* Elastic-plastic properties in iron // *J. Appl. Phys.* 1963. Vol. 34. № 2. P. 264–371.
24. *Жугин Ю.Н., Крупников К.К.* Индукционный метод непрерывной регистрации скорости конденсированной среды в ударно-волновых процессах // ПМТФ. 1983. № 1. С. 102–108.
25. *Новиков С.А., Кашенцов В.И., Федоткин А.С. и др.* Измерение скорости токопроводящих оболочек датчиком электромагнитного типа // ФГВ. 1986. № 1. С. 71–74.
26. *Fowles G.R.* Shock wave compression of hardened and annealed 2024-aluminum // *J. Appl. Phys.* 1961. Vol. 32. № 8. P. 1475–1487.
27. *Козлов Е.А., Музыря А.К., Чинкова Р.Х. и др.* Зарождающийся откол в меди // ФГВ. 1984. № 4. С. 123–124.
28. *Златин Н.А., Мочалов С.М.* Лазерный дифференциальный интерферометр // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 9. С. 1961–1964.
29. *Davison L., Graham R.* Shock compression of solids // *Phys. Reports.* 1979. Vol. 55. № 4. P. 255–379.
30. *Иванов А.Г., Новиков С.А., Сеницын В.А.* Исследование упругопластических волн в железе и стали при взрывном нагружении // ФТТ. 1963. Т. 145. Вып. 1. С. 269–278.
31. *Новиков С.А., Сеницын В.А., Иванов А.Г., Васильев Л.В.* Упругопластические свойства ряда металлов при взрывном нагружении // Физика металлов и металловедение. 1966. Т. 21. Вып. 3. С. 542–460.
32. *Альтишлер Л.В.* Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 197–258.
33. *Клещевников О.А., Тюняев Ю.Н., Софронов В.Н. и др.* Динамический предел текучести и удельная работа отрыва при отколе ряда конструкционных материалов // ФГВ. 1986. № 4. С. 102–106.
34. *Новиков С.А., Сеницын В.А.* О влиянии температуры на упругопластические свойства стали при взрывном нагружении // Проблемы прочности. 1976. № 12. С. 104–106.
35. *Gust W., Royce E.* Dynamic yield strengths of B_4C , BeO and Al_2O_3 ceramics // *J. Appl. Phys.* 1971. Vol. 42. № 1. P. 276–295.
36. *Rozenberg Z., Yasiv D., Yeshurum Y. et al.* Shear strength of shock-loading alumina as determined with longitudinal and transverse manganin gauges // *J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 62. № 3. P. 1120–1122.

37. *Mashimo T., Hamaoka Y. et al.* Elastoplastic properties under shock compression of Al_2O_3 single crystal and polycrystal // *J. Appl. Phys.* 1988. Vol. 63. № 2. P. 327–336.
38. *Канель Г.И.* Модель кинетики пластической деформации металлов в условиях ударно-волнового нагружения // *ПМТФ.* 1982. № 2. С. 105–110.
39. *Глушак Б.Л., Новиков С.А., Батьков Ю.В.* Определяющее уравнение Al и Mg для описания высокоскоростного деформирования в УВ // *ФГВ.* 1992. № 1. С. 84–88.
40. *Глушак Б.Л., Новиков С.А., Рузанов А.И., Садырин А.И.* Разрушение деформируемых сред при импульсных нагрузках. Н. Новгород: изд-во ННГУ, 1992.
41. *Хохлов Н.П., Свиридов В.А., Глушак Б.Л. и др.* Затухание волн напряжения малой длительности в алюминии и меди // *Письма в ЖТФ.* 1980. Т. 6. Вып. 23. С. 1427–1430.
42. *Бонюшкин Е.К., Жуков И.В., Завада Н.И. и др.* Особенности откольного разрушения конструкционных материалов в режиме быстрого объемного разогрева и при взрывном нагружении // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки.* 1988. Вып. 1. С. 53–61.
43. *Kaul A.M., Ivanovsky A.V., Duday P.V. et al.* Damage growth and recollection in aluminum under axisymmetric convergence using a helical flux compression generator // *J. Appl. Phys. A.* 2014. Vol. 115. P. 023516.
44. *Глушак Б.Л., Новиков С.А., Синицына Л.М. и др.* Особенности деформирования металлических шаров пластическими ударными волнами // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов.* 2000. Вып. 2/3. С. 164–167.
45. *Breed B.R., Mader C.L., Venable D.* Technique for determination of dynamic-tensile-strength characteristics // *J. Appl. Phys.* 1967. Vol. 68. № 8. P. 3241–3275.
46. *Романченко В.И., Степанов Г.В.* Зависимость критических напряжений от временных параметров нагрузки при отколе в меди, алюминии и стали // *ПМТФ.* 1980. № 4. С. 141–147.
47. *Альтиуллер Л.В., Новиков С.А., Дивнов И.И.* Связь критических разрушающих напряжений со временем разрушения при взрывном нагружении металлов // *ДАН СССР.* 1966. № 1. С. 67–70.
48. *Новиков С.А., Чернов А.В.* Об определении величины откольной прочности по измеренным значениям скорости свободной поверхности образца // *ПМТФ.* 1982. № 5. С. 126–129.
49. *Батьков Ю.В., Глушак А.Б., Новиков С.А.* Применение манганинового датчика для исследования откольных явлений в металлах при взрывном нагружении // *Докл. IV Всесоюз. совещания по детонации.* 1988. Т. 1. С. 154–157.
50. *Батьков Ю.В., Голубев В.К., Новиков С.А. и др.* О регистрации откольного разрушения меди и свинца при взрывном нагружении // *ФГВ.* 1988. № 1.
51. *Степанов Г.В.* Упругопластическое деформирование и разрушение материалов при импульсном нагружении. Киев: Наукова думка, 1991.
52. *Голубев В.К., Новиков С.А., Соболев Ю.С. и др.* Влияние температуры и времени нагружения на прочность и разрушение железа и сталей Ст.3 и 12X18H10T при отколе // *Проблемы прочности.* 1985. № 6. С. 28–34.
53. *Салтыков С.А.* Стереометрическая металлография. М.: Металлургия, 1976.
54. *Трунин И.Р., Терешкина И.А., Симаков В.Г. и др.* Компактирование меди и стали при ударном нагружении // *Тр. Международ. конф. «XVII Харитоновские научные чтения».* Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 453–460.
55. *Глазов В.М., Вигдарович В.Н.* Микротвердость металлов. М.: Металлургиздат, 1962.
56. *Рид С.* Электронно-зондовый микроанализ. М.: Мир, 1979.
57. *Becker R., LeBlanc M.M., Cazamias J.U.* Characterization of recompressed spall in copper gas gun targets // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 102. P. 093512.

58. Васюков В.А., Глыбин А.М., Дудай П.В. и др. Исследование реологических свойств алюминия с применением взрывомагнитных генераторов // ДАН СССР. 2013. Т. 448. № 3. С. 285–288.
59. Райнхарт Дж. Некоторые количественные данные об отколе металла, подвергнутого взрывному нагружению // Механика. 1953. Вып. 3 (19). С. 96–103.
60. Новиков С.А. Напряжения сдвига и откольная прочность материалов при ударных нагрузках (обзор) // ПМТФ. 1981. № 3. С. 109–120.
61. Новиков С.А., Дивнов И.И., Иванов А.Г. Исследование разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении // Физика металлов и металловедение. 1966. Т. 21. Вып. 4. С. 608–615.
62. Новиков С.А., Соболев Ю.С., Глушаков Б.Л. и др. Исследования влияния температуры на величину разрушающего напряжения при отколе в меди // Проблемы прочности. 1977. № 3. С. 96–98.
63. Razorenov S.V., Bogatch A.A., Kanel G.I. et al. Elastic-plastic deformation and spall fracture of metals at high temperatures // Shock Compression of Condensed Matter–1997 / Eds. S. Schmidt, D. Dandekar, J. Fobes. N.Y.: Woodbury, 1997. P. 447–450.
64. Огородников В.А., Иванов А.Г., Тюнькин Е.С. и др. Зависимость откольной прочности металлов от амплитуды ударно-волновой нагрузки // ФГВ. 1992. № 1. С. 94–98.
65. Kanel G., Razorenov S., Utkin A. et al. The spall strength of metals at elevated temperatures // Shock Compression of Condensed Matter–1995 / Eds. S. Schmidt, W. Tao. N.Y.: Woodbury, 1995. P. 503–506.
66. Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортков В.Е. Откольная прочность металлов в широком диапазоне амплитуд ударной нагрузки // ДАН СССР. 1987. Т. 294. № 2. С. 350–358.
67. Дерibas А.А., Нестеренко В.Ф., Тесленко Т.С. Универсальная зависимость упрочнения металлов от интенсивности ударно-волнового воздействия // ФГВ. 1985. № 2. С. 68–74.
68. Иванов А.Г. Феноменология разрушения и откол // Там же. С. 97–104.
69. Борин И.П., Новиков С.А., Погорелов А.П. и др. О кинетике разрушения металлов в субмикросекундном диапазоне долговечности // ДАН СССР. 1982. Т. 266. № 6. С. 1377–1380.
70. Новиков С.А. Прочность при квазистатическом и ударно-волновом нагружении // ФГВ. 1985. № 6. С. 77–85.
71. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.И. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
72. Мерзиевский Л.А., Тутов В.М. О критерии долговечности металлов в микросекундном диапазоне // ДАН СССР. 1986. Т. 286. № 1. С. 109–113.
73. Pedrazas N.A., Worthington D.L., Dalton D.A. Effects of microstructure and composition on spall fracture in aluminum // Materials Sci. and Engineering. A. 2012. Vol. 536. P. 117–123.
74. Голубев В.К. Прочность и разрушение материалов при интенсивных импульсных нагрузках // Металлы и сплавы (обзор). — М.: ЦНИИ Атоминформ, 1983.
75. Огородников В.А., Иванов А.Г., Лучинин В.И. и др. Влияние масштабного и технологического факторов и предварительной деформации на высокоскоростное разрушение (откол) титанового сплава ТП-3В и стали 12Х18Н10Т // ФГВ. 1995. № 6. С. 130–139.
76. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
77. Иванов А.Г., Новиков С.А. Об ударных волнах разрежения в железе и стали // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. Вып. 6. С. 1880–1882.

78. Иванов А.Г., Новиков С.А., Тарасов Ю.И. Откольные явления в железе и стали, вызванные взаимодействием ударных волн разрежения // ФТТ. 1962. Т. 4. Вып. 1. С. 249–260.

79. Батюков Ю.В., Иванов А.Г., Новиков С.А. Исследование разгрузки стали, ударно сжатой выше точки фазового перехода // ПМТФ. 1985. № 6. С. 142–144.

80. Zaretsky E.B. Shock response of iron between 143 and 1275 K // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 106. P. 023510.

81. Володина Л.В., Гердюков Н.Н., Зотов Е.В. и др. Реакция полусферических оболочек из ВВ на действие импульсной нагрузки (экспериментально-расчетное исследование) // Тр. Международ. конф. «V Харитоновские тематические научные чтения». Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 316–322.

82. Василенко Н.В. Теория колебаний. Киев: Вища школа, 1992.

83. Альтишулер Л.В., Чекин Б.С. Структура ударных волн и определяющие уравнения металлов // ПМТФ. 1987. № 6. С. 119–127.

84. Разоренов С.В., Канель Г.И., Фортвов В.Е. Измерение ширины фронта ударной волны в меди // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 9. С. 1816–1818.

85. Grady D.E. Strain-rate dependence of the effective viscosity under steady compression // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 38. № 2. P. 825–826.

86. Степанов Г.В. Коэффициент вязкости металлических материалов при высокоскоростном деформировании в упругопластических волнах нагрузки // Детонация. Черноголовка, 1978. С. 106–111.

87. Степанов Г.В. Взаимосвязь сопротивления деформации при одноосном напряженном состоянии и разрушающих напряжений при отколе для металлов // Проблемы прочности. 1978. № 12. С. 70–72.

88. Годунов С.К., Дерibas А.А., Захаренко И.Д., Мали В.И. Исследование вязкости металлов при высокоскоростных соударениях // ФГВ. 1971. Т. 7. № 1. С. 135–141.

89. Дерibas А.А., Кудинов В.М., Матвеев Ф.И., Симонов В.А. Определение параметров соударения плоских тел, метаемых ВВ, в условиях сварки взрывом // ФГВ. 1967. Т. 3. № 2. С. 291–298.

90. Альтишулер Л.В., Канель Г.И., Чекин Б.С. Новые измерения вязкости воды за фронтом ударных волн // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. Вып. 2. С. 663–666.

91. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Теоретическая физика. Т. VI. М.: Наука, 1988.

92. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости. М.: Наука, 1975.

93. Минеев В.Н., Зайдель Р.М. Вязкость воды и ртути при ударном нагружении // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. № 6. С. 1633–1639.

94. Минеев В.Н., Савинов Е.В. Связь вязкости с возможными фазовыми превращениями в ударно-сжатой воде // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 4. С. 1321–1323.

95. Bett K.E., Carpi J.V. Effect of pressure on the viscosity of water // Nature. 1965. Vol. 207. P. 620.

96. Ким Г.Х. Измерение вязкости ударно-сжатой воды // ПМТФ. 1984. № 5. С. 44–48.

97. Сахаров А.Д., Зайдель Р.М., Минеев В.Н., Олейник А.Г. Экспериментальное исследование устойчивости ударных волн и механических свойств вещества при высоких давлениях и температурах // ДАН СССР. 1964. Т. 159. № 4. С. 1019–1022.

98. Минеев В.Н., Савинов Е.В. Вязкость и температура плавления алюминия, свинца и хлористого натрия при ударном сжатии // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. № 3. С. 629–636.

99. Матюшкин Н.И., Тришин Ю.А. О некоторых эффектах, возникающих при взрывном обжати вязкой цилиндрической оболочки // ПМТФ. 1978. № 3. С. 99–112.

100. Огородников В.А., Садовой А.А., Сафронов В.Н. и др. Роль диссипативных процессов при обжатии цилиндрических оболочек взрывом // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 1993. Вып. 3. С. 97–101.

101. Огородников В.А., Тюнькин Е.С., Иванов А.Г. Прочность и вязкость металлов в широком диапазоне изменения скорости деформации // ПМТФ. 1995. № 3. С. 134–140.

102. Бахрах С.Б., Ковалёв Н.П., Надыкто Б.А. и др. Исследование пластических и прочностных свойств меди в условиях всестороннего растяжения // ДАН СССР. 1974. № 5. С. 1090–1093.

103. Огородников В.А., Садовой А.А., Сафронов В.Н. Роль диссипативных процессов в экспериментах по реализации всестороннего сжатия и растяжения при взрывном нагружении шаров // ФГВ. 1998. Т. 34. № 1. С. 96–101.

104. Огородников В.А., Боровкова Е.Ю., Ерунов С.В. Прочность некоторых марок сталей и армко-железа при ударно-волновом сжатии и разгрузке в области давлений 2–200 ГПа // ФГВ. 2004. Т. 40. № 5. С. 109–117.

ГЛАВА 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УДАРНО-СЖАТЫХ МАТЕРИАЛОВ

М.В. Жерноклетов, М.А. Мочалов

В термодинамике температура T является величиной, характеризующей направление теплообмена между телами. В равновесии температура всех тел, входящих в систему, одинакова. При изменении температуры тела изменяются почти все его физические свойства: длина и объем, плотность, упругие свойства, электропроводность и др. Основой для измерения температуры может являться изменение любого из этих свойств тела, если известна его зависимость от температуры.

Температура ударного сжатия материала может быть использована для обоснования его УРС при высоких температурах и давлениях введением ограничения на два параметра: удельную теплоемкость C_V и коэффициент Грюнайзена $\gamma = V(\partial P/\partial E)_{\gamma}$, связывающих тепловые величины с давлением в ударно-сжатом веществе. Кроме того, знание температуры необходимо при изучении таких явлений, как переход диэлектрик — металл, плавление, диссоциация и ионизация. Этот вид информации нередко оказывается гораздо более точным средством проверки теоретических моделей, чем адиабата Гюгонио.

Одновременное измерение плотности, давления и температуры в эксперименте позволяет получать полную термодинамическую информацию о состоянии ударно-сжатого вещества, что важно для обоснования формы и калибровки УРС.

7.1. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

7.1.1. Оптический диапазон

Оптикой называется раздел физики, в котором изучаются явления и закономерности, связанные с возникновением, распространением и взаимодействием электромагнитного излучения с веществом. Различные виды электромагнитного излучения характеризуются длиной волны λ . Длиной волны называется расстояние, соответствующее одному периоду колебаний, или расстояние между последовательными минимумами или максимумами. Для характеристики длины волны используются следующие единицы:

$1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м} = 10^{-4} \text{ см} = 10000 \text{ \AA}$; $1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м} = 10^{-7} \text{ см} = 10 \text{ \AA}$; $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м} = 10^{-8} \text{ см}$.

Кроме длины волны излучение характеризуется частотой ν . Частота ν — это число колебаний в единицу времени. Длина волны и частота излучения связаны между собой соотношением

$$v = \nu/\lambda = c/\lambda,$$

где ν — скорость распространения электромагнитных колебаний; c — скорость света в вакууме ($c = 2,9979 \times 10^8$ м/с). Единицей измерения частоты во всех системах служит герц.

Законы распространения света в прозрачных средах, основанные на представлении о свете как о совокупности световых лучей, рассматриваются геометрической (лучевой) оптикой. Световой луч в геометрической оптике есть линия, вдоль которой распространяется электромагнитное излучение. Геометрическая оптика не учитывает волновые свойства света и связанные с ними дифракционные эффекты.

Оптический диапазон является частью спектра электромагнитного излучения, охватывающей видимую, ультрафиолетовую и инфракрасную области. В настоящее время для границ оптического диапазона приняты следующие значения длин волн: левая граница — 1 нм и правая — 1 мм. К нему слева ($\lambda < 1$ нм) примыкает рентгеновское излучение, возникающее при торможении быстрых электронов, а с длинноволновой стороны ($\lambda > 1$ мм) — излучение, получаемое радиотехническими средствами.

Коротковолновой границей видимого диапазона считают длину волны 380 нм, длинноволновой — 780 нм. Границы видимого диапазона спектра и длины волн для различных цветов приведены на рис. 7.1.

Фиолетовый	Синий	Зеленый	Желтый	Оранжевый	Красный	
380	455	490	575	595	620	780

λ , нм

Рис. 7.1. Границы видимого диапазона спектра

Со стороны коротких длин волн ($\lambda < 380$ нм) к фиолетовому участку примыкает ультрафиолетовый диапазон спектра, со стороны длинных волн ($\lambda > 780$ нм) к красному участку примыкает диапазон инфракрасного излучения.

Деление диапазона на границы между областями условное, поскольку возбуждение излучения на длинах волн вблизи границ с той и другой стороны может быть получено различными способами.

Излучение, характеризуемое одной длиной волны (или частотой), называется монохроматическим. Излучение, состоящее из совокупности монохроматических излучений, называется сложным. Спектр такого излучения может содержать как несколько отдельных длин волн, так и их непрерывную последовательность. В первом случае говорят о линейчатом спектре, во втором — о сплошном.

Строго монохроматического излучения в природе не существует. Под монохроматическим часто подразумевают излучение, содержащее достаточно узкий интервал длин волн, который можно охарактеризовать указанием одной длины волны.

На шкале длин волн сплошной спектр излучения может занимать любой интервал, как малый, так и большой. В случае теплового излучения, например, сплошной спектр может простираться от нуля до бесконечности.

7.1.2. Основные свойства оптического излучения

Показатель преломления. Среда, в которой распространяется излучение, называется однородной, если ее показатель преломления везде одинаков. В такой среде лучи света прямолинейны и свет распространяется прямолинейно. Отношение скорости света в вакууме к скорости света в данной среде называется абсолютным коэффициентом преломления данной среды: $n = c/v = (\epsilon\mu)^{1/2} \approx (\epsilon)^{1/2}$. Здесь ϵ и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Настоящее выражение справедливо для неферромагнитных сред ($\mu \approx 1$). Для любой среды, кроме вакуума, $n > 1$; это значение зависит от частоты света и характеристики среды — ее температуры и плотности. Для газов при нормальных условиях $n \approx 1$.

Отношение скорости света в первой среде v_1 к скорости света во второй среде v_2 называют относительным показателем преломления n_{21} второй среды относительно первой: $n_{21} = v_1/v_2 = n_2/n_1$. Здесь n_1 и n_2 — абсолютные показатели преломления первой и второй сред. Если $n_{21} > 1$, то вторая среда является более плотной, чем первая.

Дисперсия света. Зависимость абсолютного показателя преломления вещества n от частоты ν падающего на вещество излучения (или от длины волны в вакууме λ_0) называется дисперсией света: $n = f(\nu) = \varphi(\lambda_0)$.

Из зависимости $n = c/v$ следует, что длина волны света может определяться как зависимость скорости распространения световой волны в веществе от ее частоты: $v = f_1(\nu)$.

Дисперсия называется нормальной, если с увеличением частоты показатель преломления возрастает; в ином случае — дисперсия аномальная. Дисперсия приводит к разложению «белого» света на монохроматические составляющие, имеющие определенную частоту. Это свойство часто используется в различных монохроматорах для выделения монохроматической волны при различных физических исследованиях.

Преломление и отражение света. На идеально плоской границе раздела двух сред происходят явления преломления и отражения света. При переходе через границу направление распространения света меняется. Угол i между падающим лучом и перпендикуляром к границе раздела называется углом падения (рис. 7.2). Углом отражения i' называется угол между отраженным лучом и тем же перпендикуляром. Углом преломления r называется угол между преломленным лучом и тем же перпендикуляром.

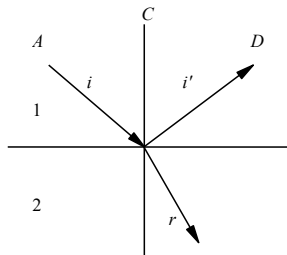


Рис. 7.2. Графическое представление отражения и преломления света

Законы отражения:

1. Падающий луч A , отраженный луч D и перпендикуляр к границе раздела двух сред C , восстановленный к точке падения луча, лежат в одной плоскости.

2. Угол отражения i' равен углу падения i .

3. Законы отражения справедливы при обратном направлении хода световых лучей (обратимость хода световых лучей).

Отражение света, удовлетворяющее этим законам, называется зеркальным. Если зеркальное отражение не выполняется, то законы отражения не справедливы. Отражение света может быть диффузным (рассеянным) или смешанным — диффузно-зеркальным.

Законы преломления:

1. Лучи падающий, преломленный и перпендикуляр к границе раздела двух сред, восстановленный к точке падения луча, лежат в одной плоскости.

2. Отношение синусов угла падения и преломления есть величина постоянная, равная отношению показателей преломления данных двух сред: $\sin i_{\text{пр}} / \sin i' = (n_2/n_1) = n_{21}$.

3. Падающий и преломленный лучи взаимно обратимы.

4. Законы отражения и преломления света справедливы для изотропных сред в отсутствие поглощения света.

Если световые лучи из среды более плотной (1) падают на границу раздела с оптически менее плотной средой (2), то при углах падения $i \geq i_{\text{пр}}$, где $\sin i_{\text{пр}} = n_{21}$, преломления света не происходит. При условии $i = i_{\text{пр}}$ угол преломления $r = \pi/2$, и свет во вторую среду не проходит. Это явление называется полным внутренним отражением (рис. 7.3). Угол $i_{\text{пр}}$ называется предельным углом внутреннего отражения. Если, например, свет переходит из вещества с абсолютным показателем преломления $n_1 = n$ в воздух, где $n_2 = 1$, то условие полного отражения примет вид $\sin i_{\text{пр}} = 1/n$.

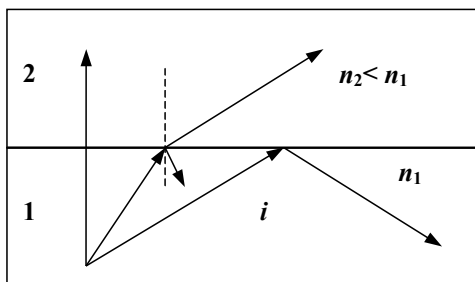


Рис. 7.3. Графическое представление полного внутреннего отражения

Поглощение света. Прохождение электромагнитной волны через вещество сопровождается потерей энергии вследствие превращения ее в различные формы внутренней энергии, или энергии вторичного излучения. Это излучение может отличаться от первичного как спектральным составом, так и направлением распространения.

Поглощением света называется уменьшение энергии световой волны при ее распространении в веществе. Если через среду проходит световой поток Φ , то на расстоянии от l до $l + dl$ он будет ослаблен на величину

$$-d\Phi = \Phi \mu dl, \quad (7.1)$$

где μ — показатель поглощения, зависящий от длины волны, химической природы и состояния вещества. Из (7.1) следует

$$\Phi = \Phi_0 [\exp(-\mu l)], \quad (7.2)$$

где Φ_0 — падающий световой поток; Φ — поток, прошедший слой вещества толщиной l .

Закон поглощения, записанный в таком виде, называется законом Бугера — Ламберта. Он действителен в пределах линейной оптики, т. е. при таких интенсивностях излучения, которые не меняют свойств среды.

Величина $\mu = (I/l) \ln(\Phi_0/\Phi)$ называется линейным коэффициентом поглощения света. Его численное значение определяет толщину слоя вещества, при прохождении которого интенсивность световой волны уменьшается в e раз.

Если вместо μ ввести величину χ — показатель поглощения света на единицу концентрации поглощающего вещества, то уравнение (7.2) примет вид

$$\Phi = \Phi_0 [\exp(-\chi K' l)], \quad (7.3)$$

где K' — концентрация вещества.

В таком виде формула называется законом Бугера — Ламберта — Бера.

Рассеяние света. Ослабляет электромагнитное излучение в среде не только поглощение, но и рассеяние. Поэтому показатель поглощения в формуле Бугера — Ламберта — Бера есть величина, складывающаяся из двух составляющих — показателя «истинного» поглощения $K'_{\text{ист}}$ и коэффициента рассеяния $K'_{\text{рас}}$: $K' = \chi K' = K'_{\text{ист}} + K'_{\text{рас}}$.

При наличии рассеяния световой поток в направлении распространения уменьшается быстрее, чем при наличии только поглощения. При этом свет изменяет направление своего распространения, а рассеивающее вещество начинает светиться. Уровень рассеяния зависит от длины волны излучения и размера рассеивающих частиц. При наличии крупных частиц падающий на них свет по законам геометрической оптики отражается под разными углами. Если частицы по размерам сравнимы с длиной волны, то решающую роль начинают играть дифракционные эффекты. Такой тип рассеяния называется дифракционным. Если рассеивающие частицы меньше длины световой волны, то интенсивность рассеяния

$$I \sim \nu^4 \sim \lambda^{-4}. \quad (7.4)$$

Эта связь установлена Рэлеем и называется законом Рэлея.

Более углубленное представление о материале, изложенном в данном разделе, можно получить из соответствующей литературы (см., например, [1–5]).

7.2. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

7.2.1. Закон Кирхгофа

Процесс излучения сопровождается потерей энергии. Для того чтобы этот процесс продолжался, необходимо восполнять ее убыль. Источники энергии, расходуемой телом на излучение, могут быть различными. В настоящем разделе рассматривается процесс, при котором в излучение переходит тепловая энергия тела.

Каждой температуре тела соответствует определенное распределение излучающих частиц — атомов и молекул — по уровням энергии (распределение Больцмана). Чем выше температура, тем больше частиц на высоких уровнях. Энергия излучается за счет спонтанных переходов возбужденных частиц на более низкие уровни. Возбуждение излучающих частиц — их переход на верхние уровни — происходит как за счет теплового движения, так (в общем случае) и за счет поглощения квантов из окружающего электромагнитного поля. Пополнение тепловой энергии может происходить за счет различных процессов — химических реакций, прохождения электрического тока и т. п. Если энергия перед излучением успевает равномерно распределиться по степеням свободы, излучение носит тепловой характер.

Тепловое излучение будет равновесным, если в изолированной системе в установившемся режиме наступает равновесие между излучающими телами и излучением. Если представить, что ряд тел помещен в вакуум внутри непроницаемой идеально отражающей оболочки, то можно прийти к выводу, что через некоторое время тела примут одинаковую температуру благодаря обмену энергией путем испускания и поглощения. Наступает равновесие, и каждое тело излучает и поглощает одинаковое количество энергии. Это кардинальное свойство теплового излучения вытекает из второго начала термодинамики: установившееся тепловое равновесие изолированной системы не может быть нарушено вследствие каких-либо тепловых обменов внутри системы. Если изолированная система при единой для всех тел температуре находится в равновесии, испускаемая и поглощаемая энергии для каждого тела должны быть равны. Отсюда ясно, что тела, имеющие меньший коэффициент поглощения, должны меньше излучать с единицы поверхности.

Опираясь на второе начало термодинамики, Р. Кирхгоф в 1859 году доказал, что отношение интенсивности излучения к коэффициенту поглощения на каждой длине волны при данной температуре — величина постоянная для всех тел и зависит только от длины волны и температуры:

$$M_{\lambda}(\lambda, T) / \alpha(\lambda, T) = M_{\lambda S}(\lambda, T), \quad (7.5)$$

где $M_{\lambda}(\lambda, T)$ — спектральная плотность энергетической светимости любого тела; $\alpha(\lambda, T)$ — спектральный коэффициент поглощения этого тела; $M_{\lambda S}(\lambda, T)$ — некоторая универсальная функция длины волны и температуры, одинаковая для всех тел. Физический смысл этой функции становится ясным, если ввести понятие абсолютно черного тела (АЧТ), полностью

поглощающего падающее на него излучение. Коэффициент поглощения такого тела при любой температуре на всех длинах волн равен единице. Если подставить $\alpha(\lambda, T) = 1$ в (7.5), то функция $M_{\lambda, S}(\lambda, T)$ всегда будет равна спектральной плотности энергетической светимости черного тела.

Таким образом, закон Кирхгофа может быть сформулирован так: отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральному коэффициенту поглощения есть универсальная для всех тел функция длины волны и температуры, являющаяся спектральной плотностью энергетической светимости черного тела. Отсюда следует, в частности, что и для интегральных (по спектру) значений энергетической светимости, и коэффициента поглощения

$$M(T)/\alpha(T) = M_S(T), \quad (7.6)$$

где $M(T)$ и $\alpha(T)$ относятся к любому телу, а $M_S(T)$ — энергетическая светимость черного тела при данной температуре.

Хотя коэффициент поглощения поверхности любого реального тела всегда меньше единицы, можно создать модель черного тела. Она может быть изготовлена в виде полости с отверстием, площадь которого мала по сравнению с площадью внутренней поверхности (рис. 7.4). Так как луч, попавший в отверстие, может выйти наружу лишь после многократных отражений, коэффициент поглощения для отверстия можно сделать весьма мало отличающимся от единицы. Этому условию удовлетворяют, в частности, конструкции полых излучателей, используемых в эталонах излучения.

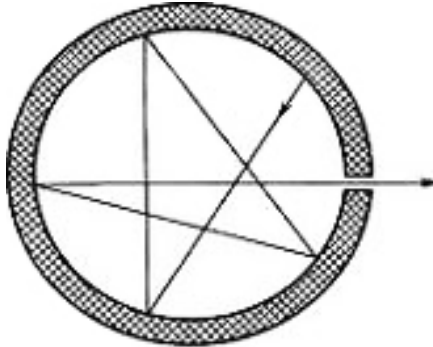


Рис. 7.4. Модель черного тела

Особенно высокие коэффициенты поглощения реальных тел обычно объясняются пористой структурой поверхности, благодаря чему попавший на поверхность луч претерпевает поглощение несколько раз, прежде чем ее покидает (сажа, черный бархат). Этим же явлением объясняются более насыщенные цвета цветных поверхностей с пористой структурой.

Поскольку из закона Кирхгофа следует, что черное тело является предельным случаем всякого теплового излучателя, знание законов его излучения важно для решения как теоретических, так и практических задач.

7.2.2. Излучение черного тела

Экспериментальные исследования показали, что спектральная плотность энергетической светимости черного тела с повышением температуры растет на всех длинах волн, причем максимальное ее значение смещается в сторону коротких волн. Принятое М. Планком предположение, что энергия излучается и поглощается определенными порциями — квантами, привело его в 1900 году к точному описанию спектрального распределения излучения черного тела в зависимости от температуры. Этот закон дается уравнением

$$M_\lambda(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{c_2/\lambda T} - 1 \right)^{-1}, \quad (7.7)$$

где c_1 и c_2 — первая и вторая постоянные излучения: $c_1 = 2\pi h c^2 = (3,7417749 \pm 0,0000022) \times 10^{-16} \text{ Вт} \times \text{м}^2$; $c_2 = hc/r = (1,438769 \pm 0,000012) \times 10^{-2} \text{ м} \times \text{К}$; здесь c — скорость света в вакууме; r — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка.

Зависимость спектральной плотности энергетической светимости от длины волны излучения можно представить в виде изотерм излучения (рис. 7.5).

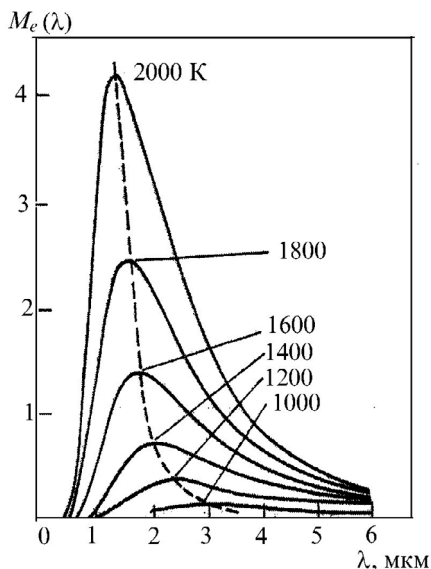


Рис. 7.5. Зависимость спектральной плотности энергетической светимости $M_e(\lambda)$ от длины волны при различных температурах T . - - - - положение максимумов

Уравнение Планка (7.7) написано для энергетической светимости полного (неполяризованного) излучения. Для энергетической яркости полного излучения нужно вместо c_1 записать c_1/π . Для одной плоскости поляризации эти коэффициенты делятся на 2. Из уравнения Планка следует, что при любой температуре черное тело излучает весь диапазон длин волн от нуля до бесконечности, но при длинах волн, достаточно далеко отстоящих от максимума, спектральная плотность излучения становится сколь

угодно малой. При комнатной температуре, например, полное излучение черного тела мало (что ясно уже из закона Стефана — Больцмана), а доля его, приходящаяся на видимую область, пренебрежимо мала по сравнению с полным излучением.

Распределение относительного спектрального потока планковского излучателя приведено на рис. 7.6.

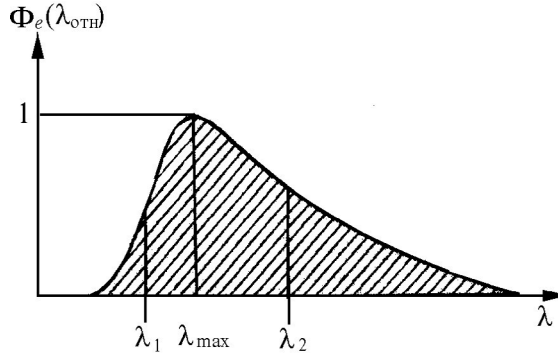


Рис. 7.6. Распределение по длинам волн λ относительного спектрального потока излучения $\Phi_e(\lambda_{отн})$ излучателя Планка

При $\lambda T/c_2 \ll 1$ уравнение Планка переходит в уравнение Вина (при разложении в ряд множителя $(e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1}$ и пренебрежении высшими членами):

$$M_\lambda(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} e^{c_2/\lambda T}. \quad (7.8)$$

При $\lambda T/c_2 \gg 1$ получается уравнение Рэля — Джинса (при разложении в ряд и пренебрежении высшими членами функции $e^{c_2/\lambda T}$):

$$M_\lambda(\lambda, T) = 2\pi c r \lambda^{-4} T. \quad (7.9)$$

Этими уравнениями пользуются в ряде случаев как удобными приближениями. Например, при использовании (7.8) вместо (7.7) при температурах ниже 2856 К ошибка становится $< 0,1\%$ для длин волн < 730 нм (для $\lambda = 400$ нм она становится $< 3 \times 10^{-4}\%$).

Экспериментальные исследования показали, что спектральная плотность энергетической светимости черного тела с повышением температуры растет на всех длинах волн, причем ее максимальное значение смещается в сторону коротких волн (см. рис. 7.5). Положение максимума определяется законом Вина $\lambda_{max} T = b$,

$$\lambda_{max} T = b, \quad (7.10)$$

где b — постоянная Вина, равная $(0,2897756 \pm 0,0000024) \times 10^{-2} \text{ м} \times \text{К}$.

Закон смещения Вина показывает, почему при понижении температуры нагретых тел их излучение смещается в длинноволновую область спектра (рис. 7.7).

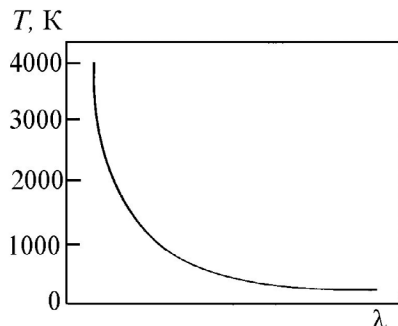


Рис. 7.7. Графическое представление закона смещения Вина

Для интегрального излучения черного тела экспериментатор И. Стефан и теоретик Л. Больцман вывели в 1894 году закон: интегральное излучение (энергетическая светимость) черного тела пропорциональна четвертой степени температуры:

$$M = \sigma T^4, \quad (7.11)$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана, равная $(5,67051 \pm 0,00019) \times 10^{-8} \text{ Вт} \times \text{м}^2 \times \text{К}^{-4}$.

Основы современной пирометрии истинных температур излучающих тел в конденсированной фазе подробно изложены в литературе (см., например, [6]).

7.2.3. Законы излучения черного тела

Закон Ламберта. Яркость элементарной площадки на поверхности источника в общем случае зависит не только от местоположения этой площадки, но и от направления излучения. Существуют, однако, поверхности, излучающие таким образом, что их яркость с большей или меньшей точностью можно считать независимой от направления:

$$L(\theta) = \text{const}, \quad (7.12)$$

где θ — угол между рассматриваемым направлением излучения и нормалью к площадке (в общем случае — для несимметричного излучателя — яркость зависит не только от полярного угла θ , но и от азимутального угла ϑ).

Источники, излучающие по этому закону, называются излучателями Ламберта. Строго следует закону Ламберта только черное тело, однако приближенно ему подчиняются многие виды излучателей: раскаленные тела, люминесцирующие слои, а также некоторые рассеивающие свет среды. Отклонения от закона Ламберта становятся существенными, как правило, при больших значениях угла θ , т. е. при направлениях, близких к касательным к поверхности.

Энергетическая яркость участков поверхности излучателя Ламберта не зависит от направления излучения, т. е. $L_0 = L_\theta$. Геометрическим местом концов векторов яркости является полусфера с центром на поверхности площадки (рис. 7.8).

Сила света на единицу телесного угла I_θ в направлении, составляющем угол θ с нормалью к поверхности, равна $I_\theta = I_0 \cos\theta$, где I_0 — сила излучения в направлении, нормальном к поверхности. Фотометрическое тело, показывающее распределение силы света по направлениям, для площадки, излучающей по закону Ламберта, будет сферой, касающейся рассматриваемой площадки (рис. 7.9).

Энергетические освещенности E_i участков поверхности, освещаемых точечным источником под одинаковыми углами, обратно пропорциональны квадратам расстояний от источника до этих поверхностей (рис. 7.10): $E_1/E_2 = r_2^2/r_1^2$.

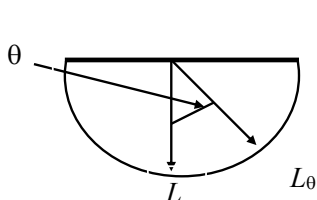


Рис. 7.8. Графическое представление первого закона Ламберта $L(\theta) = \text{const}$

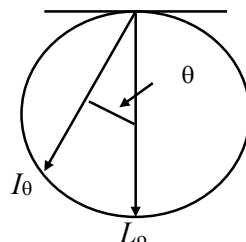


Рис. 7.9. Кривая силы света по закону Ламберта

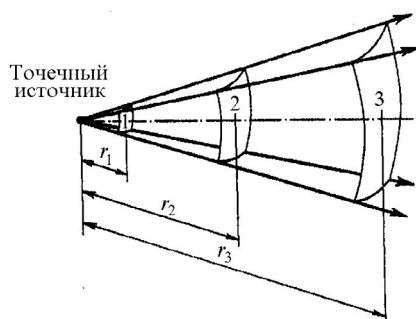


Рис. 7.10. Графическое представление закона обратных квадратов

7.2.4. Излучение реальных тел

Тепловое излучение реальных тел всегда отличается от излучения АЧТ, так как оно не только поглощает (излучает), но отражает и пропускает излучение. В самом общем случае для любого тела выполняется соотношение энергетического баланса

$$\varepsilon(\lambda, T) + R(\lambda, T) + \tau(\lambda, T) = 1, \quad (7.13)$$

где $\varepsilon(\lambda, T)$ — поглощательная способность тела; $R(\lambda, T)$ — отражательная способность и $\tau(\lambda, T)$ — прозрачность тела. Для АЧТ при любой температуре $\varepsilon(\lambda, T) = \varepsilon_0(\lambda, T) = 1$, а $R(\lambda, T) = \tau(\lambda, T) = 0$. Величины $I_0(\lambda, T)$ и $\varepsilon(\lambda, T)$ являются характеристиками излучающего тела, а их отношение для равновесного

излучения при данной температуре T на длине волны λ по закону Кирхгофа есть величина универсальная, не зависящая от природы тела

$$I_0(\lambda, T)/\mathcal{E}_0(\lambda, T) = I(\lambda, T)/\mathcal{E}(\lambda, T), \quad (7.14)$$

где $I_0(\lambda, T)$ и $\mathcal{E}_0(\lambda, T)$ относятся к излучению АЧТ. У реальных тел поверхность не бывает вполне черной. Отсюда следует важный вывод: излучение реальных тел как интегральное (по спектру), так и в любом спектральном интервале может быть только меньше излучения черного тела при той же температуре.

Излучающее тело является *серым*, если его поглощательная способность во всем диапазоне длин волн является постоянной, зависящей только от температуры, материала и состояния поверхности тела. Поскольку $\mathcal{E}_0(\lambda, T) = 1$, из (7.14) следует уравнение

$$I(\lambda, T) = \mathcal{E}(\lambda, T)I_0(\lambda, T), \quad (7.15)$$

которое связывает излучение реальных тел с излучением АЧТ. Если исследуемое тело не черное, то измеряемая температура не совпадает с его истинной температурой.

7.2.5. Условные температуры

Для характеристики излучения реальных тел в оптической пирометрии вводятся понятия *яркостной* и *цветовой* температур. Яркостной (T_y) называют температуру АЧТ, имеющего на выбранной длине волны такую же монокроматическую яркость, что и исследуемое тело с температурой T , т. е.

$$I_0(\lambda, T_y) = I(\lambda, T). \quad (7.16)$$

На практике при измерении температуры яркостным методом абсолютное значение излучательной способности тела не измеряется, а сравнивается с излучательной способностью эталонного черного излучателя с известным значением яркостной температуры T_3 . Тогда из соотношения

$$R(\lambda, T, T_3) = \mathcal{E}(\lambda, T)I_0(\lambda, T)/I_0(\lambda, T_3), \quad (7.17)$$

считая $\mathcal{E}(\lambda, T) = 1$, можно определить яркостную температуру исследуемого вещества.

До температур $T \sim 6000$ К в видимой области спектра заведомо оправдано применение формулы Вина (7.8). В этом случае нетрудно показать [6], что яркостные и истинные температуры излучающего тела связаны следующим образом:

$$\ln \mathcal{E}(\lambda, T) = c_2/\lambda(1/T - 1/T_y), \quad (7.18)$$

где $c_2 = 1,438$ см \times град; λ — длина волны излучения.

Методическая погрешность измерения яркостной температуры определяется разницей между обратными значениями яркостной и истинной

температур. С учетом (7.18) погрешность измерения яркостной температуры [6] запишется следующим образом:

$$\Delta T_{\text{я}}^{-1} = T_{\text{я}}^{-1} - T^{-1} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \Theta(\lambda, T). \quad (7.19)$$

Тогда для относительной методической погрешности измерения яркостных температур $\delta T = (T - T_{\text{я}})/T$ получим выражение

$$|\delta T_{\text{я}}| = (T - T_{\text{я}})/T = (\lambda T_{\text{я}}/c_2) \ln \Theta(\lambda, T), \quad (7.20)$$

из которого видно, что относительная погрешность яркостного метода тем меньше, чем короче длина волны и ниже температура.

Другой условной температурой в практической пирометрии для характеристики излучающего тела является цветовая температура. Цветовой температурой нечерного излучателя, имеющего температуру T , называется такая температура $T_{\text{цв}}$ для АЧТ, при которой отношение его спектральных яркостей на длинах волн λ_1 и λ_2 такое же, как и у исследуемого тела. Для нахождения цветовой температуры в эксперименте измеряется излучение в двух спектральных интервалах:

$$I_1(\lambda_1, T) = \Theta(\lambda_1, T) I_0(\lambda_1, T) \text{ и } I_2(\lambda_2, T) = \Theta(\lambda_2, T) I_0(\lambda_2, T).$$

Тогда из отношения

$$R(\lambda_1, \lambda_2, T) = [\Theta(\lambda_1, T)/\Theta(\lambda_2, T)] [I_0(\lambda_1, T)/I_0(\lambda_2, T)] \quad (7.21)$$

при $[\Theta(\lambda_1, T)/\Theta(\lambda_2, T)] = 1$ можно найти вторую условную температуру — цветовую:

$$R(\lambda_1, \lambda_2, T) = I_0(\lambda_1, T_{\text{цв}})/I_0(\lambda_2, T_{\text{цв}}). \quad (7.22)$$

Как и в случае яркостной температуры, абсолютное значение погрешности измерения цветовой температуры можно записать следующим образом:

$$\Delta T_{\text{цв}}^{-1} = T_{\text{цв}}^{-1} - T^{-1} = \frac{\Lambda}{c_2} \ln \frac{\Theta(\lambda_1, T)}{\Theta(\lambda_2, T)}. \quad (7.23)$$

Тогда по аналогии с яркостным методом относительная методическая погрешность при измерении температуры спектрального отношения

$$\delta T_{\text{цв}} = (T - T_{\text{цв}})/T = \frac{\Lambda T_{\text{цв}}}{c_2} \ln \frac{\Theta(\lambda_1, T)}{\Theta(\lambda_2, T)}. \quad (7.24)$$

Здесь Λ есть эквивалентная длина волны пирометра спектрального отношения, определяемая как $\Lambda = \lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}$. Из (7.24) видно, что при одинаковом отношении $\Theta(\lambda_1, T)/\Theta(\lambda_2, T)$ относительная погрешность $\delta T_{\text{цв}}$ тем меньше, чем короче длина волны и ниже температура.

Сравнивая методические погрешности пирометрии яркостного (7.19) и цветового (7.23) методов, рассмотрим отношение [6]:

$$\frac{\Delta T_{\text{цв}}^{-1}}{\Delta T_{\text{яр}}^{-1}} = \frac{\Lambda [\ln \mathfrak{E}(\lambda_1, T) - \ln \mathfrak{E}(\lambda_2, T)]}{\lambda_3 \ln \mathfrak{E}(\lambda_3, T)}. \quad (7.25)$$

Если яркостная температура измеряется в спектральном интервале со значением эффективной длины волны $\lambda = \lambda_2$, то, вводя обозначения $\lambda_2/\lambda_1 = S$ и $[\ln \mathfrak{E}(\lambda_1, T)/\ln \mathfrak{E}(\lambda_2, T)] = M$, получаем:

$$\frac{\Delta T_{\text{цв}}^{-1}}{\Delta T_{\text{яр}}^{-1}} = \frac{M - 1}{S - 1}. \quad (7.26)$$

Из (7.26) видно, что при $M > S$ ($\lambda = \lambda_2$) яркостный метод оказывается предпочтительней, а при $M < S$ цветовая температура ближе к истинной. Таким образом, ясно, что выбор метода исследований должен определяться конкретными условиями эксперимента.

7.3. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

К оптическим материалам, которые используются в физических исследованиях, относятся линзы, зеркала, светоделительные пластинки (плоскопараллельные и клиновидные), призмы, окна различных приборов, а также фильтры для ослабления излучения и выделения спектральных интервалов. Такие материалы должны обладать высокой прозрачностью, прочностью, стабильностью характеристик при различных воздействиях, хорошо обрабатываться и быть относительно недорогими.

Одной из важнейших характеристик для стекол является спектральное пропускание излучения. Прохождение излучения с длиной волны λ через толщу однородного поглощающего (нерассеивающего) вещества описывается законом Бугера — Ламберта $I = I_0 \exp(-kl)$. Здесь I_0 и I — значения интенсивности света на входе и выходе из слоя среды толщиной l . Данный закон основан на утверждении, что доля поглощенного излучения не зависит от потока излучения и что поток, поглощенный в элементарном слое, пропорционален его толщине. Из этого предположения следует, что закон поглощения в таком виде действителен в пределах линейной оптики, т. е. до таких значений интенсивности излучения, при которых свойства среды не меняются.

Коэффициентом пропускания слоя толщиной l для монохроматического излучения по определению является величина $\tau_\lambda = I/I_0 = \exp(-k_\lambda^* l)$, где $k_\lambda^* = -(\ln \tau_\lambda/l)$ — натуральный показатель поглощения.

Для расчета пропускания оптических материалов чаще пользуются не натуральным, а десятичным логарифмом. В этом случае показатель поглощения стекла k_λ для света с длиной волны λ определяется из выражения $k_\lambda = -(\lg \tau_\lambda/l)$, где τ_λ — коэффициент пропускания слоя толщиной l для монохроматического излучения с длиной волны λ .

Оптическая плотность стекла d_λ для монохроматического света с длиной волны λ связана с показателем поглощения k_λ и коэффициентом пропускания τ_λ соотношением $d_\lambda = -\lg \tau_\lambda = k_\lambda l$. При расчете оптической плотности

стекла, кроме поглощения света, необходимо учитывать потери на отражение от двух поверхностей стекла и вводить поправку.

7.3.1. Оконные материалы

Оконные материалы используются во многих экспериментальных устройствах для вывода излучения из одной среды в другую без контакта между ними. При выборе материала для окон необходимо учитывать его прочность, если в конструкции используется газовая среда высокого давления, коэффициент линейного расширения в устройствах криогенной техники, прозрачность и стойкость к воздействию окружающей среды. При изготовлении окон используются оптические стекла различных марок, плавленный кварц, синтетические сапфиры (Al_2O_3) и различные кристаллы.

Рассмотрим спектральные характеристики основных оптических материалов, широко используемых в практике физических исследований.

Плавленный кварц. Это стекло получают размолом и плавлением природного кварца. Начальная плотность $\rho_0 = 2,2 \text{ г/см}^3$, показатель преломления $n = 1,46$ (для $\lambda = 589 \text{ нм}$). Показатели преломления для длин волн лазерного излучения кварцевого стекла марки КУ приведены на рис. 7.11. Спектральное пропускание плавленного кварца марки КУ в диапазоне спектра 190–1100 нм приведено на рис. 7.12.

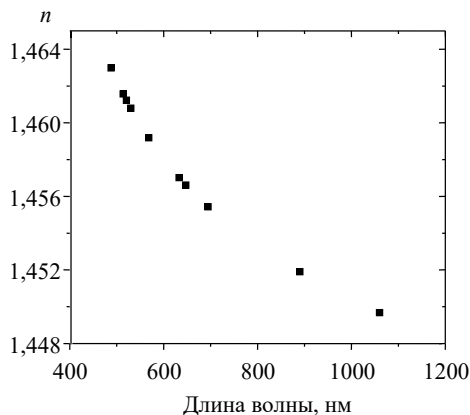


Рис. 7.11. Зависимость показателя преломления стекла КУ от длины волны [7]

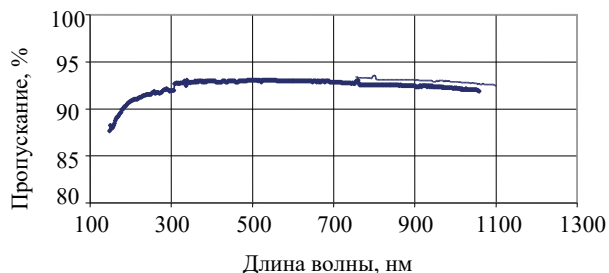


Рис. 7.12. Спектральное пропускание плавленного кварца марки КУ-1 толщиной 1,95 мм

Как видно из рисунка, это стекло обладает высоким коэффициентом пропускания излучения до 200 нм и поэтому широко используется при исследовании излучения во всем видимом диапазоне спектра, включая ультрафиолетовый. На рис. 7.13 приведено спектральное пропускание кварцевого стекла марки КИ. Как видно, для этого стекла пропускание ультрафиолетового излучения на длине волны 200 нм на 15 % ниже, чем у стекла марки КУ. Кроме того, на длине волны ~ 250 нм в кварце марки КИ зарегистрирована полоса поглощения, что необходимо учитывать при постановке экспериментов.

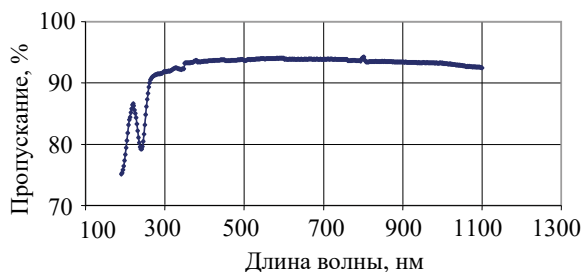


Рис. 7.13. Спектральное пропускание плавленного кварца марки КИ толщиной 10 мм

Синтетический сапфир. Превосходным материалом по твердости, прочности, пропусканию излучения и стойкости к различным внешним условиям является синтетический сапфир (Al_2O_3). Спектральное пропускание образца синтетического сапфира приведено на рис. 7.14.

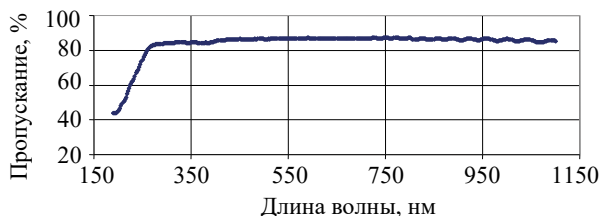


Рис. 7.14. Спектральное пропускание синтетического сапфира толщиной 2 мм

Оптическое стекло марки К-8 (крон). По сравнению с плавленным кварцем и синтетическим сапфиром это более дешевое стекло, обладающее меньшей прочностью и стойкостью к внешним воздействиям. Однако высокое оптическое пропускание в видимой и ближней инфракрасной областях спектра обуславливает широкое применение этого стекла при изготовлении оптических деталей — простых линз, клиновидных и плоскопараллельных пластинок, призм и, в сочетании со стеклами других марок, — объективов. Этот материал широко используется в экспериментах при исследовании лазерного и теплового излучения. Зависимость показателя преломления для К-8 от длины волны лазерного излучения приведена на рис. 7.15. Спектральное пропускание образца К-8 приведено на рис. 7.16.

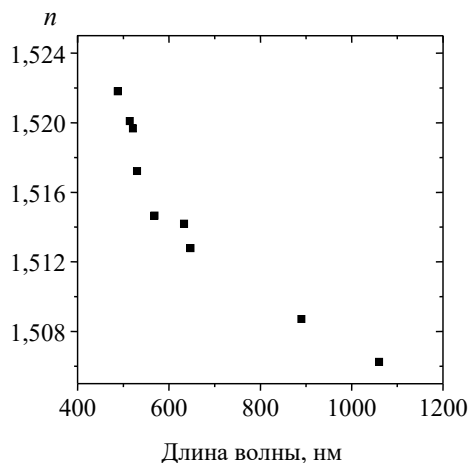


Рис. 7.15. Зависимость показателя преломления для К-8 от длины волны [7]

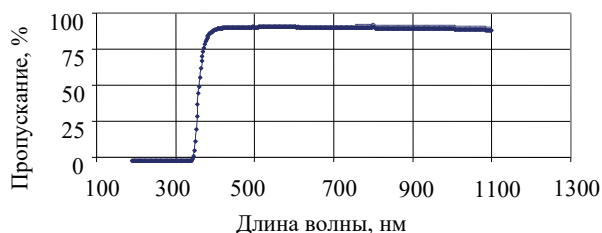


Рис. 7.16. Спектральное пропускание крона К-8 толщиной 3 мм

Как видно из рисунка, пропускание К-8 на длинах волн ниже 400 нм с 90 % падает до нуля, что делает это стекло непригодным для экспериментов в ультрафиолетовой области спектра.

Полиметилметакрилат (ПММА). Из-за доступности это стекло часто используется в качестве окон в экспериментах с инертными газами в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Спектральное пропускание плексигласа приведено на рис. 7.17. Резкое падение пропускания излучения для длин волн ниже 300 нм делает этот материал непригодным для экспериментов в ультрафиолетовой области спектра. Серьезным недостатком органического стекла является его низкая механическая прочность.

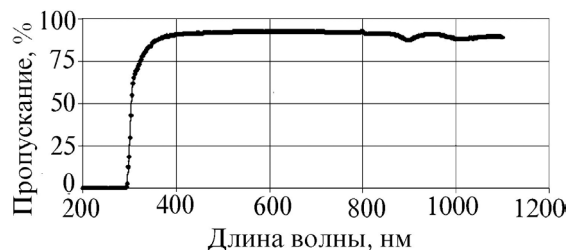


Рис. 7.17. Спектральное пропускание ПММА толщиной 8 мм

Широкое применение в экспериментах при исследовании оптического излучения находят и другие материалы, среди которых можно отметить галогениды металлов, такие как LiF, NaCl, KCl и многие другие.

Фтористый литий (LiF). Ионный кристалл LiF используется в оптических исследованиях широкого диапазона спектра. Спектральное пропускание образца LiF приведено на рис. 7.18.

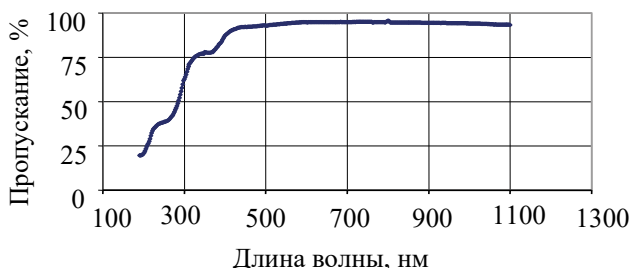


Рис. 7.18. Спектральное пропускание LiF толщиной 12 мм

При регистрации теплового излучения на ФУВ подложки из LiF широко используются в экспериментах с криогенными жидкостями при температурах ≤ 77 К.

7.3.2. Фильтры

Фильтром называют оптический элемент, предназначенный для изменения спектрального состава излучения или уровня лучистого потока. По назначению можно выделить спектральные и компенсационные фильтры. Первые служат для выделения необходимого участка спектра, вторые — для приведения спектральной характеристики к требуемому виду.

Нейтральные светофильтры. Нейтральные фильтры относятся к фильтрам компенсационного типа, которые ослабляют излучение без изменения спектрального состава.

Широкое применение в экспериментах при измерении теплового излучения ФУВ находят нейтральные стеклянные фильтры с характерными размерами 40×40 мм или 80×80 мм и толщиной до 3 мм. Для изготовления стеклянных нейтральных фильтров используется высококачественное окрашенное стекло, обладающее стабильностью характеристик во времени и однородностью поглощения по площади. Пропускание их слабо зависит от угла падения излучения на поверхность стекла.

Такие фильтры обладают достаточной механической прочностью, поверхности фильтров отшлифованы и отполированы так, что шероховатость не превышает 0,05 мкм.

Спектральное пропускание трех типичных нейтральных фильтров в области спектра 300–700 нм приведено на рис. 7.19.

Как видно из рисунка, в области видимого диапазона спектра (450–650 нм) пропускание фильтров практически постоянно.

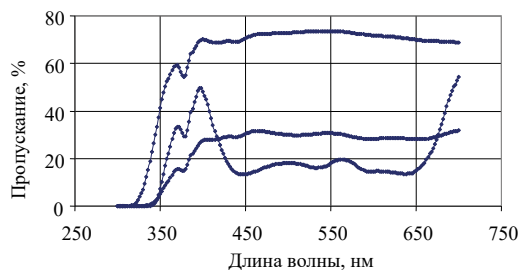


Рис. 7.19. Спектральное пропускание нейтральных светофильтров

Интерференционные фильтры. Данные фильтры используются, как правило, для выделения узких спектральных интервалов и подавления излучения вне этого интервала. В простейшем случае такой фильтр представляет собой диэлектрическую пленку, покрытую с обеих сторон полупрозрачной металлической пленкой. Полоса пропускания такого фильтра формируется в результате интерференции падающего излучения и света, отраженного от границ раздела тонких диэлектрической и металлических пленок (рис. 7.20).

После многократных отражений от металлических слоев в таком фильтре образуется система прошедших и отраженных лучей, интерферирующих между собой. При толщине слоя диэлектрика, кратной $\lambda/2$, разность хода двух интерферирующих соседних лучей равна λ и при сложении электромагнитных колебаний происходит усиление проходящего излучения.

При изменении толщины диэлектрика меняется длина волны, но при этом возрастает ширина полосы пропускания. Для ее уменьшения необходимо увеличить коэффициент отражения металлических пленок, что приводит к уменьшению пропускания фильтра. Таким образом, в интерференционных фильтрах наблюдается компромисс между шириной полосы и коэффициентом пропускания излучения.

Характеристики четырех интерференционных светофильтров видимого диапазона спектра приведены на рис. 7.21. Как видно из рисунка, фильтры пропускают от 38 до 56 % излучения в диапазоне длин волн от 406 до 600 нм при полосе пропускания каждого ~ 10 нм (на уровне половины от максимального пропускания).

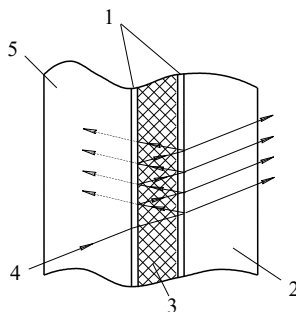


Рис. 7.20. Схема пропускающего интерференционного фильтра: 1 — полупрозрачные металлические слои; 2, 5 — стеклянный фильтр; 3 — диэлектрический слой; 4 — падающий луч

Особенностью многослойных интерференционных фильтров является сдвиг уровня и спектра пропускания при отклонении излучения от нормального угла падения. Пренебрегать этим эффектом при измерении теплового излучения нельзя. В пирометрах, где входное излучение собирается фокусирующей линзой, необходимо применение конденсора для формирования параллельного пучка света, в котором и помещают интерференционные фильтры.

На рис. 7.22 показано спектральное пропускание интерференционного светофильтра. Видно, что для наклонных пучков пик пропускания смещается в сторону коротких длин волн, уменьшается коэффициент пропускания света и появляется дополнительное пропускание на длинах волн выше 500 нм.

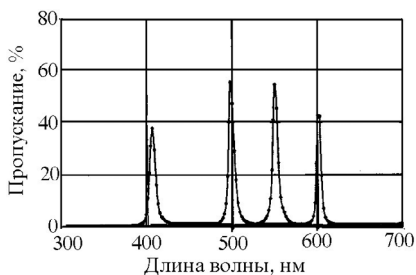


Рис. 7.21. Спектральное пропускание интерференционных светофильтров видимого диапазона спектра

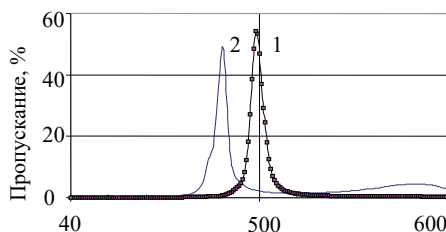


Рис. 7.22. Спектральное пропускание интерференционного светофильтра при нормальном падении (1) и под углом 30° (2)

Цветное стекло. Цветные светофильтры изготавливаются из окрашенного высококачественного оптического стекла. Промышленность выпускает такие фильтры размером 40 × 40 и 80 × 80 мм. Спектральные характеристики таких светофильтров однородны по всей поверхности и практически нечувствительны к углу падения излучения. Как и для нейтральных, поверхности цветных светофильтров имеют оптическую полировку и клиновидность не более 2".

Спектральное пропускание двух типов цветных светофильтров толщиной 3 мм — сине-зеленых и оранжевых — приведено соответственно на рис. 7.23, 7.24 [8].

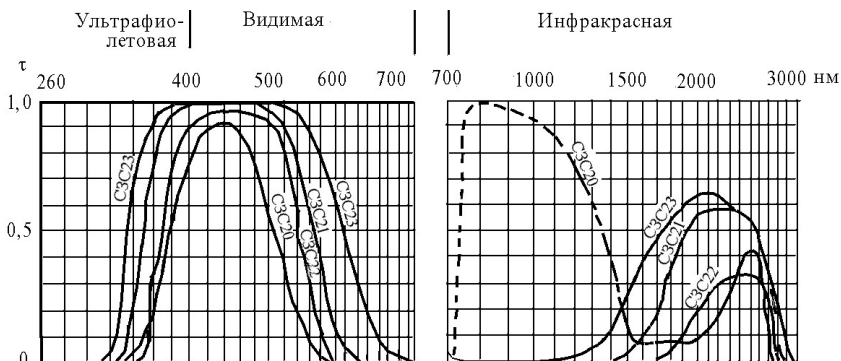


Рис. 7.23. Спектральное пропускание сине-зеленых светофильтров

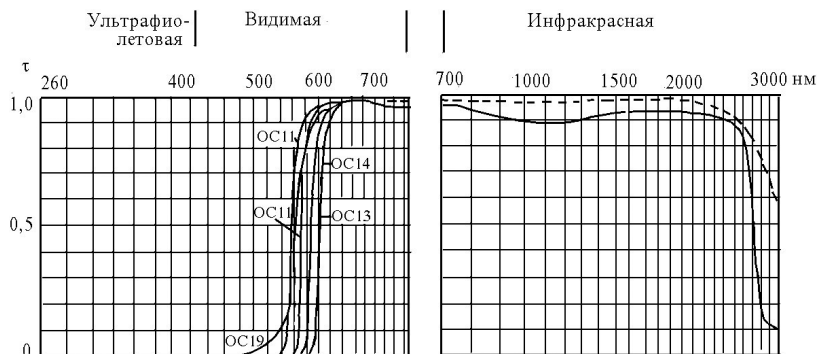


Рис. 7.24. Спектральное пропускание оранжевых светофильтров

Как видно из рисунков, цветные светофильтры могут быть использованы как для выделения определенной полосы пропускания, так и для подавления нежелательного излучения.

Многие цветные стекла изменяют спектральное пропускание под действием высокой температуры. В частности, спектральное пропускание желтых, оранжевых и красных светофильтров смещается на 10–15 нм при нагреве на каждые 100 °С [8]. Это необходимо учитывать, если цветные светофильтры располагаются вблизи мощных источников теплового излучения.

7.4. ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

В условиях быстропротекающего ($t \sim 10^{-6}$ – 10^{-7} с) процесса сжатия и нагрева вещества в ударной волне измерение температуры с хорошим временным разрешением может быть выполнено высокочувствительными и малоинерционными оптическими методами. Совокупность методов измерения температуры, основанных на зависимости температуры и излучательной способности АЧТ, называется пирометрией, а используемые для этой цели приборы — пирометрами. Основными компонентами любого пирометра являются: светочувствительный приемник; оптический тракт для подвода излучения к приемнику; светофильтры (или монохроматор) для выделения нужного спектрального интервала; регистрирующая аппаратура и система синхронизации.

Оптический тракт формируется системой линз и диафрагм, отсекающих постороннее излучение, либо световодами. Применение световодов является перспективным направлением в конструкции пирометров, так как позволяет уменьшить потери излучения и, следовательно, повысить чувствительность пирометра. Основные требования к регистрирующей аппаратуре заключаются в ее быстродействии и линейности амплитудной характеристики.

По типу светочувствительного элемента пирометра различаются фотографический и электронно-оптический способы регистрации. В первом

случае излучение воздействует на фотопленку, вызывая ее почернение, которое можно оценить количественно. Во втором — для регистрации потока излучения используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) в комплексе с быстродействующим осциллографом для регистрации фототока.

В зависимости от вида приемника лучистой энергии можно назвать следующие два основных способа регистрации излучения: фотографический и фотоэлектрический.

7.4.1. Фотографический метод

Определение яркостной температуры фотографическим методом [9, 10] сводится к измерению освещенности, создаваемой на поверхности светочувствительного слоя исследуемым источником света в данной области спектра. Для точного определения яркостной температуры необходимо фотографировать в монохроматическом свете. Монохроматическим называется излучение, лежащее в очень узком интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$. Однако регистрация излучения на фотопленку в узких спектральных участках ($d\lambda \sim 10$ нм) весьма затруднительна. Поэтому, как правило, фотографическое определение яркостной температуры с достаточной точностью производится по измерению энергетической яркости в более широкой области спектра ($d\lambda \sim 100$ нм), выделяемой с помощью цветных стеклянных фильтров [8].

Фотографический слой принадлежит к числу селективных приемников лучистой энергии, т. е. таких, поглощательная способность которых зависит от длины волны падающего излучения. Поэтому излучение различных длин волн по своему действию на слой обладает неодинаковой фотоактивностью. Элементарный актиничный поток излучения, воздействующий на фотопленку в интервале длин волн λ и $d\lambda$, определяется выражением

$$dA = E_\lambda S_\lambda d\lambda, \quad (7.27)$$

где S_λ — спектральная чувствительность фотослоя, а E_λ — освещенность на поверхности фотослоя. Из теории фотографического изображения известно, что связь между спектральной освещенностью E_λ на поверхности светочувствительного слоя, установленного в фокальной плоскости прибора, и спектральной яркостью фотографического источника света I_λ может быть представлена выражением

$$E_\lambda = \pi/4\tau_0 I_\lambda (2a/f)^2 F(\varphi), \quad (7.28)$$

где τ_0 — коэффициент пропускания объектива; f — фокусное расстояние объектива; $2a/f$ — относительное отверстие прибора; $F(\varphi)$ — фотометрическая ошибка поля данного прибора, а I_λ — функция Планка (7.7). В случае выделения узкого спектрального участка $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ с помощью светофильтра, коэффициент пропускания которого τ_λ , актиничный поток, действующий на фотографический слой, можно представить в виде

$$A = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} S_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda. \quad (7.29)$$

Воздействие излучения на фотопленку после фотохимической обработки вызывает ее почернение, которое можно оценить мерой непрозрачности — оптической плотностью d (см., например, [11]). Поскольку в данном методе излучение регистрируется фотопленкой в некотором спектральном интервале — $d\lambda$, то с учетом некогерентности излучения и селективности приемника плотность почернения фотослоя d выражается формулой:

$$d - d_0 = \gamma \lg(tA) + B, \quad (7.30)$$

где d — плотность почернения изображения; d_0 — плотность вуали; γ — коэффициент контрастности фотослоя; t — время экспонирования; B — постоянная величина, отражающая конструкционные особенности оптической системы и расстояние до источника излучения. Величина A определена выше. Границы интегрирования λ_1 и λ_2 являются границами пропускания селективного светофильтра и спектральной чувствительности фотопленки.

Возможности фотослоя как инструмента для количественных измерений реализуются только для линейного участка характеристической кривой [11], где величины γ , d , B и актиничный поток в формуле (7.30) можно считать постоянными для определенного режима фотохимической обработки. Логарифм отношения актиничных потоков для исследуемого и эталонного источников можно оценить из выражения

$$\lg(A/A_s) = (d - d_s)/\gamma + \lg(V/V_s) + \lg(\tau_s/\tau) + \lg Q. \quad (7.31)$$

Здесь d и d_s — плотности почернения фотослоя под действием исследуемого и эталонного излучений; V и τ — скорость развертки и пропускание нейтральных светофильтров при съемке исследуемого излучения, а V_s и τ_s — соответственно при съемке эталонного источника. Величина Q — поправка, связанная с отражением излучения на границе исследуемый материал — воздух, которую необходимо оценивать для условий эксперимента.

Для выбранного интервала $d\lambda$ интеграл $A = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} S_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda$ определяется численным интегрированием для температур от 10^3 до 10^5 К. В расчетах учитывается эффективное пропускание нейтральных светофильтров в зависимости от температуры в исследованном диапазоне. Задача определения яркостных температур этим методом решается следующим образом. В рабочей области спектра для ряда температур из выражения (7.29) определяются потоки A и строится градуировочный график $\lg A = f(1/T)$, типичный вид которого в области температуры до 8000 К приведен на рис. 7.25. На градуировочный график наносится известное значение температуры эталонного источника света (точка А). От точки А параллельно оси ординат

откладывается величина $\lg(A_{\text{экс}}/A_{\text{эт}})$, равная логарифму отношения актиничных потоков для исследуемого $A_{\text{экс}}$ и эталонного $A_{\text{эт}}$ источников света. Температура в точке Б соответствует яркостной температуре исследуемого источника. Полученные результаты относят затем к области спектра, характеризуемой эффективной длиной волны $\lambda_{\text{эф}}$.

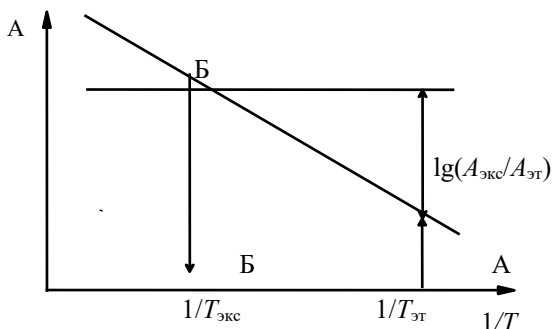


Рис. 7.25. Зависимость актиничных потоков от температуры

В предположении, что регистрируемое излучение имеет тепловой характер и описывается функцией Планка, эффективная длина волны определяется из выражения:

$$\lambda_{\text{эф}} = \int_{\infty}^{\infty} I_0(\lambda, T) S(\lambda) \lambda d\lambda \bigg/ \int_{\infty}^{\infty} I_0(\lambda, T) S(\lambda) d\lambda. \quad (7.32)$$

Эффективные длины волн $\lambda_{\text{эф}}$ имеют смысл лишь для того значения температуры излучающего тела T , при котором они определены. При изменении температуры изменятся и значения $\lambda_{\text{эф}}$.

7.4.2. Фотоэлектрический метод

Определение яркостной температуры фотоэлектрическим методом [6, 10, 12–19] сводится к измерению светового потока, падающего на светочувствительный фотокатод ФЭУ, от исследуемого источника света в данной области спектра. Световой поток преобразуется ФЭУ в электрический сигнал, который регистрируется осциллографом. Фотокатод ФЭУ является селективным приемником лучистой энергии, поэтому сравнение интенсивностей исследуемого и эталонного источников света, как и в фотографическом методе, необходимо производить по их актиничным потокам, которые вычисляются по формуле

$$A = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} \tau_{\lambda} V_{\lambda} d\lambda, \quad (7.33)$$

где τ_{λ} — пропускание интерференционного фильтра; V_{λ} — чувствительность фотокатода ФЭУ; I_{λ} — энергетическая яркость, определяемая по функции Планка (7.7).

Необходимо, чтобы элементы измерительной установки работали в линейной области своих характеристик, т. е. ФЭУ работал в линейной части световой характеристики, а осциллограф — в линейной области амплитудной характеристики. В этом случае амплитуда сигнала на экране осциллографа может быть представлена в виде

$$h = \alpha K S A L^{-2}, \quad (7.34)$$

где α — коэффициент пропорциональности между амплитудой сигнала и световым потоком; K — пропускание нейтрального фильтра; S — площадь светящегося объекта; A — актиничный поток (7.29); L — расстояние от светящегося тела до установки.

При постоянном коэффициенте α актиничный поток исследуемого источника света определяется из соотношения

$$A = (h_{\text{экс}} K_{\text{эт}}) / (h_{\text{эт}} K_{\text{экс}}) A_{\text{эт}}, \quad (7.35)$$

где $h_{\text{эт}}$ — амплитуда сигнала на осциллографе от эталонного источника света; $h_{\text{экс}}$ — амплитуда сигнала на осциллографе от исследуемого источника света; $K_{\text{экс}}$ — пропускание нейтрального фильтра для излучения от исследуемого источника света; $K_{\text{эт}}$ — пропускание нейтрального фильтра для излучения от эталонного источника света.

Постоянство коэффициента α означает, что регистрация свечения эталонного и исследуемого источников света происходит при одинаковых чувствительности фотокатода ФЭУ и трубки осциллографа, коэффициенте усиления электронной системы ФЭУ и усилителя осциллографа. При измерениях эталонный и исследуемый источники света располагаются на одном и том же расстоянии от измерительной установки и их излучение проходит через одну и ту же диафрагму, чем устраняются неточности, связанные с зависимостью потока излучения от расстояния и площади светящегося объекта. Яркостные температуры определяются так же, как и в фотографическом методе.

7.5. ПИРОМЕТРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

7.5.1. Одноканальный пирометр

Типичная схема эксперимента с использованием фотографического метода приведена на рис. 7.26. Излучение из центральной части образца 1 через диафрагму 2 и зеркало 3 выводится на входной объектив 4 СФР. Изображение диафрагмы формируется объективом в плоскости щели 5, которая вырезает из него узкую полоску. Излучение ФУВ, вырезанное щелью, проецируется объективом 6 через вращающееся зеркало 7 в плоскость фотопленки 8, вызывая ее засветку. Для выделения спектрального интервала и при необходимости ослабления излучения используются цветной 10 и нейтральный 11 светофильтры с известной зависимостью коэффициента пропускания от длины волны.

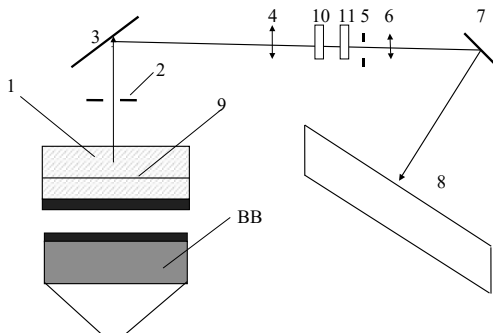


Рис. 7.26. Фотографический метод измерения яркостных температур: 1 — исследуемое вещество; 2 — диафрагма; 3 — внешнее зеркало; 4 — входной объектив; 5 — щель; 6 — объектив; 7 — вращающееся зеркало; 8 — фотопленка; 9 — ФУВ; 10 — цветной светофильтр; 11 — нейтральный светофильтр

При чувствительности метода $T_{\min} \sim 3000$ К данный способ обладает рядом достоинств. Фотохронограмма излучения позволяет оценить распределение яркости излучения по исследуемой поверхности. Это особенно важно, так как можно выявить высокотемпературные области свечения, связанные с отражением ударных волн от элементов конструкции, и исключить их из обработки. Особенно существенные искажения могут быть при высоких скоростях соударения ударников с мишенью, т. е. при высоких температурах. Кроме того, фотохронограмма четко фиксирует состояние исследуемого вещества в момент ударного сжатия.

При существующей технике фотографический метод измерения температуры не более трудоемкий, чем фотоэлектрический.

7.5.2. Фотоэлектрический пирометр

Базовая конструкция пирометра, используемого для исследования оптических свойств ударно-сжатых прозрачных диэлектриков фотоэлектрическим методом, приведена в [12]. В этой установке свечение регистрируется в синей ($\lambda = 470$ нм) и красной ($\lambda = 625$ нм) областях спектра (рис. 7.27).

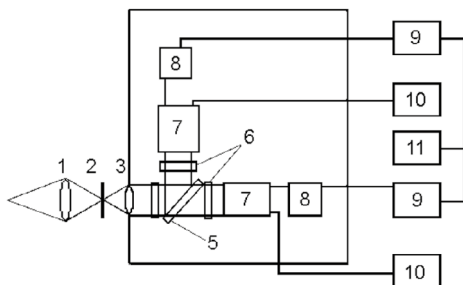


Рис. 7.27. Блок-схема фотоэлектрического пирометра: 1, 3 — объективы; 2 — диафрагма; 4 — нейтральный светофильтр; 5 — светоделитель; 6 — спектральные светофильтры; 7 — ФЭУ; 8 — катодный повторитель; 9 — осциллограф; 10 — источник питания; 11 — генератор сигналов

Первый объектив 1 с фокусным расстоянием $F_1 = 750$ мм проецирует изображение источника света на диафрагму 2, которая ограничивает поперечное сечение. Диафрагма помещена в фокусе второго объектива 3 с $F_2 = 210$ мм, что обеспечивает параллельность пучка света за ним.

ФЭУ 7 расположены так, чтобы обеспечивать постоянство размеров изображения входной линзы первого объектива на фотокатодах и равномерность освещения. Это исключает влияние зонной характеристики чувствительности фотокатода на получаемые результаты. Пластина из бесцветного оптического стекла 5, расположенная под углом 60° к световому потоку, делит его примерно поровну между двумя ФЭУ. Применение ФЭУ дает возможность существенно снизить порог измеряемых температур по сравнению с фотографическим методом. Специфика взрывного эксперимента, когда измерительная установка находится сравнительно далеко (~ 10 м) от исследуемого образца, а также применение светофильтров с узкой полосой пропускания (100 \AA) приводит к тому, что нижний предел регистрируемых температур составляет $1500\text{--}2000$ К. Сигнал, поступающий с ФЭУ, регистрируется осциллографом 9, обеспечивающим передачу импульса с фронтом нарастания 5×10^{-8} с.

Для выделения узких спектральных интервалов в синей и красной областях спектра применялись интерференционные светофильтры, максимумы пропускания которых отвечали соответственно 4780 и 6250 \AA . Для улучшения спектральных характеристик интерференционные светофильтры комбинировались со стеклянными. Интенсивность светового потока, попадающего на ФЭУ, при необходимости регулировалась нейтральными светофильтрами с известным спектральным пропусканием.

В качестве эталонного источника света применялась лампа типа ИФК-50 [20]. Яркостная температура лампы ИФК-50, измеренная на той же установке, оказалась равной 6900 К при $\lambda = 4780 \text{ \AA}$ и 6200 К при $\lambda = 6250 \text{ \AA}$.

При измерении температуры режим выбирался таким, чтобы обеспечить работу ФЭУ в линейной области световой характеристики, а осциллограф — в линейной области амплитудной характеристики. Точность метода оценивалась по (7.34), исходя из того, что эталонная температура лампы ИФК-50 определена с точностью 5% , а амплитуда сигнала h , коэффициент пропускания нейтральных фильтров K и площадь светящегося объекта S с точностью 2% .

Описанный пирометр широко использовался в исследовании оптических характеристик прозрачных диэлектриков [12, 13–15]. С его помощью обнаружено люминесцентное свечение, плавление, а при высоких давлениях ($P > 100$ ГПа) — неравновесное излучение ударно-сжатых ионных кристаллов — NaCl , KCl , CsBr , LiF . Эта же установка была использована для оценки коэффициента поглощения в NaCl , CsBr и других галогенидах, а также в CCl_4 в условиях ударного сжатия [21–23]. В современных пирометрах температура одновременно измеряется в 4–6 спектральных интервалах [24–28].

7.5.3. Оптико-электронный пирометр

В последнее время для регистрации излучения широко применяются оптико-электронные пирометры, в которых оптический тракт выполнен на световодах (рис. 7.28).

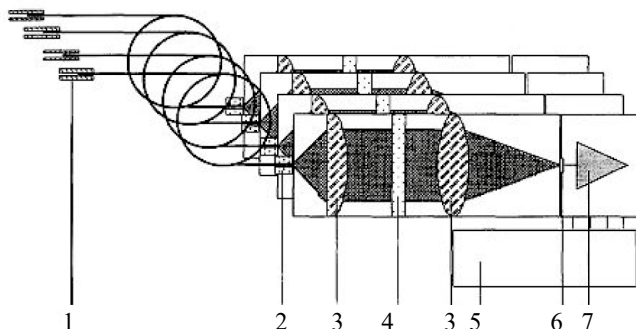


Рис. 7.28. Четырехканальный оптико-электронный пирометр

Прибор состоит из четырех идентичных каналов. Оптическое излучение от объекта исследования передается по световоду 2 на вход одного из каналов. Выходной торец световода находится в фокальной плоскости оптической системы, состоящей из двух линз 3. В параллельном пучке света между линзами устанавливаются оптические компоненты 4 (интерференционные, нейтральные или цветные светофильтры). Излучение оптического спектра, вырезанное светофильтрами, поступает на фотоприемник 6. В электронной части прибора фотоприемник преобразует оптическое излучение в электрический сигнал. Малый ток фотодиода усиливается электронной схемой и поступает на вход регистрирующего прибора (осциллографа, аналого-цифрового преобразователя).

При использовании световодов с малым спектральным коэффициентом затухания снижаются оптические потери и, следовательно, повышается чувствительность пирометра (снижается граница измеряемых температур).

Для проведения экспериментов по измерению температуры с любым из пирометров необходимо откалибровать оптический тракт пирометра с помощью источника эталонного излучения. Такими эталонными источниками света могут служить вольфрамовые ленточные лампы накаливания, импульсные ксеноновые лампы типа ИФК-50 или любые другие источники излучения с известными характеристиками.

7.5.4. Эталонные источники излучения

Измерение температуры в ударно-волновых экспериментах связано с регистрацией излучения ФУВ и его сравнением с излучением эталонного источника с известной температурой. В качестве эталонных источников наибольшее распространение в измерительной практике получили вольфрамовые лампы с ленточным или спиральным телом накала.

Лампы с телом накала в виде ленты (СИРШ6-40, СИРШ6-100, СИРШ8-200 — первая цифра — напряжение питания, вторая — мощность), помещенные в колбу из кварцевого стекла или сапфира, очень удобны для проведения спектральных измерений. Широкое распространение в оптических приборах получили и лампы с телом накала в виде спирали типа РН6-7.5, РН8-20 и другие. Тело накала таких ламп образует подобие полости, внутри которой происходят многократные отражения, и излучение, выходящее из межвитковых промежутков, оказывается «чернее» излучения простой вольфрамовой нити или ленты. Если для питания ленточных ламп требуются высокоточные стабилизированные источники, рассчитанные на ток 6–30 А, то рабочий ток спиральных ламп составляет обычно 1–3 А. Для их питания можно использовать стандартные стабилизированные источники серии Б5.

Для измерения яркостной температуры поверхности раскаленного тела используется пирометр с исчезающей нитью, например прецизионный пирометр видимого диапазона спектра ЭОП-66. Устройство пирометра и схема измерения яркостной температуры спиральных или ленточных вольфрамовых ламп приведены на рис. 7.29.

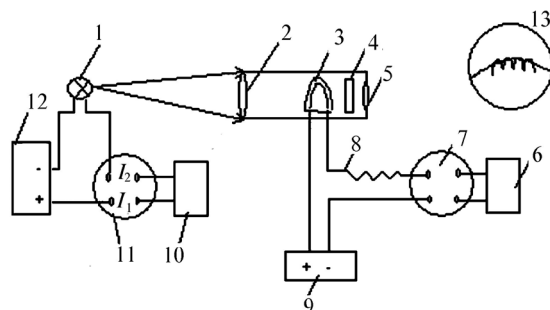


Рис. 7.29. Схема калибровки пирометрических вольфрамовых ламп: 1 — калибруемая лампа; 2 — объектив пирометра ЭОП-66; 3 — нить лампы пирометра; 4 — фильтр; 5 — окуляр; 6, 10 — вольтметры; 7 — эталонное сопротивление (класс точности 0,01) $R_{\text{н}} = 0,1$ Ом; 8 — потенциометр; 9 — блок питания пирометра; 11 — эталонное сопротивление (класс точности 0,01) $R_{\text{н}} = 0,001$ Ом; 12 — стабилизированный источник питания; 13 — нити накала калибруемой лампы и эталонной лампы пирометра

Пирометр состоит из входного объектива 2, лампы сравнения 3, светофильтра 4 и окуляра 5. При подготовке к измерению температуры перемещением окуляра добиваются резкого изображения нити лампы пирометра. Затем, не меняя положения окуляра, перемещением объектива совмещают изображение нити исследуемой лампы 1 с изображением нити лампы сравнения 3. После прогрева калибруемой лампы в течение ~ 15 мин в пирометре включается лампа сравнения, и изменением тока, проходящего через нее, визуально уравниваются яркости свечения нитей накала калибруемой лампы и лампы пирометра. При этом изображение нити лампы пирометра исчезает на фоне изображения калибруемой лампы, что означает совпадение их яркостных температур. Сравнение яркости проводится в монохроматическом свете на длине волны $\lambda = 0,655 \pm 0,01$ мкм, выделяемой свето-

фильтром, входящим в комплект пирометра. Для каждой лампы проводится 10–15 измерений тока с точностью 10^{-5} А; полученные данные усредняются. Температура калибруемой лампы находится по градуировочной зависимости температуры от протекающего через нить лампы пирометра тока, указанной в паспорте.

С целью расширения диапазона измеряемой температуры в комплекте пирометра предусмотрены несколько нейтральных светофильтров, ослабляющих яркость изображения исследуемого объекта. Это позволяет измерять температуру (например пирометром ЭОП-66) до 10000 °С, не повышая температуру нити лампы сравнения выше 1400 °С.

Используя табличные данные зависимости излучательной способности вольфрама от истинной температуры на рабочей длине волны пирометра ЭОП-66 и экспериментальное значение яркостной температуры, нетрудно вычислить истинную температуру пирометрических ламп:

$$T_{\text{я}} = \frac{c_2}{\lambda} \frac{1}{\frac{c_2}{\lambda T} - \ln \epsilon_{\lambda}}$$

Практика экспериментальных исследований показывает, что при регистрации излучения на фотопленку яркости вольфрамовых ламп накаливания с температурой 2000–3000 К недостаточно. Поэтому для калибровки экспериментальной установки в условиях ударно-волновых экспериментов необходимо иметь эталонные источники света с более высокими яркостными температурами. Удобным эталонным источником света может служить импульсная ксеноновая лампа ИФК-50.

Определение яркостной температуры лампы ИФК-50 производится путем сравнения ее яркости с яркостью некоторого эталонного источника, например с ленточной вольфрамовой лампой, ранее откалиброванной по яркостной температуре с помощью прецизионного пирометра ЭОП-66 или в государственной службе метрологии. Для калибровки лампы ИФК-50 по яркостной температуре можно использовать любой из пирометров, рассмотренных в разделе 7.5. Типичные осциллограммы импульсов излучения для лампы ИФК-50 на длине волны 550 нм приведены на рис. 7.30.

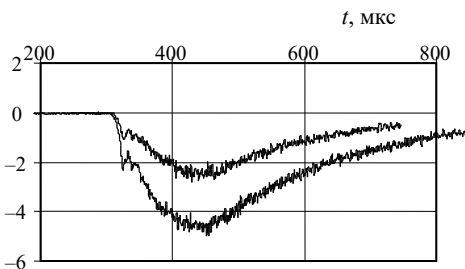


Рис. 7.30. Типичные импульсы излучения лампы ИФК-50. Длительность 50 мкс/дел

Читателям, интересующимся современными калибровочными источниками, разработанными в лабораториях США для многоканальных удар-

но-температурных пирометров, используемых в экспериментах по измерению температур в разных диапазонах, мы рекомендуем обзор Фатьянова О.Б. и Асимова П.Д. [28].

7.6. ТЕМПЕРАТУРА УДАРНО-СЖАТЫХ МАТЕРИАЛОВ

7.6.1. Металлы

Метод оптической пирометрии более 60 лет успешно применяется для измерения ударных температур прозрачных материалов, таких как хлорид натрия, кварц, оксид магния и т. п. Однако он встречается много сложностей при применении к непрозрачным материалам, к которым относятся металлы. Измерения температур ударно-сжатых металлов крайне важны для выявления кривых высокотемпературного плавления, полиморфных переходов, уточнения параметров в термодинамически полных уравнениях состояния. Поскольку информация о разработке методов измерений температур ударно-сжатых металлов российскими специалистами практически отсутствует, мы изложим особенности измерений температур в металлах опираясь на результаты зарубежных исследователей.

При измерении температур в металлах за сильной ударной волной обычно пользуются «моделью идеальной границы» Гровера и Уртьева [29]. Они предложили на металлический образец поместить прозрачное окно и провели анализ процессов теплопроводности при выходе ударной волны на контактную границу «исследуемый металл — прозрачное окно». Результаты их анализа используются практически во всех последующих работах разных авторов, посвященных измерениям температур. Наиболее часто в качестве окон в таких экспериментах используются сапфир или монокристалл LiF. По данным Уртьева [30] кристалл сапфира остается прозрачным до 80 ГПа, до 100–130 ГПа еще пропускает свет. При изэнтропическом сжатии по данным Хавке [30] он остается прозрачным до 500 ГПа, а LiF, как следует из доклада Чабилдаса [31], не теряет прозрачности при безударном нагружении до 600 ГПа.

Но при такой постановке эксперимента возникает проблема, связанная с тем, что из-за технологических ограничений не удается устранить крошечный зазор (обычно порядка 1 мкм) между пластиной из исследуемого металла и прозрачным окном. Взаимодействие ударной волны с зазором приводит к появлению в металлической пластине тонкого высокотемпературного слоя, примыкающего к окну, который сильно излучает и создает серьезные помехи для измерений истинных значений температур.

Для того чтобы реализовать контакт без зазора и удовлетворить условиям «модели идеального контакта» Гровера — Уртьева, на прозрачное окно стали напылять слой металла и проводить эксперименты по классической четырехслойной схеме, представленной на рис.7.31 и включающей «экран — микрозазор — пленка из напыленного слоя металла — прозрачное окно».

Важное условие модели Гровера заключается в необходимости иметь достаточно толстый пленочный образец, чтобы удовлетворить идеальным

граничным условиям между образцом из исследуемого металла и окном и предотвратить экспериментально наблюдаемое тепловое излучение на контактной границе (рис. 7.31).

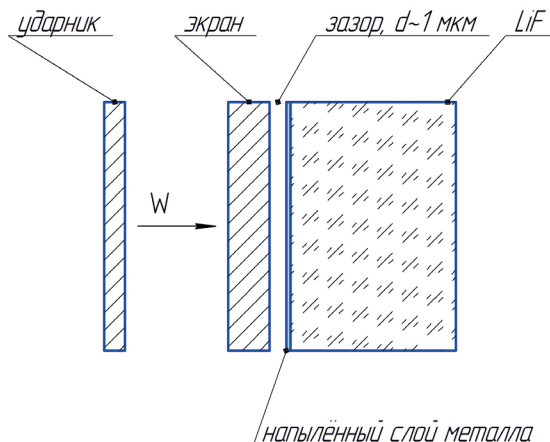


Рис. 7.31. Схема постановки эксперимента по измерению температур ударно-сжатых металлов

Остановимся на этом более подробно. Если контакт между металлической пленкой и окном можно считать идеальным, то нельзя избежать зазора примерно в 1–2 мкм между экраном и пленкой за счет ограничений в процессе механического производства. Начальная толщина металлической пленки (например, пленки из железа) в большинстве экспериментов ~ 1–2 мкм, в процессе сильного ударного сжатия она уменьшится до ~ 0,5–1 мкм. Интенсивная ударная волна при выходе из экрана, прежде чем достигнет пленочного образца, попадает в зазор, в результате чего возникает реверберация волн и в экране за металлической пленкой формируется тонкий слой с высокой температурой. Толщина этого высокотемпературного слоя порядка толщины (или сравнима с ней) начального зазора между экраном и пленкой. В результате перегретый слой, образованный на границе «экран — пленка», будет вносить значительный вклад в регистрируемое излучение за счет теплопроводности. Таким образом, можно сказать, что простое использование окна, покрытого пленкой, не освобождает границу «пленка — окно» от взаимодействия с зазором, при этом не выполняется условие для модели с идеальной границей. Температура границы, измеренная с использованием пленочного образца, определяется с ошибкой, за счет взаимодействия ударной волны с зазором «экран — пленка», и, таким образом, не может быть получена с помощью модели Гровера. И, на самом деле, сложно изготовить пленки, например, из железа толщиной более 2 мкм. По этой причине Тан и Даи предложили [32] четырехслойную модель для исследования влияния микронного зазора между металлическим экраном и металлическим пленочным образцом на измерение ударной температуры металлов. Они смоделировали схему, представленную на рис. 7.31, четырьмя слоями с разными температурами.

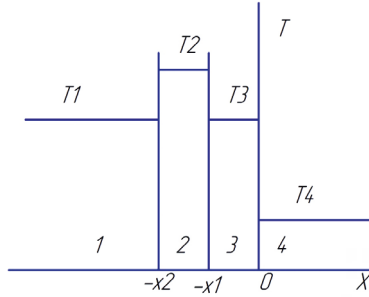


Рис. 7.32. Начальное распределение температур по модели [32]

Начальное распределение температуры по слоям сразу после прохождения ударной волны приведено на рис. 7.32, на котором цифрами обозначены области: 1 — металл, не подверженный разгрузке и повторному сжатию; 2 — металл с повышенной температурой из-за разгрузки и повторного сжатия; 3 — напыленная на окно металлическая пленка; 4 — окно. Толщина слоя 2 ($x_1 - x_2$) примерно равна начальному зазору между напыленным металлом и экраном и составляет величину порядка микрона. Толщина x_1 равна толщине слоя ударно-сжатого напыленного металла.

В такой постановке эксперимента непосредственно пирометрическим методом определяется температура контактной поверхности между пленкой и окном $T_1 = T_{\text{экрп}}$, от которой нужно перейти к температуре металла T_M . Подробный вывод формулы для связи зарегистрированной температуры контактной поверхности «металл — прозрачное окно» с температурой ударно-сжатого металла приведен в [32], здесь приведем только саму формулу

$$T_{\text{экрп}} = T_{LiF} + \frac{T_M - T_{LiF}}{1 + \alpha_{LiF,M}} + \frac{T_2 - T_M}{1 + \alpha_{LiF,M}} \times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x_1}{2\sqrt{k_M t}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x_2}{2\sqrt{k_M t}}\right) \right], \quad (7.36)$$

$$\text{где } \operatorname{erf}\left(\frac{x_1}{2\sqrt{k_M t}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x_2}{2\sqrt{k_M t}}\right) \equiv \int_{\left(\frac{x_2}{2\sqrt{k_M t}}\right)}^{\frac{x_1}{2\sqrt{k_M t}}} \exp(-\xi^2) d\xi,$$

k_M — коэффициент диффузии,

$$\alpha_{LiF,M} \equiv \frac{(\rho c K)_{LiF}}{(\rho c K)_M},$$

где ρ — плотность, c — удельная теплоемкость, K — теплопроводность, индексом «М» отмечены величины, относящиеся к исследуемому металлу. Первые два слагаемых правой части формулы (7.36) представляют собой температуру идеальной поверхности по [29], третье слагаемое описывает изменение температуры со временем и при $t \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Отметим, что при толщине напыленного металла x_1 много больше толщины слоя с повышенной температурой $x_1 - x_2$ значение интеграла также стремится к нулю и зарегистрированная температура также равна температуре

идеальной поверхности по [29]. В качестве окна в формулах (7.36) и далее конкретно записан фторид лития, но с равным основанием им может быть и сапфир. Как видно из выражения (7.36), применимость данной модели зависит от наличия термодинамических параметров, приведенных в выражении (7.36). Однако нужно отметить, что экспериментальных данных по указанным параметрам для большинства металлов, за исключением железа, имеется мало. Ситуация становится еще хуже, когда происходит полиморфный фазовый переход, при этом становится неадекватным предположение об изэнтропической разгрузке.

Поясним со ссылкой на работы [32, 33] в общем случае процедуру определения температуры ударно-сжатого металла.

Для расчета температур ударно-сжатого окна (LiF) можно воспользоваться дифференциальным уравнением

$$\left(\frac{dT}{T}\right)_{LiF} + \left(\gamma \frac{T}{V}\right)_{LiF} = \left(\frac{1}{2c_v}\right)_{LiF} \left[P + (V_0 - V) \frac{dP}{dV} \right]_{LiF}, \quad (7.37)$$

полученным из термодинамического соотношения $dE = TdS - PdV$ и уравнения ударной адиабаты. Как видно из уравнения (7.37), теплоемкость c_v и коэффициент Грюнайзена γ являются основными параметрами, влияющими на надежность и точность расчетных температур. Для окна из диэлектрика LiF вклад электронной теплоемкости в суммарную теплоемкость c_v незначителен вплоть до мегабарного давления, и хорошей аппроксимацией c_v является теплоемкость решетки $c_v^l = 3R$. Для коэффициента Грюнайзена обычно пользуются гиперболической зависимостью

$$\gamma\rho = \gamma_0\rho_0. \quad (7.38)$$

Расчетные температуры для LiF из [34] для нескольких давлений приведены в таблице 7.1.

Таблица 7.1. Значения температур, давлений и коэффициента K_{LiF} на ударной адиабате LiF

P_H	T_H	K_{LiF}
115	2728	$4,0 \pm 0,4$
123	2995	$3,6 \pm 0,4$
139	3511	$3,1 \pm 0,3$
145	3743	$2,9 \pm 0,3$

Теплопроводность фторида лития K_{LiF} в ударно-сжатом состоянии можно оценить по формуле $K_{LiF}(T_{LiF}, P_0) = K_{0, LiF} (298/T_{LiF})^{1,22}$ (7.39), а вклад сжатия в теплопроводность можно вычислить по соотношению

$$\left(\frac{\partial K}{\partial p}\right)_{T_{LiF}} = \left(\frac{K}{\rho}\right)_{T_{LiF}} \left(3\gamma - \frac{5}{3}\right), \quad (7.40)$$

в котором теплопроводность при обычных условиях $K_{0, LiF} = 14$ Вт/мК, коэффициент Грюнайзена γ определяется по выражению (7.38). Значения K_{LiF} приведены в таблице 7.1.

Переходим к металлам. Для вычисления теплопроводности металлов K_M используют формулу Видемана — Франца, связывающую теплопроводность с электропроводностью σ_M и числом Лоренца

$$K_M = L\sigma_M T, \quad (7.41)$$

$L = 2,45 \times 10^{-8} \text{ Вт} \times \text{Ом/К}^2$ — число Лоренца.

Формула Блоха — Грюнайзена дает связь между электропроводностью, термодинамической температурой и температурой Дебая

$$\sigma = A \frac{\theta^2}{T}, \quad (7.42)$$

где A — коэффициент пропорциональности, θ — температура Дебая.

Входящую в коэффициент α величину удельной теплоемкости металла определим как сумму решеточной $c_V^l = D(T)$ и электронной $c_V^e = (V/V_0) \gamma^e T$ составляющих: $c_V = D(T) + (V/V_0) \gamma^e T$.

Положив $\gamma = -\frac{d \ln \theta}{d \ln V}$, получим

$$\theta = \theta_0 \exp \left[- \int_{V_0}^V \left(\frac{\gamma}{V} \right) dV \right]. \quad (7.43)$$

Уравнения (7.41)–(7.43) дают

$$K_M = K_{0,M} \exp \left[- 2 \int_{V_0}^V \left(\frac{\gamma}{V} \right) dV \right], \quad (7.44)$$

где $K_{0,M}$ — теплопроводность при обычных условиях.

Полученная по вышеизложенной процедуре температура является температурой металла, разгруженного до давления в окне.

Формула (7.36) дает возможность вычислить температуру металла при различных вариантах [33], реализующихся в разных условиях:

1. Если ударная волна не вызывает плавление металла и материала окна, то измеренная температура является температурой на изэнтропе T_S и по ней может быть определена температура ударного сжатия по формуле

$$T_H = T_S \exp \left(- \int_{V_S}^{V_H} \frac{\gamma}{V} dV \right), \quad (7.45)$$

где V_H и V_S — удельные объемы металла на ударной адиабате и изэнтропе соответственно.

2. Металл не плавится при ударном сжатии, при разгрузке происходит частичное плавление, далее металл затвердевает за счет теплопроводности в материал окна.

3. Металл частично плавится при ударном сжатии и остается частично расплавленным при разгрузке. Происходит затвердевание металла за счет теплопроводности в материал окна.

4. Металл частично плавится при ударном сжатии и полностью плавится при разгрузке. Происходит затвердевание металла за счет теплопроводности в материал окна.

5. Металл полностью плавится при ударном сжатии и остается расплавленным при разгрузке. Происходит затвердевание металла за счет теплопроводности в материал окна.

Во всех случаях со второго по пятый можно получить точку на линии плавления металла, причем $T_{\text{эксп}}$ фактически равняется температуре на линии плавления при давлении на контактной границе.

6. Металл полностью плавится при ударном сжатии и остается расплавленным при разгрузке. Затвердевание металла за счет теплопроводности в материал окна не происходит. Температура поверхности может быть использована для определения температуры на ударной адиабате металла в расплавленном состоянии.

Рассмотрим более подробно один из вариантов измерения температур при плавлении металла.

Определение температуры плавления ударно-сжатого вещества. Как уже отмечалось, Тан и Ахренс (Т-А) улучшили модель Гровера введением начального плавления и последующего затвердевания в одномерном потоке тепла через идеальную контактную границу «металл — окно». По модели (Т-А) корреляция температуры плавления T_M с температурой на контактной поверхности T_1 определяется выражением:

$$T_M = T_1 - \frac{[(T_1 - T_w) \operatorname{erf}(\mu)]}{\alpha} \quad (7.46)$$

с

$$\mu = \frac{-X_s}{2\sqrt{kt}}, \quad (7.47)$$

где X_s — расстояние от границы затвердевания (см. рис. 7.33) до контактной границы, k — коэффициент теплопроводности образца, t — время, μ — параметр, характеризующий движение фазовой границы «твердое тело — жидкость».

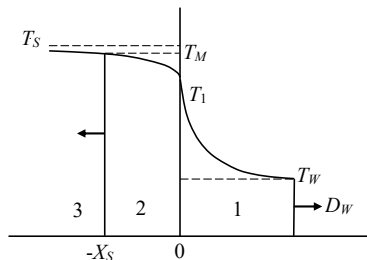


Рис. 7.33. Схема одномерной теплопроводности через идеальную контактную границу «металл — окно», в которую введены начальное плавление и последующее затвердевание. T_s и T_M — температуры на изэнтропе и плавления при давлении на контактной границе, соответственно. T_1 и T_w — температуры на контактной границе и ударно-сжатого окна, соответственно. D_w — скорость ударной волны в окне (1). Левая стрелка указывает направление движения границы $(-X_s)$ между затвердевающей (2) и расплавленной зоной (3) образца

Оценка T_M по уравнению (7.46) с удовлетворительной точностью достаточно трудна из-за отсутствия данных о термофизических параметрах в твердом, жидком и смешанном состояниях. Если предположить, что $-1 \leq \operatorname{erf}(\mu) \leq 0$ ($\mu \leq 0$) и $T_1 > T_W$ для многих постановок экспериментов, то из уравнения (7.45) получим при давлении P_S

$$T_1 \leq T_M \leq T_1 + \frac{(T_1 - T_W)}{\alpha}. \quad (7.48)$$

Более того, значение T_M может быть аппроксимировано серединой интервала от T_1 до $T_1 + \frac{(T_1 - T_W)}{\alpha}$, так что

$$T_M = T_1 + \frac{(T_1 - T_W)}{2\alpha}. \quad (7.49)$$

Член $\frac{(T_1 - T_W)}{2\alpha}$ для типичных пирометрических экспериментов ($\alpha = 4-10$) намного меньше значения T_1 , так что оценка T_M становится еще точнее даже при большой неопределенности α . За температуру контактной границы T_1 принимаем $T_{\text{экс}}$, тогда

$$T_M = T_{\text{экс}} + \frac{(T_1 - T_W)}{2\alpha}. \quad (7.50)$$

Таким образом, для измерения достоверной ударной температуры с использованием пленочного образца и определения ударной температуры непосредственно из наблюдаемой граничной температуры с помощью идеальной граничной модели необходимо использовать, кроме достаточно толстого пленочного образца высокого качества, хорошо отполированную базовую пластину и окно. Типичная плоскостность базовой пластины и окна должна быть выше, чем 0,5 мкм, толщина пленки — 3,0 мкм или выше. Однако при этом трудно избежать таких проблем, как различие в плотности и изменения в составе между оригинальным материалом и пленочным образцом, которые появляются в ходе изготовления пленочного образца.

В этом случае Тан и Даи предложили [32] вернуться к трехслойной модели и использовать вместо пленочного образца образец в форме пластины. Предварительный теоретический анализ и модельные вычисления, основанные на универсальном решении уравнения теплопроводности для трехслойной модели, а также экспериментальные результаты для пластинчатого образца метеоритного железа продемонстрировали, что поведение температурного профиля аналогично температурному профилю при использовании пленочного образца. Так как вклад за счет неидеальных граничных эффектов можно взять из наблюдаемой истинной граничной температуры согласно трехслойной модели, то можно определить ударную температуру на основе идеальной модели Гровера. Если отношение толщины пленки к толщине зазора образец/окно больше $\sim 4-5$ и размер зазора образец/окно меньше, чем 0,5 мкм, наблюдаемая граничная температура близко аппроксимируется к идеальной граничной модели.

В заключение раздела приведем опубликованные температурные данные на ударных адиабатах тантала и алюминия и линии плавления железа.

Таблица 7.2. Экспериментальные значения температур и давлений на ударных адиабатах металлов

Тантал [34], $\rho_0 = 16,67 \text{ г/см}^3$				
P_{HP} , ГПа	310 ± 7	334 ± 8	379 ± 9	396 ± 10
T_{HP} , К	10026 ± 526	10297 ± 543	11726 ± 606	11719 ± 620
Алюминий [35] $\rho_{00} = 2,607 \text{ г/см}^3$				
P_{HP} , ГПа	$80,9 \pm 2,0$	$89,8 \pm 1,2$		
T_{HP} , К	3820 ± 230	4060 ± 280		

Таблица 7.3. Температуры на линии плавления железа [36], $\rho_0 = (7,73 \pm 0,10) \text{ г/см}^3$

P , ГПа	123	142	157	178	189	195	229
T , К	5364	5767	5566	7013	5754	6766	7204

7.6.2. Ионные кристаллы

Впервые излучательные характеристики ФУВ и их зависимость от давления в ионных кристаллах NaCl, KCl, KBr, LiF и CsBr исследовались авторами работ [12–14, 21–23]. Температура измерялась двумя способами: до 100 ГПа использовался электронно-оптический пирометр (см. рис. 7.28), при более высоких давлениях регистрация излучения проводилась фотографическим способом (см. рис. 7.26). Авторами работ [27, 37] при давлениях до 50 ГПа температура в ионных кристаллах измерялась с применением 6-канального оптического пирометра.

Типичная схема постановки опыта по измерению температуры в ударно-сжатых ионных кристаллах приведена на рис. 7.34 [12]. Излучение фронта ударной волны регистрировалось на длинах волн 478 и 625 нм.

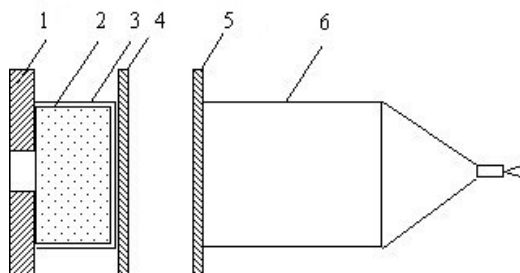


Рис. 7.34. Схема опыта по измерению температуры

Образцы ионных кристаллов представляли собой монокристаллы размером 40×20 мм. Пропускание света кристаллами было не менее 95 %. Ударная волна в кристаллах создавалась ударом металлической пластины, разгоняемой ПВ до скорости W .

Различная интенсивность генерируемой в кристалле 2 ударной волны достигалась вариацией мощности ВВ 6, материалов и толщины разгоняемых 5 и экранирующих 4 пластин. Слой черной краски 3 служил для удаления пузырьков воздуха из зазора между экраном и кристаллом. Излучение

ФУВ ограничивалось диафрагмой 1 для выделения свечения из центральной области кристалла.

Характерная осциллограмма свечения ФУВ, полученная при измерении температуры в ионных кристаллах, приведена на рис. 7.35.

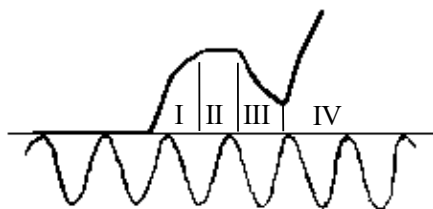


Рис. 7.35. Осциллограмма излучения ФУВ ($f = 2$ МГц)

Из осциллограммы видно, что в регистрируемом свечении можно четко выделить четыре периода. Период I — яркость излучения — растет вследствие увеличения слоя вещества, сжатого ударной волной. Время этого периода определяется главным образом прозрачностью сжатого вещества. Длительность периода постоянной яркости (II) обусловлена как прозрачностью сжатого вещества, так и временем вступления волны разрежения в кристалл. Когда расстояние между фронтом и догоняющей его волной разрежения становится примерно равным толщине непрозрачного слоя сжатого вещества Δ , интенсивность свечения начинает спадать (период III) до тех пор, пока ударная волна после выхода на свободную поверхность кристалла не вызовет ударную волну в воздухе с высокой температурой на фронте (период IV).

Яркость температура определялась по амплитуде на участке постоянного (или максимального) свечения. Постоянство яркости свечения (участок II) означает, что слой вещества за фронтом стал практически непрозрачным и измеряемая яркостная температура в этих условиях совпадает с истинной равновесной температурой сжатого вещества. Действительно, их различие в этом случае может иметь место только за счет отражения света от фронта волны. Проведенные в [12–14] исследования показали, что даже для наиболее интенсивных ударных волн при давлениях до 100 ГПа в NaCl, KCl, KBr и CsBr коэффициент отражения фронта не превышает 2–3 %, что при температуре до 5500 К дает погрешность измеряемой температуры менее 1 %. Поэтому поправка на отражение не вводилась.

Результаты измерения температуры в NaCl и KCl из работы [12] приведены в таблице 7.4. В таблице даны средние (из 4–5 измерений) значения яркостной температуры. Во всех случаях температура, измеренная в синей части спектра, оказалась более высокой, чем в красной области. Это различие, по мнению авторов [12], характеризует точность измерений и не связано с нечернотой излучения исследованных ионных кристаллов. В экспериментах [27, 37 (28)] использовался 6-канальный оптический пирометр, что позволило определить также излучательную способность ударно-сжатых ионных кристаллов NaCl, KCl и LiF. Результаты этих работ приведены в таблице 7.5.

Таблица 7.4. Яркостная температура ударно-сжатых ионных кристаллов NaCl и KCl

D , км/с	P , ГПа	ρ/ρ_0	T_s , К	
			$\lambda = 478$ нм	$\lambda = 625$ нм
NaCl ($\rho_0 = 2,165$ г/см ³)				
7,40	46,5	1,65	2400	2250
7,59	50,0	1,67	2950	2750
7,85	54,7	1,70	3450	3200
8,13	61,5	1,75	3450	3250
8,52	70,5	1,81	3850	3600
8,91	79,0	1,85	4800	4400
KCl ($\rho_0 = 1,194$ г/см ³)				
5,64	23,7	1,60	2350	2150
5,75	25,0	1,62	2500	2300
6,10	29,0	1,65	3500	3200
6,53	35,3	1,71	3900	3750
7,00	42,7	1,78	3900	3700
7,36	48,5	1,81	4250	3900
7,50	50,8	1,83	4650	4250
7,77	56,0	1,86	5600	5300

Таблица 7.5. Излучательная способность ударно-сжатых ионных кристаллов NaCl, KCl и LiF

Кристалл	P , ГПа	T , К	ϵ	Литература
NaCl	30,9 ± 0,3	3010	0,017	[26]
		1930	1,0	
NaCl	35,3 ± 0,6	3190	0,007	
		1850	1,0	
NaCl	21,7 ± 0,5	2216	0,319	[27]
	25,0 ± 0,5	3429	0,009	
	28,0 ± 0,7	3409	0,082	
	30,0 ± 0,9	4313	0,029	
	31,4 ± 0,8	2520	0,213	
KCl	14,6 ± 0,3	3641	0,002	
	19,9 ± 0,5	3128	0,07	
	30,0 ± 0,6	3928	0,073	
LiF	42,0 ± 1,0	2715	0,003	
	47,1 ± 1,2	3152	0,005	

Фазовые диаграммы NaCl и KCl приведены на рис. 7.36, 7.37, где также нанесены кривые плавления и ударные адиабаты этих кристаллов, рассчитанные авторами [13]. Аналогичный вид имеют и фазовые диаграммы KBr и CsBr [10].

Как видно из рисунков, при ударном сжатии вначале наблюдается рост яркостной температуры в кристаллах до давлений 30–40 ГПа, затем температура остается практически постоянной, а при давлениях выше 50 ГПа снова наблюдается рост температуры. Участок постоянной температуры в работе [12] отождествляется с плавлением ионных кристаллов за ФУВ. По сравнению с плавлением при атмосферном давлении в области существования двух фаз ударное сжатие приводит к небольшому росту яркостной температуры, поскольку для кривых плавления нормальных веществ $dT/dP > 0$. Для многих веществ плавление в ударной волне практически не сказывается на изменении кинематических параметров [12], поэтому измерения температуры оказываются более точным средством для исследования свойств веществ при их сжатии в ударной волне.

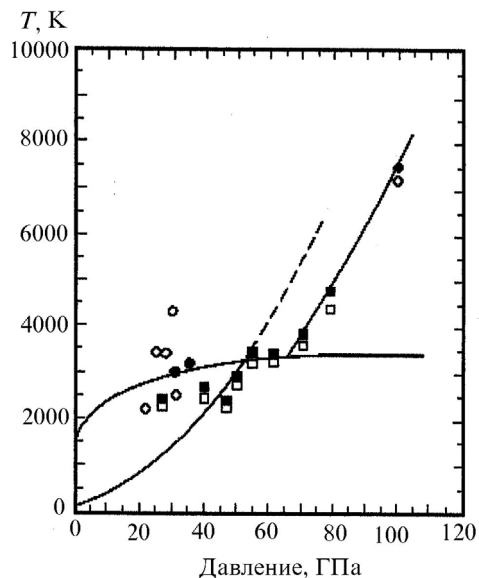


Рис. 7.36. Фазовая диаграмма NaCl. Эксперимент [12]: ■ — $\lambda = 478$ нм; □ — $\lambda = 625$ нм; эксперимент [14]: ◆ — $\lambda = 440$ нм; ◇ — $\lambda = 650$ нм; ● — из работы [26]; ○ — из работы [27]

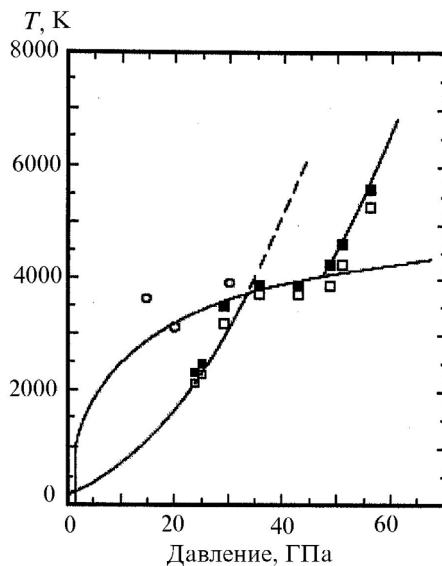


Рис. 7.37. Фазовая диаграмма KCl. Эксперимент [12]: ■ — $\lambda = 478$ нм; □ — $\lambda = 625$ нм; ○ — из работы [27]

Аналогичным методом измерялась яркостная температура при ударном сжатии кристаллов KBr, CsBr и LiF [10, 14]. В работе [27] при давлениях 42 и 47,1 ГПа в LiF измерены температуры 2715 К и 3152 К. Анализ результатов, приведенных на рис. 7.36 и 7.37, показывает, что до ~ 25 ГПа в KCl и ~ 45 ГПа в NaCl зарегистрированные световые потоки выше значений температуры, рассчитанных в предположении, что излучение равновесное и подчиняется законам Планка и Кирхгофа. Наиболее существенное различие зарегистрировано для кристалла LiF при давлениях до 100 ГПа. Зависимость яркостной температуры от давления ударного сжатия в LiF приведена на рис. 7.38.

В данном случае измеренная температура является условной характеристикой регистрируемых потоков, а само излучение имеет заведомо нетепловой характер. Так, при сжатии LiF давлением 34 ГПа энергия ударного сжатия составляет $1,5 \times 10^{10}$ эрг/г. Примерно половина этой энергии ($\sim 0,65 \times 10^{10}$ эрг/г) идет на преодоление упругих сил отталкивания. Для нагревания LiF при давлении 34 ГПа до температуры 2080 К в предположении, что эта температура отвечает тепловому излучению, необходима энергия 4×10^{10} эрг/г, т. е. почти в 5 раз превышающая энергию ударного сжатия.

Дальнейшее исследование излучения в ударно-сжатых ионных кристаллах в [14] показало, что при давлениях 50–500 ГПа имеет место значительное отставание измеренных яркостных температур от рассчитанных.

Различие тем больше, чем выше давление в ударно-сжатом кристалле. Для примера на рис. 7.39 приведена зависимость яркостной температуры в NaCl от давления. Из рисунка видно, что при давлении, например, 200 ГПа измеренная температура отличается от ожидаемой на ~ 10000 К. Наибольшая разница наблюдается для кристалла CsBr [10], для которого характерно падение температуры при давлениях выше 150 ГПа.

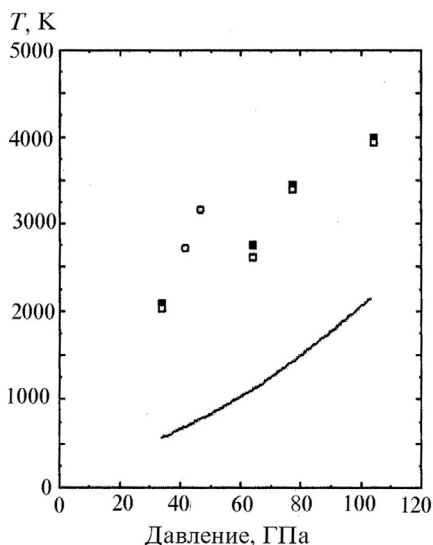


Рис. 7.38. Яркостная температура ударно-сжатого LiF. Эксперимент [10]: ■ — $\lambda = 478$ нм, □ — $\lambda = 625$ нм; ○ — из работы [27]; — — расчет [10]

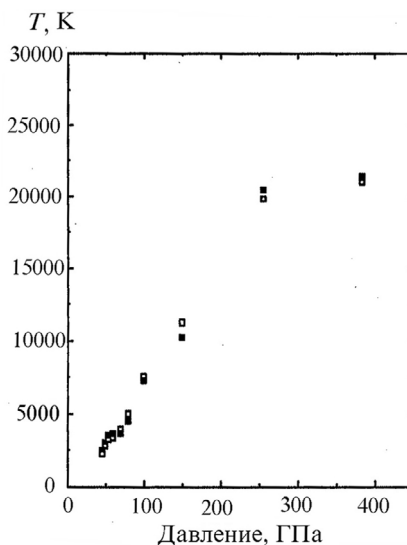


Рис. 7.39. Яркостная температура ударно-сжатого NaCl. Эксперимент [14]: ■ — $\lambda = 478$ нм, □ — $\lambda = 625$ нм

В работе [14] показано, что ни прогревный слой, ни отражательная способность ФУВ не могут быть причинами уменьшения яркости излучения, регистрируемого в эксперименте. Полуколичественная теория, объясняющая данное расхождение, дана авторами [37]. В [37] показано, что за скачком плотности в ударной волне существует слой с неравновесной температурой электронов, излучение которого определяет температуру ФУВ. Излучение более глубоких слоев, где температура электронов совпадает с равновесной температурой, полностью экранируется этим слоем.

7.6.3. Сжиженные инертные газы — аргон, ксенон и криптон

Температура ударно-сжатого жидкого аргона в зависимости от давления измерялась в работах [15, 38], жидкого ксенона [18, 39] и жидкого криптона [40]. Типичная зависимость яркостной температуры в ударно-сжатом жидком аргоне от давления [38] приведена на рис. 7.40. Как видно из рисунка, рассчитанные по УРС равновесные температуры в аргоне даже с учетом термического возбуждения электронов в зону проводимости не описывают экспериментальные данные.

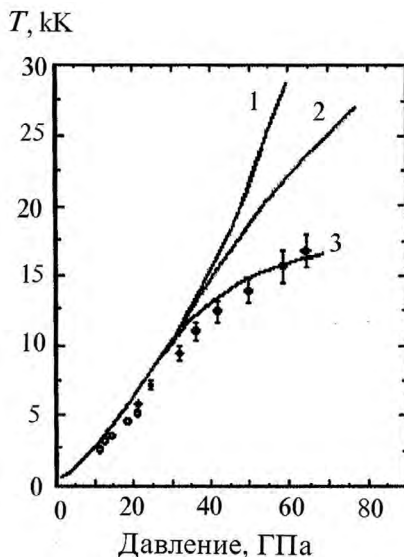


Рис. 7.40. Зависимость яркостной температуры от давления в ударно-сжатом жидком аргоне. Расчет из работы [38]: 1 — равновесная температура без учета возбуждения электронов; 2 — с учетом; 3 — эффективная температура в красной области спектра. Эксперимент: ● — [38]; ○ — [15]

Удовлетворительное согласие расчета (кривая 3) с экспериментом получено с учетом кинетической теории нагрева электронов фононами решетки. Из-за конечного времени процесса переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости и их нагрева равновесная температура между электронами и решеткой устанавливается позднее, чем на ФУВ образуется слой с оптической плотностью ~ 1 . В результате регистрируемое из этого слоя излучение соответствует температуре меньшей, чем равновесная. В пользу такой интерпретации говорит и тот факт, что измеренная многоканальным пирометром температура ударного сжатия в жидком ксеноне даже с учетом излучательной способности оказалась ниже, чем рассчитанная равновесная температура [18].

7.6.4. Жидкий азот

Температура ударного сжатия жидкого азота в зависимости от давления исследовалась в работах [15–17]. Результаты приведены на рис. 7.41.

Необычное замедление роста температуры в области давления 30 ГПа авторы [16, 17] связывают с началом диссоциации молекулярного азота, при которой поглощается энергия ударного сжатия, что и приводит к замедлению роста температуры.

В работе [17] зарегистрирована интереснейшая особенность излучения жидкого азота на ударной адиабате вторичного сжатия (рис. 7.41). При отражении первой ударной волны от сапфира (Al_2O_3) световой поток на фронте отраженной ударной волны уже при давлении ~ 50 ГПа оказался ниже, чем

световые потоки на первой ударной волне при таком же давлении. Авторы [17] назвали эту особенность эффектом «охлаждения» жидкого азота в ударной волне, связанным с процессом распада молекулярного азота на атомы.

На рис. 7.38 приведена также рассчитанная T - P -зависимость из [41] (32), которая до давлений ~ 35 ГПа удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

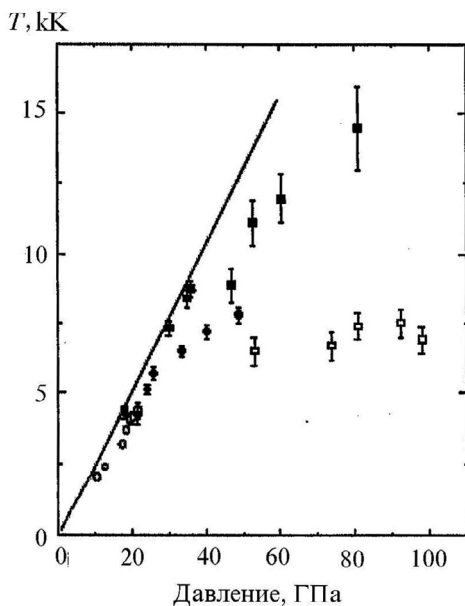


Рис. 7.41. Зависимость температуры ударно-сжатого жидкого азота от давления. Эксперимент: \circ — [15]; \bullet — [18]; \blacksquare — однократное сжатие; \square — двукратное сжатие; — — расчет [41]

В таблице 7.6 представлены данные по температуре и излучательной способности, полученные в опытах с полусферическими ударными волнами [42].

Таблица 7.6. Температура и излучательная способность жидкого ударно-сжатого азота

P, ГПа	T, К	ε
88,5	16200 ± 900	$0,32 \pm 0,04$
133	24600 ± 500	$0,59 \pm 0,04$
160	28400 ± 2200	$0,23 \pm 0,12$
265	56000 ± 15200	$\exp(-2,07 \times 10^{-3}\lambda)$

7.6.5. Галогенпроизводные метана

Впервые температурная зависимость ударно-сжатого четыреххлористого углерода от давления была получена авторами работы [23]. Дальнейшее развитие эти исследования получили в работах [43, 44]. Результаты экспериментов приведены на рис. 7.42.

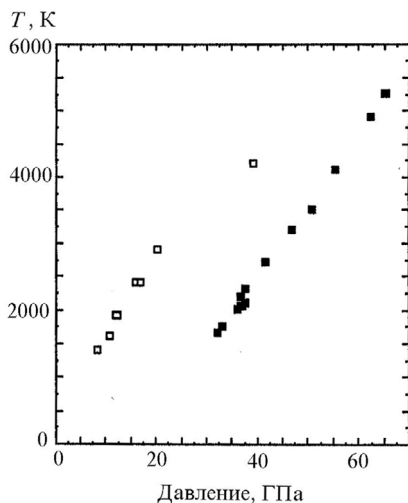


Рис. 7.42. Температура ударного сжатия в четыреххлористом углероде и бромформе. \square — CCl_4 [43]; \blacksquare — CHBr_3 ($P + 20$ ГПа) [43]

Как и для ионных кристаллов, в четыреххлористом углероде [10] зарегистрирован характерный участок относительно медленного нарастания температуры в диапазоне давлений 20–30 ГПа.

При более высоких давлениях наклон зависимости P - T вновь изменялся. Это изменение указывает на протекание в этих областях превращений, связанных с поглощением энергии. По данным работы [10], слабый рост температуры при 20–30 ГПа связан с плавлением CCl_4 , который при давлениях 0,2–20 ГПа находится в твердой фазе.

Обнаруженное позднее авторами [67] изменение наклона P - T -зависимости в проведенных ими экспериментах в диапазоне давлений от 3,3 до 9,4 ГПа они объяснили началом химической реакции при давлении 7,5 ГПа.

На том же рисунке приведена зависимость яркостной температуры от давления в бромформе.

Интерес к исследованиям галогенпроизводных метана связан с широким применением этих жидкостей в качестве индикаторных при исследовании ударных и детонационных волн [44]. Излучение ФУВ выступает в этом случае в роли датчика, имеющего высокие амплитудную и временную характеристики. Сильная зависимость яркости излучения от амплитуды ударной волны позволяет регистрировать небольшие изменения, происходящие на фронте. Индикаторные жидкости в последние годы находят широкое применение при исследовании скорости звука в различных материалах методом «догоняющей» разгрузки [44, 45]. Выбор той или иной жидкости в качестве индикаторной связан с конкретной экспериментальной задачей. При исследовании скорости звука в металлах предпочтение отдается более плотным жидкостям (для бромформа, например, начальная плотность составляет ~ 3 г/см³).

Приведем линейную аппроксимацию экспериментальных данных зависимости T - P для четыреххлористого углерода в диапазоне давлений 8,5–20 ГПа [44]: $T = (343 \pm 112) + (121 \pm 7) P$, где $[P]$ — ГПа, $[T]$ — К.

7.6.6. Оксид магния

Термодинамические свойства оксида магния (MgO) при высоких давлениях и температурах, в том числе в области его высокотемпературного плавления, наибольший интерес представляют для геофизиков и планетологов, поскольку этот окисел гипотетически может содержаться в мантии Земли. По оценкам на границе мантии с ядром Земли реализуются давления около 135 ГПа, а температуры плавления MgO находятся в диапазоне от 6000 до 9000 К (см. [68] и содержащиеся там ссылки). Прямые статические измерения температуры плавления в указанных условиях осуществить практически невозможно из-за отсутствия материалов, способных выдержать такие большие напряжения и высокие температуры. Эти обстоятельства являются причиной проведения ударно-волновых экспериментов с оксидом магния.

Для исследования указанной области P - T -параметров авторы работ [68, 69] разработали оригинальные установки с предварительным подогревом исследуемых образцов MgO до температур 1850 [68] и 2300 [69] К. Схема одной из установок приведена на рис. 7.43.

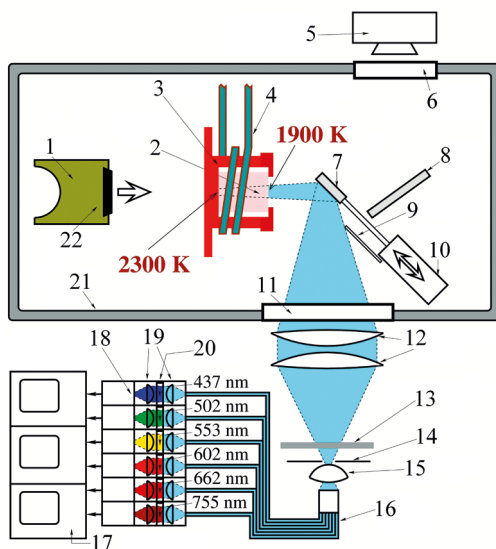


Рис. 7.43. Схема установки для ударного сжатия предварительно нагретых образцов MgO . 1 — снаряд, 2 — образец MgO , 3 — молибденовая капсула, 4 — высокочастотная катушка с водяным охлаждением, 5 — пирометр Вильямсона, 6 — окно из пирекса, 7 — Ag зеркало, 8 — Au зеркало, 9 — керамика, 10 — пневмоцилиндр, 11 — окно из лексана, 12 — ахроматическая линза, 13 — нейтральный фильтр, 14 — апертура, 15 — передающие линзы, 16 — волоконный жгут, 17 — осциллографы, 18 — фотодиодные усилители, 19 — линза, 20 — полосовые фильтры, 21 — вакуумный резервуар, 22 — ударник из тантала

Ударные волны в экранах с установленными на них образцами оксида магния создавались при соударении с ними танталовых ударников, разгоняемых легкогазовой пушкой до скорости 7,5 км/с. Молибденовый экран и образец MgO предварительно нагревались до указанных температур высокочастотной катушкой с водяным охлаждением. Температурные измерения

проводились оптическим 6-канальным пирометром с 3 нс разрешением в спектральном диапазоне от 500 до 900 нм. Для калибровки пирометра с 5%-ной точностью использовалась стандартная лампа. P - T -результаты выполненных в работе [68] экспериментов приведены в таблице 7.7.

Таблица 7.7. Температуры ударного сжатия MgO [68]

$P_{\text{эсп}}$, ГПа	T , кК	
	$r = 0,02$	$r = 0,22$
102	3,91	4,06
106	3,88	4,03
124	4,53	4,71
158	5,4	5,6
173	6,0	6,3
203	7,0	7,4
221	7,7	8,2
220	7,9	8,2
247	8,5	9,1
248	8,7	9,1

Приведенные в таблице температуры определены по двум значениям отражательной способности ударного фронта r , пояснения к которым даны в [68]. Как видно из таблицы, исследуемый диапазон давлений составил 100–250 ГПа, а температур 3900–9100 К. Полученные результаты представлены на рис. 7.44, на котором, кроме того, приведены расчетные линии плавления разных авторов, обозначенные цифрами, ссылки на которых содержатся в работе [68]. В правом нижнем углу приведены P - T -данные на ударной адиабате для образцов MgO с нормальной начальной температурой. Сравнение данных достаточно убедительно свидетельствует о том, что предварительный нагрев исследуемых образцов до температуры около 2000 К позволил достичь нужных P - T -параметров.

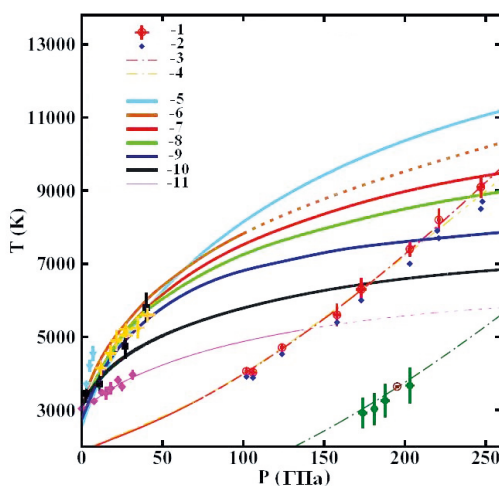


Рис. 7.44. P - T -данные на ударных адиабатах предварительно нагретых образцов (красные точки). Цифрами обозначены расчетные линии плавления

7.6.7. Расчетное определение температуры ударно-сжатых веществ по результатам *D-u*-измерений

Динамические методы диагностики, основываясь на законах сохранения массы, импульса и энергии, позволяют построить калорическое УРС в виде $E = E(P, V)$. Однако внутренняя энергия не является термодинамическим потенциалом по отношению к P - V -переменным, и для построения замкнутой термодинамики необходима дополнительная зависимость температуры как функции P и V : $T = T(P, V)$. Тем не менее, как показал Я.Б. Зельдович [46], термодинамически полное УРС может быть построено непосредственно по результатам динамических измерений исходя из первого закона термодинамики и известной из эксперимента зависимости $E = E(P, V)$. Если известно хотя бы одно значение температуры в какой-нибудь точке ударной адиабаты, можно определить температуру вдоль всей ударной адиабаты. Опуская промежуточные выкладки, приведем из [46] выражение для температуры

$$T = T_0 \exp \left(\int_{P_0}^P \frac{dP}{\frac{\partial E}{\partial V} + P} \right), \quad (7.51),$$

где интегралы берутся вдоль адиабаты.

Для расчета температуры вдоль ударной адиабаты приведем более простую процедуру, предложенную Зубаревым В.Н. в [47]. Воспользуемся условием «зеркальности» изэнтропы расширения относительно ударной адиабаты в P - u -координатах. При $P_s = P_H$ из этого условия следует, что $\left(\frac{dP}{du}\right)_s = \pm \left(\frac{dP}{du}\right)_H$. В этом случае наклоны всех изэнтроп в P - V -плоскости определены, если известны производные $\left(\frac{dP}{du}\right)_s$, поскольку для изэнтропических волн справедливо

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_s = -\left(\frac{dP}{du}\right)_s^2. \quad (7.52)$$

Итак, пусть имеется экспериментальная ударная адиабата в виде зависимости $D = D(u)$. В качестве опорной линии, на которой наиболее просто оценить T_s , возьмем изохору V_0 . Такой выбор, помимо конкретизации необходимых данных о теплоемкости $C_V(V_0, T)$, исключает область расширения, в которой при $V > V_0$ и достаточно больших давлениях на фронте ударных волн «зеркальность» заведомо не выполняется.

Дальнейшую процедуру определения T_H поясним с использованием P - u -и P - V -диаграмм (рис. 7.45).

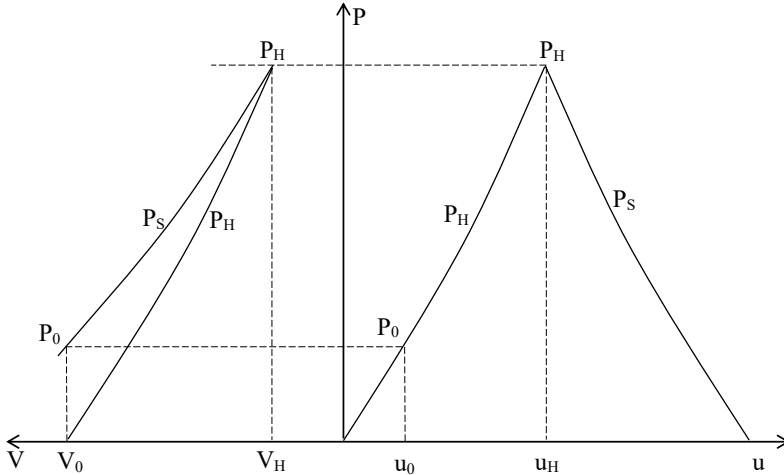


Рис. 7.45. P - u - и P - V -диаграммы ударной адиабаты и «зеркальной» изэнтропы расширения

Полагая, что $T_S(V_0, T) = T_0$ и используя изэнтропические соотношения и условие зеркальности для интегрирования (7.51), получим

$$T_H = T_0 \frac{D(u) + u \frac{dD}{du}}{D(u) + u \frac{dD}{du} \cdot \frac{P_0}{P_H}}, \quad (7.53)$$

где P_H — давление на ударной адиабате, $P_H = \rho_0 D u$, $P_0 = P_0(V_0, T)$ — давление на адиабате, равное значению в точке пересечения изэнтропы с изохорой $V = V_0$. Интегрирование $dV = \frac{du}{dP/du}$ в пределах от V_H до V_0 дает условие для нахождения u_0 .

$$\frac{V_0 - V_H}{V_0} = \int_{u_0}^{u_H} \frac{du}{D(u) + u \frac{dD}{du}}, \quad (7.54)$$

что в свою очередь однозначно определяет $P_0 = \rho_0 u_0 D(u_0)$ и изменение внутренней энергии

$$\Delta E_0 = E_H - \int_{u_0}^{u_H} \frac{D(u) u du}{D(u) + u \frac{dD}{du}}. \quad (7.55)$$

С другой стороны, $\Delta E_0 = E(T_0, V_0) - E_{00}(T_{00}, V_0)$, где T_{00} — исходная температура, которую положим равной 300 К. Поскольку в общем случае $C_V(V_0, T)$ является функцией температуры, для нахождения T_0 нужна связь C_V и ΔE_0 .

Представим $C_V(T)$ в простом виде

$$C_V = C_{V_0} + \beta(T - T_0),$$

где C_{V_0} — теплоемкость вещества при постоянном объеме, которую примем по закону Дюлонга и Пти равной $\frac{3R}{2A}$ (R — газовая постоянная, A — атомный вес), β — коэффициент электронной теплоемкости.

$$\text{Тогда } \Delta E_0 = E_0 - E_{00} = \int_T^{T_0} C_V(T) dT = C_{V_0}(T_0 - T_{00}) + \frac{\beta}{2}(T_0 - T_{00})^2.$$

Решая это уравнение относительно $(T_0 - T_{00})$, получим выражение для T_0 :

$$T_0 = T_{00} + \frac{2\Delta E_0}{\frac{3R}{A} \left[\sqrt{1 + \frac{2\Delta E_0 \beta}{\left(\frac{3R}{A}\right)^2}} + 1 \right]}. \quad (7.56)$$

Это выражение замыкает систему уравнений для вычисления температуры на ударной адиабате.

Результаты расчетов зависимостей температур от давления, выполненных для алюминия, тантала и вольфрама по соотношениям (7.51–7.56), приведены на рис. 7.46, для других металлов в таблицах книги [47]. На этом же графике представлены расчетные зависимости по УРС металлов с эффективным учетом ионизации [48] и экспериментальные данные для ударно-сжатого тантала [34], которые, как видно из графика, занимают промежуточное положение между двумя расчетными зависимостями.

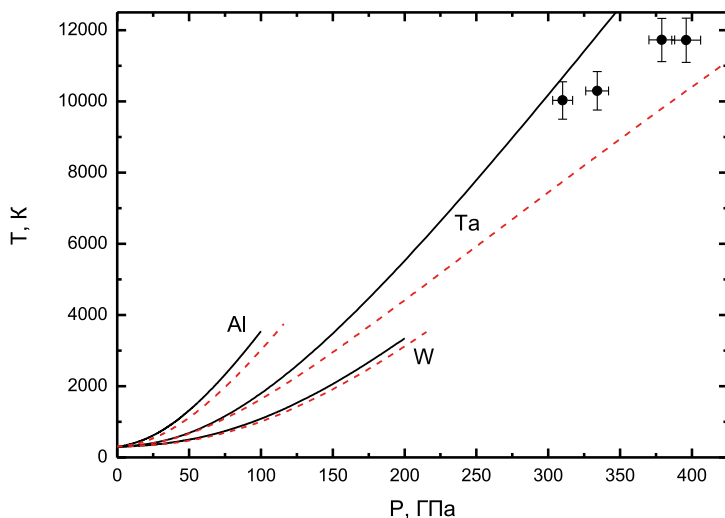


Рис. 7.46. Зависимости температур от давления на ударных адиабатах Al, Ta и W.
 - - - - - расчет по формулам (7.50–7.56)-6); — — — — — расчет по УРС [48];
 маркеры — эксперимент [34]

7.7. АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ТЕМПЕРАТУР

Как уже отмечалось, характерная особенность измерений температур в непрозрачном ударно-сжатом материале пирометрическими методами заключается в том, что температура определяется на его поверхности, т. е. на контактной границе с окном. Однако для верификации УРС нужны значения «объемных» температур, т. е. внутренних температур, которые в настоящее время рассчитываются вдоль изэнтропы начиная от давления на границе образца с окном до давления за фронтом ударной волны. Существуют и другие нежелательные эффекты, влияющие на измерения температуры, например адгезия металла на окне, возможные нетепловые источники светового излучения, такого как фрактолюминесценция окна, которая может исказить пирометрический сигнал. Все это стимулирует развитие альтернативных методов диагностики температурных измерений. Рассмотрим некоторые из них.

7.7.1. Нейтронная резонансная спектроскопия

В качестве возможной объемно-температурной диагностической методики в ударно-волновых экспериментах в Лос-Аламосской лаборатории (США) разрабатывается и используется доплеровская нейтронная резонансная спектроскопия (НРС) [49], [50]. В выполненных в Лос-Аламосе экспериментах [49], результаты которых уточнены в [51], показана возможность измерения температур ударно-сжатых образцов молибдена при давлениях порядка 60–70 ГПа с точностью около 5 %, что для температуры является хорошим достижением. В России подобные эксперименты пока не проводились.

Физические основы метода НРС базируются на использовании импульсного протонного пучка, направляемого на специальную мишень, в которой создается высокоинтенсивный поток нейтронов с энергиями масштаба десятков эВ. При прохождении через исследуемый образец нейтроны рассеиваются (поглощаются) на специально введенных в образец ядрах с узкими линиями поглощения при энергиях в диапазоне 10–50 эВ. Положение и ширина линии поглощения определяются по спектру нейтронов, измеряемому по времени пролета. При движении исследуемого образца относительно источника линия смещается, а при разогреве образца — уширяется. В этом заключается общая концепция метода. Рассмотрим ее более подробно.

Когда нейтроны от импульсного источника проходят через поглотитель, спектр времени пролета (ВП) прошедшего пучка обогащается (получает) серией узких провалов. Провалы, которые уникальны для каждого изотопа, вызваны захватными резонансами в поперечном сечении поглотителя. Для изолированного резонанса поперечное сечение имеет форму Брейта — Вигнера и задается выражением

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_0}{4} \frac{\Gamma^2}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (7.57)$$

где σ_0 — поперечное сечение резонанса и Γ — ширина резонансного уровня [49], E — нейтронная энергия относительно ядер мишени, E_0 — энергия резонанса.

Тепловое движение ядер увеличивает ширину резонанса. Поперечное сечение, усредненное по температуре, при температуре T получается при свертке статического поперечного сечения (формула (7.57)) с распределением скорости $G(v, T)$ ядра мишени:

$$\sigma(v, T) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(v') G(|v - v'|, T) dv', \quad (7.58)$$

где $G(v, T)$ зависит от распределения фононов для твердого тела и переходит к распределению Максвелла — Больцмана при высоких температурах. Если скорости ядер мишени намного меньше, чем скорости нейтронов, то G можно хорошо аппроксимировать Гауссианом с полушириной $1/e$, $\Delta = 2\sqrt{(EkT/A)}$, где A — атомный вес и k — постоянная Больцмана.

Из выражений (7.57, 7.58) следует, что кроме уширения резонанса при увеличении температуры образца также есть очевидный сдвиг в энергии резонанса за счет объемного направленного движения материала. Такое движение материала имеет место, в частности, в ударно-волновых экспериментах. Поэтому, измеряя уширение резонанса и его сдвиг по сравнению со статической картиной времяпролетного спектра нейтронов, можно получить, с определенной точностью, температуру изучаемого образца и его скорость. При динамическом измерении температуры термодинамическое состояние образца должно оставаться постоянным при прохождении нейтронов резонансных энергий через поглотитель в образце. Это накладывает определенные требования на ширину зондирующего нейтронного импульса и нагружающее исследуемый образец устройство. Полуширина зондирующего импульса должна быть меньше времени нахождения нагруженного образца при определяемой ударно-волновой температуре.

В американских исследованиях [49] одиночные импульсы протонов с энергией 800 МэВ с протонного накопительного кольца Лос-Аламосского ускорителя (LANSCE Proton Storage Ring) попадали на мишень из ^{238}U , которая примыкала к CH_2 — замедлителю и была окружена бериллиевыми отражателями. Каждый импульс протонов имел полуширину в 125 нс и производил порядка 5×10^{14} нейтронов в секунду с поверхности мишенного устройства.

В динамических экспериментах, схема которых представлена на рис. 7.47, образец и ВВ были заключены в стальную камеру с окнами толщиной 2 см. Образец размещался на расстоянии 0,96 м от модератора (источника нейтронов — генерирующей сборки), и нейтроны, прошедшие через образец, регистрировались на расстоянии 23 м от источника с помощью системы детектирования из 11 расположенных рядом друг с другом стеклянных сцинтилляторов с добавлением диска из изотопа ^6Li , толщиной 1 см и диаметром 12,7 см. Стеклянные сцинтилляторы были соединены с фотоэлектронными умножителями.

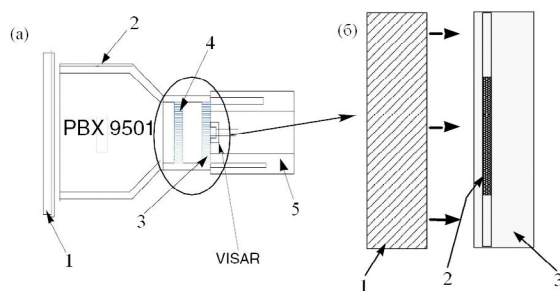


Рис. 7.47. Схема экспериментальной сборки. а): 1 — система инициирования, корпус, 2 — образец из Мо, 3 — ударник из Al, 4 — оргстекло; б) увеличенный вид алюминиевого ударника и образца: 1 — ударник из Al, 2 — Мо с 1,7 % ат. ¹⁸²W, 3 — образец из Мо

В динамических экспериментах использовалось порядка 400 г ВВ PBX 9501 (состав, близкий к октогену) для разгона цилиндрического алюминиевого ударника толщиной 6 мм, диаметром 63,5 мм, длина свободного пролета которого составляла 15 мм. До соударения с молибденовым образцом ударник достигал скорости $\sim 3,6$ км/с. Молибденовый образец представлял собой слоистый диск толщиной 6 мм и диаметром 63,5 мм (слой 1 мм на лицевой поверхности и слой 4 мм на тыльной поверхности диска из чистого молибдена). В центральной части внутреннего слоя толщиной 1 мм размещался диск из молибдена с примесью изотопа ¹⁸²W с содержанием 1,7 % по атомам. В качестве индикаторной резонансной добавки использовался изотоп ¹⁸²W с резонансом $E_{\text{рез.}} = 21,1$ эВ. Центральный диск окружало внешнее кольцо из чистого молибдена. В молибдене создавалось ударное давление ~ 63 ГПа, при этом в диске с примесью создавалось постоянное давление и температура примерно в течение 1,0 мкс. Полуширина нейтронного зондирующего импульса мишенного устройства (р-п-конвертера) не превышала 200 нс (при полуширине протонного импульса 125 нс).

На рис. 7.48 приведены результаты статического и динамического экспериментов с образцом из молибдена с примесью ¹⁸²W с 1,7 % по атомам.

На рисунке отмечен резонанс при 21,1 эВ и провал при 385 мкс — это 18,8 эВ резонанс в ¹⁸⁶W, который является загрязняющей примесью в ¹⁸²W. Нижняя кривая — спектр, полученный при ударном нагружении образца. Нейтронный поток в месте расположения детектора после детонации значительно ниже, чем до детонации, из-за наличия продуктов взрыва на пути нейтронного пучка. На рис. 7.46 б видно смещение и уширение резонанса ¹⁸²W (21,1 эВ) при ударно-волновом нагружении молибдена.

Для отработки системы регистрации, канала вывода излучения и калибровки методики НРС в целом использовались статические эксперименты. В серии статических пусков методом НРС определялась температура фольги из чистого вольфрама ¹⁸²W, которую нагревали в печи, а для контроля температуры фольги использовалась термопара. Измерения были проведены при показаниях термопары 301, 625 и 929 К. Полученные значения составили (310 ± 12) К, (612 ± 12) К и (945 ± 16) К соответственно, что согласуется с показаниями термопары и говорит об относительной точности измерений температуры методом НРС порядка ~ 2 % на уровне 1000 К.

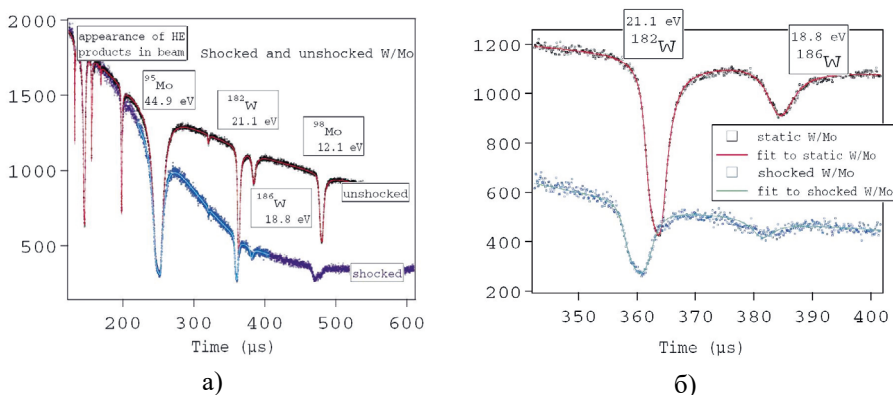


Рис. 7.48. Результаты статического и динамического времяпролетных спектров в экспериментах с образцами из молибдена с примесью (а). (б) — аппроксимация данных в увеличенном масштабе. По горизонтали отложено время в мкс. Верхняя кривая — среднее значение по пяти спектрам при комнатной температуре, взятым до детонации ВВ

По двум динамическим экспериментам с молибденом методом НРС было получено: при массовой скорости $u_s \approx (0,97 \pm 0,2)$ км/с и давления $P = 63$ ГПа среднее значение температуры нагруженного образца $T_s \approx (875 \pm 46)$ К. Теория при массовой скорости $u_t = 0,97$ км/с дает температуру молибденового образца $T_T = 635$ К. Таким образом, расхождение между значениями, даваемыми теорией и экспериментом, составляет $\sim 1,4$ раза. Объяснение anomalously большой разницы в температурах между экспериментальным и теоретическим значениями дано в [51]. Учет сдвиговой прочности в УРС при $P = 63$ ГПа повышает расчетную температуру на 53 градуса. С другой стороны, расчетный анализ показал, что за счет эффектов недостаточно хорошего симметричного удара лайнера по мишени в целом измеренную методом НРС температуру можно снизить на 160 градусов. Таким образом, учет этих фактов приводит к согласованным значениям температур.

7.7.2. Комбинированные методы

Среди комбинированных представляют интерес методы: а) с одновременным использованием рамановской спектроскопии и пирометрических измерений, б) регистрации высокотемпературной линии плавления на основе измерений температур пирометром и измерений коэффициента отражения.

7.7.2.1. Рамановская спектроскопия и пирометрия

Прежде чем изложить суть использования рамановской спектроскопии в температурных измерениях, напомним о том, чем примечательны эффект Рамана и некоторые его следствия. Эффект был открыт в 1928 г. Г.С. Ландсбергом и Л.И. Мандельштамом на кристаллах и одновременно индийскими физиками Ч.В. Раманом и его студентом К.С. Кришнаном на жидкостях. Эффект Рамана заключается в рассеянии света веществом,

сопровождающимся изменением его длины волны, которое связано с колебаниями и вращениями молекул вещества. В основе рамановской спектроскопии лежит способность исследуемых систем к неупругому рассеянию монохроматического света. Рассеяние изменяет длину волны падающего света вследствие взаимодействия света с колебательными квантами рассеивающей молекулы. Оно относится к комбинационному рассеянию света (КРС). В практике спектроскопии КРС используют такие понятия, как стоксовы и антистоксовы линии. Стоксова рамановская линия связана с переходом молекулы из нижнего на верхний колебательный уровень в результате поглощения и рассеяния кванта света. Переход молекулы с верхнего на нижний колебательный уровень относится к антистоксовой линии.

Использование рамановской спектроскопии в качестве температурной диагностики ударно-сжатых материалов основано на температурной зависимости отношений интенсивностей антистоксовых и стоксовых рассеянных пар линий для различных колебательных мод. Отношение интенсивностей дается уравнением, как функции температуры T :

$$\frac{I_{AS}(f_0)}{I_S(f_0)} = \frac{(f_0 + \Delta f)^4}{(f_0 - \Delta f)^4} \exp \frac{-h\Delta f}{kT}. \quad (7.59)$$

Здесь I_{AS} и I_S — сдвиг антистоксовых и стоксовых линий интенсивностей, f_0 и Δf — сдвиг частот лазерного зонда и рамановского рассеяния, h и k — постоянные Планка и Больцмана.

Исследование согласованности экспериментальных результатов, получаемых методами рамановской спектроскопии и пирометрии, проведено в работе [52]. В качестве тестового материала выбран толуол 99,9%-ной чистоты, прозрачный в видимом свете. Схема эксперимента представлена на рис. 7.49.

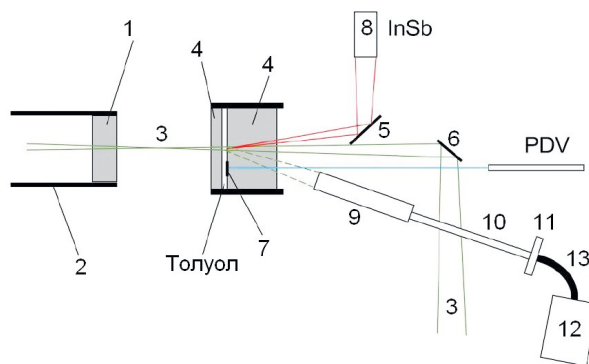


Рис. 7.49. Схема эксперимента по одновременному измерению рамановского рассеяния и светового потока в тонком образце толуола: 1 — сапфировый ударник, разгоняемый либо легкогазовой пушкой, либо пороховой; 2 — метаемый объект; 3 — слабосходящийся лазерный пучок, сфокусированный в пятно $d = 2$ мм на образце толуола; 4 — сапфировые окна; 5 — золотое зеркало для инфракрасной пирометрии; 6 — зеркало для падающего лазерного пучка; 7 — отражатель для PDV; 8 — инфракрасный фотодетектор (InSb); 9 — система для передачи света рамановского рассеяния в световод (10); 10 — световод; 11 — фильтр с $\lambda = 532$ нм для отсечки рассеянного лазерного излучения; 12 — рамановский спектрометр; 13 — пучок оптоволоконной передачи света от световода (10) до спектрометра (12)

В качестве нагружающего устройства использовалась одноступенчатая легкогазовая пушка, которая разгоняла сапфировый ударник до скорости приблизительно 400 м/с. При его ударе по сэндвичу, состоящему из двух сапфировых окон и расположенному между ними жидким образцом толуола, в образце создавалось давление около 2 ГПа, которое за счет последующих ревербераций возрастало до 9 ГПа.

Для возбуждения стоксового и антистоксового излучений использовался CFR-импульсный лазер (длина волны 532 нм, энергия 120 мДж/на импульс), сфокусированный на образце в пятно диаметром 2 мм. Другие подробности измерений с использованием спектрографа приведены в ранее цитированной работе [52].

В пирометрических измерениях использовался детектор на основе сурьмянистого индия, спаренного с обычным трансимпедансным усилителем. Разработанная система способна измерять температуру около 400 К. На рис. 7.50 приведены измеренные в толуоле температуры как функции времени.

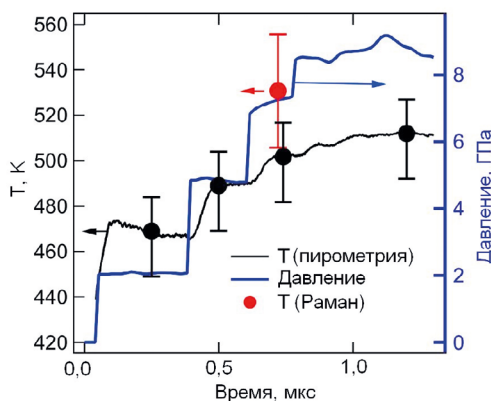


Рис. 7.50. Зависимости давления и температуры в толуоле от времени. Температуры, измеренные пирометром с соответствующими ошибками, — черные точки; давления в толуоле — синяя линия — рассчитаны по скоростям движения контактной границы, измеренной PDV-датчиками; красная точка — температура, измеренная методом рамановской спектроскопии в момент времени запуска лазерного импульса. Разновременность между полученными наборами данных составила менее 10 нс

За счет реверберации волн между двумя поверхностями толуолового образца происходит ступенчатый рост давления и температуры. Следовательно, могут быть два значения температуры в пределах толщины образца, на каждой его стороне, от которой распространяется ударная волна. Толуол имеет высокую излучательную способность, так, что пирометрические измерения температуры проводятся вблизи окна, т. е. там же, где измеряется скорость движения границы окна. Поскольку лазер запускается как раз перед тем, как ступенька давления достигнет задней поверхности окна, температура задней поверхности окна немного ниже «объемной» температуры, измеренной спектрометром. Температура толуола, измеренная рамановской диагностикой вблизи времени достижения пикового давления, равна 530 ± 25 К, а при пирометрических измерениях $496 + 15-20$ К. Таким

образом, результаты, полученные независимыми методиками, согласуются в пределах точности измерений.

7.7.2.2. Определение линии плавления по измерениям температуры и коэффициента отражения

Как уже отмечалось ранее, измерение параметров плавления ударно-сжатых металлов представляет достаточно сложную задачу. Часто существуют значительные рассогласования — иногда в тысячи градусов — в локализации границ плавления по теоретическим расчетам и статическим или динамическим измерениям. В связи с этим разрабатываются новые и улучшаются прежние методики выявления границ плавления ударно-сжатых металлов. Ниже дается описание новой методики, проверенной авторами работы [53] в исследованиях с оловом. Для определения температуры ударно-сжатого олова на большом участке кривой плавления на контактной границе между образцом олова и прозрачным окном авторы [53] использовали пирометрические измерения в сочетании с измерениями коэффициента отражения.

На рис. 7.51 приведена схема экспериментальной диагностики [53]. Для разгона медного ударника толщиной 1,3 мм и диаметром 32 мм, прикрепленного к поддону из полимера, до скоростей от 1,7 до 2,3 км/с использовалась одноступенчатая пороховая пушка.

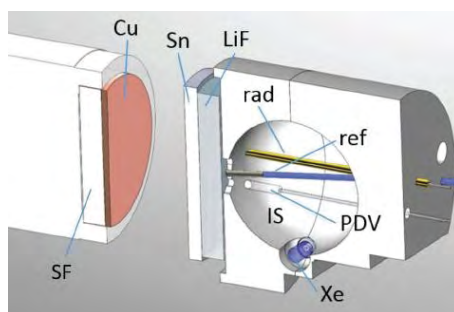


Рис. 7.51. Схема измерений излучательной способности и энергетической яркости. Медный ударник, установленный на полимерном поддоне (SF), разгоняется пороховой пушкой и тормозится на образце из олова. На противоположной стороне образца расположено окно из LiF и, при измерении излучательной способности, интегрирующая сфера (ИС). Скорость контактной поверхности олова — LiF измерялась при помощи PDV-датчиков. В экспериментах по измерению температуры световой поток передавался при помощи световода с $\varnothing = 400$ мкм на набор преобразователей. Каждый детектор содержал полосовой фильтр и высокоскоростной фотодетектор. Ксеноновая импульсная лампа использовалась для освещения полости интегрирующей сферы в экспериментах по измерению излучательной способности. Свет от импульсной лампы отражался от стен сферы, затем от поверхности олова — LiF, собирался световодом $\varnothing = 1$ мм и направлялся на те же самые или подобные преобразователи. Далее излучательная способность определялась исходя из коэффициента отражения. На этом рисунке приведен эксперимент, в котором одновременно были измерены и коэффициент отражения (4E), и энергетическая яркость (4R). Световод, измеряющий энергетическую яркость, был смещен от центра и от отверстия в ИС, как показано на рисунке. Этот световод был помещен в стальную трубку для минимизации засветки от импульсной лампы. Во всех остальных экспериментах энергетическая яркость (без ИС, лампы) или излучательная способность измерялись раздельно

Окно из фторида лития приклеивалось тонким слоем клея толщиной 2–4 мкм к образцу олова. Клей и окно из LiF являются прозрачными и неэmissionными при ударных давлениях ниже 70 ГПа. Элементы диагностики для регистрации излучательной способности и светимости монтировались за окном. Пирометр имел два канала с длинами волн около 1300 и 1600 нм. Для измерения динамической излучательной способности (коэффициента отражения) контактной границы олово — LiF использовалась методика интегрирующей сферы [54, 55], приведенная на рис. 7.51. Свет от ксеноновой лампы-вспышки через интегрирующую сферу попадал на детектор с двумя длинами волн 1300 и 1550 нм. В каждом опыте PDV-датчиком регистрировалась скорость движения контактной поверхности между образцом и окном.

Значения скоростей ударников в опытах были выбраны такими, чтобы олово на контактной границе находилось при высоких давлениях, соответствующих твердой γ -фазе. После удара медного ударника по образцу из олова в ударнике и образце формируются распространяющиеся в разные стороны ударные волны, одна из которых при выходе на тыльную сторону ударника отразится назад в виде волны разрежения. Эта волна достигнет контактной границы через 300 нс после образования в ударнике и образце ударных волн. Начальная ударная волна увеличивает энтропию в олове, но вдоль изэнтропы остается постоянной, и, если начальная ударная температура достаточно близка к температуре на кривой плавления, изэнтропа пересечет ее. При этом олово вначале попадает в область смешанных твердых и жидких фаз при температуре плавления и соответствующем давлении. Пока давление и температура продолжают падать, область плавления, охваченная изэнтропой расширения, увеличивается, и доля жидкой фракции в фазовой смеси возрастает. В представленной постановке экспериментов темп снижения давления на изэнтропе достаточно низкий (около 75 ГПа/мкс), и он определяет временное разрешение методики. В таблице 7.8 приведены ударные параметры для четырех опытов по измерению светимости (R) и четырех опытов по излучательной способности (E).

Таблица 7.8. Ударные параметры в опытах по измерению энергетической яркости и излучательной способности

№ опыта	Скорость ударника из Cu, км/с	Давление в олове, ГПа	Скорость контактной границы, км/с	Начальное давление на контактной границе, ГПа	Давление в начале плавления, ГПа	Температура в начале плавления, К
1R	1,727	31,0	1,258	22,5	NA	NA
2R	1,965	36,7	1,424	26,3	13,1	1173
3R	2,108	40,3	1,516	28,7	18,9	1424
4R	2,290	45,0	1,649	32,1	29,6	1821
1E	1,829	33,4	1,319	24,2		
2E	1,961	36,6	1,413	26,3		
3E	1,973	36,8	1,427	26,5		
4E	2,290	45,0	1,649	32,1		

Приведенные в таблице 7.8 давления на контактных границах определены на момент входа ударных волн в окна LiF, а давления и температуры

в начале плавления определены по спаренным измерениям коэффициентов отражения и светимости.

Ударные давления рассчитывались исходя из измеренных скоростей движения контактных границ и известной ударной адиабаты окна из фторида лития.

На рис. 7.52 приведены данные по измерению энергетической яркости и скорости движения контактной границы в опыте 2R и коэффициента отражения и той же скорости в опыте 2E при начальном давлении на контактной границе 26,3 ГПа.

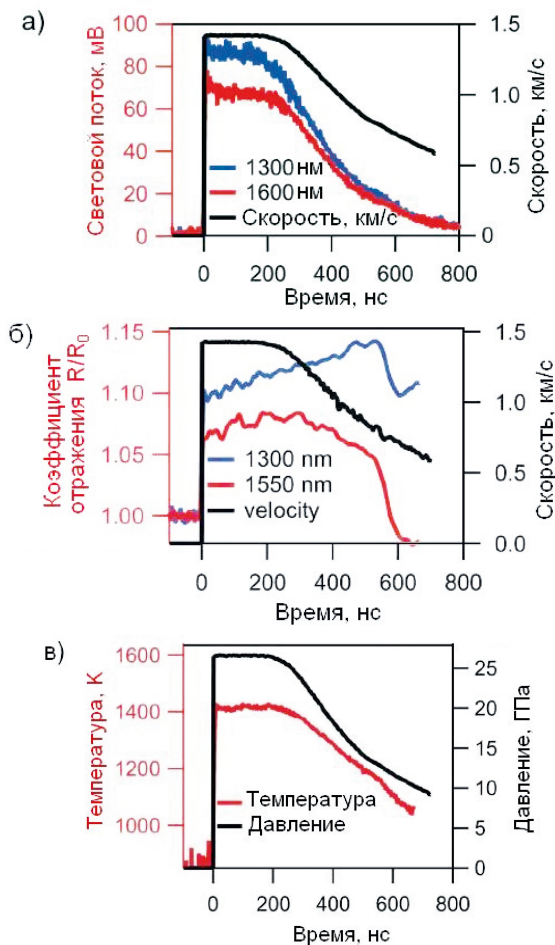


Рис. 7.52. а) Измеренная скорость и световой поток (мВ) в эксперименте 2R. б) Измеренные скорость и отношение динамического и статического коэффициента отражения в эксперименте 2E. Ударная волна выходит на контактную поверхность в момент времени 0, и экспериментальная запись прекращается, когда ударная волна выходит на свободную поверхность окна в момент времени ~ 700 нс. Начало плавления видно в момент времени 580 нс на графике коэффициента отражения и менее очевидно на графике светового потока. в) Измерения светового потока и коэффициента отражения объединены для получения зависимости температуры от времени

Из рис. 7.52 можно видеть последовательность этапов работ по определению температур в олове. Вначале проводят измерения динамического коэффициента отражения R , по соотношению $\varepsilon = 1 - R$ определяется динамическая излучательная способность ε , и далее, с использованием закона Планка, определяется зависимость температуры от времени. Погрешности измеренных на контактных поверхностях температур оцениваются на уровне $\pm 4\%$ и менее.

На рис. 7.53 приведены спадающие справа налево измеренные температурные зависимости от давления вдоль изэнтроп расширения для всех опытов таблицы 7.8.

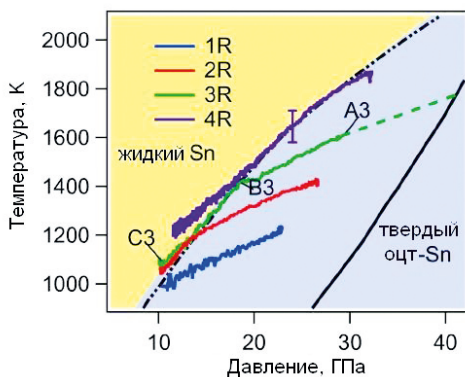


Рис. 7.53. Зависимость температуры от давления на изэнтропах разгрузки (сплошные цветные линии). Экспериментальная запись начинается, когда ударная волна выходит на контактную поверхность олово — LiF (точка A3 в эксперименте 3R). Ударно-сжатое состояние существует около 300 нс, после чего волна разгрузки начинает разгружать контактную поверхность олово — LiF (справа налево). В эксперименте 3R в точке B3 изэнтропа пересекает кривую плавления, изменяя наклон разгрузки. Последующая разгрузка происходит вдоль кривой плавления, пока начальная ударная волна не выходит на свободную поверхность окна из LiF, тем самым прекращая полезную запись в точке C3. Ошибка на кривой 4R показывает абсолютную ошибку температуры порядка $\sim 4\%$, что типично для всех измерений. (Шум в разных точках в одном эксперименте и ошибка относительной разницы температур в разных экспериментах намного меньше, чем 4%). Граница между жидкостью (желтая часть слева) и твердой фазой (голубая часть справа) определена по описанию Саймона — Глатцеля отрезков путей экспериментальной разгрузки, которые предположительно находятся на кривой плавления. Черная пунктирно-штриховая линия — расчет Мабири и Херейля [56], который согласуется с результатами экспериментов, хотя при самых низких давлениях он находится на нижнем пределе экспериментальной ошибки. Сплошная черная линия — расчет ударной адиабаты Мабири и Херейля. Разгрузка олова из ударно-сжатого состояния до состояния после выхода ударной волны на контактную границу олово — LiF не регистрируется в эксперименте, поэтому приведенный на рисунке путь разгрузки начинается при более низких давлениях, чем на ударной адиабате (см. пунктирную зеленую кривую для эксперимента 3R)

Из приведенных данных видно, что разработанный авторами [53] метод позволяет определить непрерывный сегмент кривой плавления. Преимущество данного метода по сравнению с другими ударно-волновыми методами заключается в том, что здесь не только измеряется давление на линии плавления, но и температура на ней.

7.8. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УДАРНО-СЖАТЫХ МАТЕРИАЛОВ

7.8.1. Коэффициент отражения света

Спецификой взрывных экспериментов является необходимость проведения измерения со стороны той части образца, которая еще не охвачена ударной волной. Если исключить собственное температурное излучение, то информацию об оптических свойствах веществ, сжимаемых в ударной волне, можно получить по регистрации отраженного света. Для исследования оптических свойств веществ в условиях взрывного эксперимента С.Б. Кормером с сотрудниками развит метод отражения света от движущихся оптических границ [57]. Такими границами могут являться:

- ФУВ в прозрачном веществе;
- граница двух сжатых веществ, имеющих различные показатели преломления;
- движущаяся свободная поверхность вещества, по которому прошла ударная волна.

В идеализированном представлении ФУВ можно рассматривать как бесконечно тонкую поверхность разрыва между покоящимся и движущимся веществом. В действительности из-за влияния вязкости и других релаксационных процессов ФУВ имеет конечную ширину. Чтобы ФУВ отражал свет, его толщина δ должна быть много меньше длины волны падающего света λ . Это позволяет разрешать размытие фронта порядка сотни ангстрем, что недоступно каким-либо другим способом.

Особенности метода позволили впервые установить, что ФУВ для конденсированных веществ обладает высокой степенью зеркальности [58]. Оказалось далее, что гладкость ФУВ является устойчивой, так как искусственные возмущения приводят лишь к его кратковременному искажению и быстрому сглаживанию [59].

Методом отражения света обнаружено фазовое превращение вода — лед, происходящее в результате двукратного приложения давления с амплитудой первой волны 20–40 кбар [60]. Характерными признаками фазового превращения являются потеря прозрачности и диффузионное рассеяние за ФУВ. Выявленный фазовый переход имеет явно выраженный релаксационный характер.

Метод отражения света позволил также исследовать упругопластическую деформацию стекла, сжимаемого в ударной волне, структуру фронта в нем в зависимости от приложенных давлений [61].

Обнаружение гладкости детонационного фронта в жидком ВВ, химического разложения за ФУВ в CCl_4 , размытости ФУВ, распространяющейся по уже сжатому веществу, дополняет круг тех вопросов, исследование которых стало возможным благодаря развитому методу отражения.

Методика эксперимента. Схема эксперимента по регистрации отражения света от ФУВ приведена на рис. 7.54.

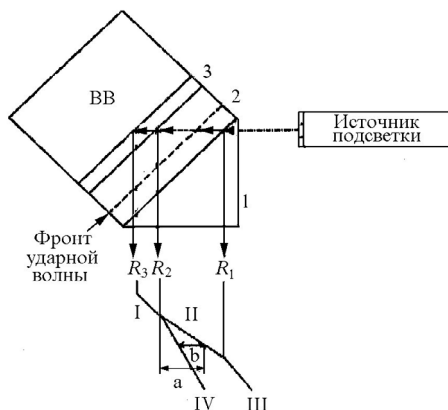


Рис. 7.54. Схема эксперимента для измерения коэффициента отражения света от ФУВ и показателя преломления прозрачных материалов

Исследуемое вещество 2 расположено между пластиной 3, контактирующей с ВВ, и стеклянной призмой 1. Излучение ФУВ от внешнего взрывного источника подсветки через призму 1 попадает в исследуемый материал. В качестве источника подсветки используется, как правило, свечение ФУВ в газообразном аргоне ($P_0 = 1$ атм). Временная синхронизация в эксперименте осуществляется так, чтобы волна в аргоне начала светиться несколько раньше, чем в исследуемом образце начнет распространяться ударная волна. При этом на фотохронограмме первоначально будут регистрироваться прямые линии, обозначающие отражение света от неподвижных границ (1–2), (2–3) и внутренней поверхности пластины (3), если эта пластина оптически прозрачна, а материалы 1, 2 и 3 имеют разные показатели преломления. С момента входа ударной волны в пластину, а затем в исследуемый образец свет будет отражаться от плоского ФУВ, а так как он движется, изображение щели источника подсветки, отраженное от фронта, будет перемещаться по пленке. В момент выхода ударной волны на внешнюю поверхность образца отражение от фронта сольется с отражением от границы (1–2).

Если материалы 2 и 3 после сжатия в ударной волне остаются прозрачными, то на фотохронограмме будет регистрироваться и отражение света от движущихся оптических границ (1–2) и (2–3). На рис. 7.54 графически показаны отраженные лучи, которые могут быть зарегистрированы в данной постановке.

Для определения коэффициента отражения света от ФУВ необходимо либо знать отношение интенсивностей отраженного и падающего световых потоков, либо одновременно со светом, отраженным от ФУВ, регистрировать отражение того же пучка света от неподвижной оптической границы (репера), отражательная способность которой известна.

Обратимся к схеме, приведенной на рис. 7.54. В данной постановке отражение света от любой из неподвижных границ R_1 , R_2 и R_3 можно считать реперным. Если снять микрофотограмму, соответствующую некоторому моменту времени t , то можно измерить, например, отношение световых потоков I_1/I_{II} и, следовательно, определить коэффициент отражения от ФУВ.

Тогда при известном коэффициенте отражения света R_1 от реперной границы (1–2) коэффициент отражения света от ФУВ $R_{\text{ув}}$ вычисляется по формуле

$$R_{\text{ув}} = \frac{I_{\text{II}}}{I_{\text{I}}} \frac{R_1}{(1 - R_1)^2}. \quad (7.60)$$

На рис. 7.55 приведена типичная фотохронограмма, полученная при измерении отражательной способности ФУВ в прозрачном материале. Фотохронограмма полностью соответствует постановке эксперимента, описанной выше.

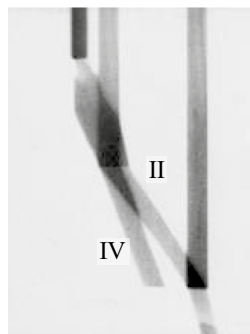


Рис. 7.55. Фотохронограмма эксперимента

Данным методом была исследована отражательная способность ФУВ во многих веществах — как жидких, так и твердых, оптически прозрачных в исходном состоянии [10, 62, 63]. Разрешающая способность метода в условиях взрывного эксперимента, по данным авторов [10], составляет $R \geq 10^{-3}$. Погрешность отдельного измерения при определении коэффициента отражения $\Delta R/R \approx \pm(5-10)\%$.

При высоких давлениях и температурах фронта ~ 10000 К измерение отражения с помощью внешней подсветки практически невозможно, так как ее яркость становится сравнимой с яркостью ФУВ. В этом случае для измерения отражения можно использовать собственное свечение фронта. Данный способ по предложению Зельдовича был использован в работе [14]. Схема эксперимента по измерению отражательной способности ФУВ с использованием его собственного свечения приведена на рис. 7.56.

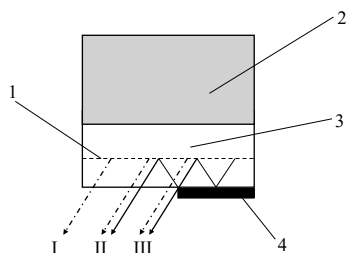


Рис. 7.56. Схема измерения коэффициента отражения света с использованием собственного излучения ФУВ: 1 — ФУВ; 2 — ВВ; 3 — исследуемое вещество; 4 — зеркало

В экспериментальном устройстве исследуемое вещество с одной стороны находится в контакте с ВВ, а с другой до середины прикрыто зеркалом, имеющим коэффициент отражения ξ . Коэффициент отражения света η от ФУВ можно определить, сравнивая яркость фронта на отдельных участках.

Как видно из рисунка, на участке I–II регистрируется собственное свечение ФУВ, а на участке II–III собственное свечение фронта и свет, отраженный от зеркала. Пусть яркость ФУВ I_0 . Тогда свет, отраженный от зеркала с коэффициентом отражения ξ и упавший обратно на фронт, будет иметь яркость $I_0\xi(1-r)^2$, где r — коэффициент отражения света от свободной границы исследуемого вещества. Суммарная яркость участка фронта, отражающая с коэффициентом η свет, идущий от зеркала, будет

$$I = I_0 [1 + \xi\eta(1-r)^2]. \quad (7.61)$$

Определив отношение яркости собственного свечения ФУВ к яркости участка, отражающего свет от зеркала, из формулы (7.61) можно определить η — коэффициент отражения света от ФУВ.

По этой схеме в работе [40] был получен коэффициент отражения $\eta = 13\%$ от ФУВ в жидком криптоне при давлении $P = 76,1$ ГПа.

7.8.2. Показатель преломления оптически прозрачных материалов

Анализ фотохронограмм, приведенных на рис. 7.55, позволяет сделать следующие выводы:

а) Изменение характеристик вещества происходит скачком, причем ширина переходной области — толщина фронта ударной волны — меньше длины волны падающего света. Это подтверждается фактом регистрации отражения света от фронта ударной волны.

б) Фронт ударной волны является гладким и отражение света — зеркальным, что подтверждается отсутствием диффузного фона на фотохронограмме и отсутствием размытия изображения щели, отраженного от фронта ударной волны.

Это означает, что отражательная способность однозначно определяется изменением показателя преломления во фронте ударной волны и что этот факт может быть использован для его измерения.

Фотохронограмма типичного эксперимента, приведенная на рис. 7.55, воспроизводит развитие процесса во времени. Расстояние между лучами II и IV, соответствующими отражениям от фронта ударной волны и от границы (2–3) в некоторый момент времени t , определяется толщиной слоя образца, сжатого в ударной волне, и углом φ , под которым свет проходит этот слой, т. е. от значения показателя преломления сжатого образца. Отсюда следует, что, измерив расстояние ($a-b$) между лучами на фотохронограмме, при известной степени сжатия в ударной волне можно вычислить показатель преломления сжатого вещества.

Запишем формулу для вычисления показателя преломления вещества, сжатого в ударной волне:

$$\frac{n_3^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi}{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi} = \left(\frac{\mu}{\sigma} \right)^2, \quad (7.62)$$

где $\mu = a/b$, φ — угол падения света на основание призмы, n_1 — показатель преломления материала призмы, n_2 — показатель преломления исследуемого вещества перед фронтом ударной волны, n_3 — показатель преломления вещества, сжатого в ударной волне, а σ — сжатие вещества.

На измерение показателя преломления по ходу лучей совершенно не оказывает влияния переходный слой на фронте ударной волны, ширина которого много меньше толщины сжатого слоя вещества.

Таким образом, для веществ, остающихся прозрачными при сжатии, можно определить показатель преломления в сжатом состоянии непосредственно по регистрации хода лучей, отраженных от границ сжатого вещества. Эта же схема опыта позволяет определить, остается ли вещество прозрачным после ударного сжатия.

Развитым методом измерялся показатель преломления ударно-сжатых веществ с точностью $\Delta n/n \cong \pm 0,5\%$. Исследовались — вода, бензол, толуол, этиловый спирт, ацетон, четыреххлористый углерод, ионные кристаллы LiF, NaCl, CsBr, CsI, KCl, KBr и оптическое стекло ТФ-5 [62].

Жидкие диэлектрики. Зависимость показателя преломления жидких диэлектриков от степени сжатия приведена на рис. 7.57 [63, 58]. Из рисунка следует, что все экспериментальные данные можно описать единой зависимостью вида:

$$n = n_0 + \left(\frac{dn}{d\sigma} \right) (\sigma - 1), \quad (7.63)$$

где $\sigma = \rho/\rho_0$ — сжатие, n_0 — значение показателя преломления при нормальных условиях, а величина производной $(dn/d\sigma)$ для каждой жидкости своя.

С достаточно хорошим приближением для всех исследованных жидкостей $(dn/d\sigma) = (n_0 - 1)$. Как легко заметить, в этом случае наилучшее описание экспериментальных значений показателя преломления от плотности достигается эмпирической зависимостью Глэдстона — Дэйла:

$$\frac{(n-1)}{\rho} = \text{const}, \quad (7.61)$$

чем зависимостями:

$$\text{Лоренца — Лорентца} — \frac{(n^2 - 1)}{(n^2 + 2)\rho} = \text{const} \quad (7.62)$$

$$\text{или Друде} — \frac{(n^2 - 1)}{\rho} = \text{const}. \quad (7.63)$$

Это расхождение может быть связано с уменьшением удельной поляризуемости материалов при сжатии. Отметим также, что приведенные зависимости $n(\sigma)$ не учитывают температурную зависимость показателя преломления.

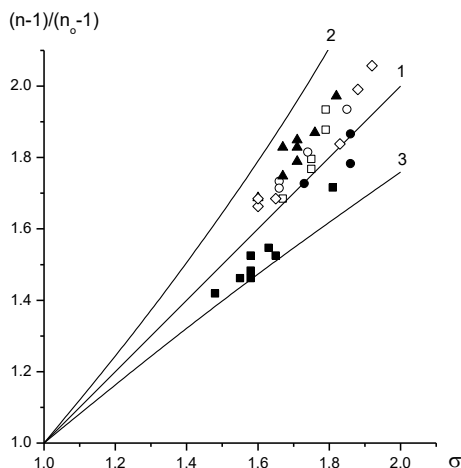


Рис. 7.57. Зависимость показателя преломления жидких диэлектриков от степени сжатия. Эксперимент [55, 58]: ■ — глицерин, □ — этиловый спирт, ● — ацетон, ○ — бензол, ◇ — четыреххлористый углерод, ▲ — толуол. Расчет для среднего значения $n_0 = 1,44$: 1 — по (7.40), 2 — по (7.41), 3 — по (7.42)

Ионные кристаллы. Методами, изложенными выше, исследовались оптические свойства ударно-сжатых щелочно-галогидных соединений. На рис. 7.58 приведены экспериментальные зависимости показателя преломления от степени сжатия для монокристаллов CsBr (1) и LiF (2), не претерпевающих полиморфных превращений в исследованной области давлений [63]. Вертикальными линиями выделена область плавления монокристалла CsBr в ударной волне, определенная по расчетам [41].

Аналогичный вид имеют зависимости $n(\sigma)$ и для других кристаллов: NaCl, KCl, KBr, CsJ.

Оказалось, что зависимость показателя преломления от плотности можно записать в виде (7.59) с постоянным наклоном $\left(\frac{dn}{d\sigma}\right) = \text{const}$ для каждого кристалла. В отличие от жидкостей для ионных кристаллов:

$$(dn/d\sigma) < (n_0 - 1).$$

Изменения показателя преломления $(dn/d\sigma)$ с ростом плотности приведены на рис. 7.59. Как видно из рисунка, значения $(dn/d\sigma)$ для ионных кристаллов оказались существенно ниже значений, получаемым по соотношениям Глэдстона — Дэйла, Лоренца — Лорентца или Друде.

Экспериментальные исследования [63] охватили область плотностей не только твердой, но и жидкой фазы, когда за счет разогрева на фронте ударной волны происходит плавление ионных кристаллов. Измерения показали, что при плавлении в сжатом состоянии как показатель преломления, так и его производная резко возрастают (см. рис. 7.64). Тем не менее, для каждой из фаз в широком диапазоне плотностей могут быть приняты единые зависимости вида:

$$n = n_0 + \left(\frac{dn}{d\sigma}\right)(\sigma - 1), \text{ где } \left(\frac{dn}{d\sigma}\right)_{\text{ж}} > \left(\frac{dn}{d\sigma}\right)_{\text{ТВ}},$$

которые имеют общую точку при $\sigma \approx 1$. Этим можно объяснить кажущееся противоречие между тем, что при атмосферном давлении плавление приводит к уменьшению показателя преломления, а при сжатии — к увеличению.

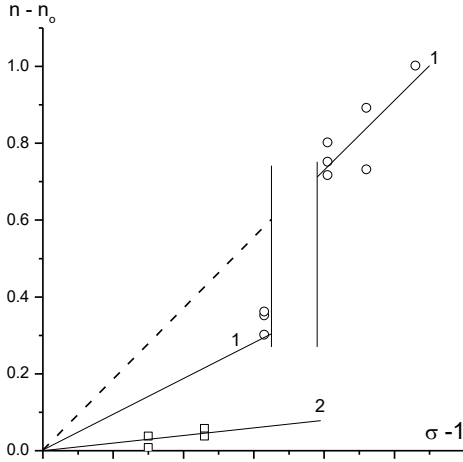


Рис. 7.58. Зависимость показателя преломления CsBr (○) и LiF (□) от степени сжатия. Заштрихована область плавления CsBr в ударной волне по расчетам [5]

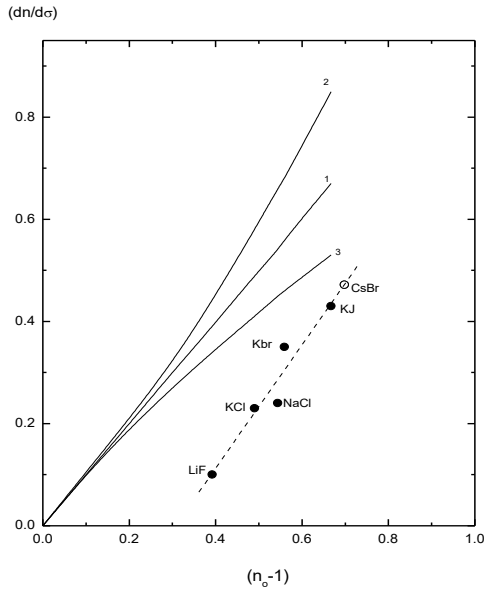


Рис. 7.59. Сравнение экспериментальных значений $(dn/d\eta)$ для ударно-сжатых ионных кристаллов с расчетными соотношениями (7.60) — 1, (7.61) — 2 и (7.62) — 3: ----- — интерполяция экспериментальных данных

Экспериментальные результаты, свидетельствующие о том, что при ударном сжатии показатель преломления ионных кристаллов растет меньше, чем это следует из теоретических представлений, авторы [63] связали с уменьшением электронной поляризуемости атомов.

7.8.3. Коэффициент поглощения света

Исследования оптических свойств ионных кристаллов [10] показали, что при ударном сжатии до давлений 70 ГПа практически все кристаллы, за исключением LiF, теряют свою прозрачность. Коэффициенты поглощения кристаллов KBr, KCl, NaCl и CsBr получены в работах [13, 21–23].

Экспериментально в [12] регистрировалось нарастание яркости излучения в зависимости от времени при распространении ударной волны по образцу NaCl, которое связывалось с увеличением слоя вещества, сжатого ударной волной, и его прозрачностью.

Как известно, интенсивность излучения плоского слоя в направлении нормали описывается выражением

$$I = I_0 [1 - \exp(-\alpha l)] = I_0 [1 - \exp(-\alpha(D-u)t)]. \quad (7.64)$$

Здесь I_0 — интенсивность излучения оптически плотного слоя; $l = (D-u)t$ — толщина слоя ударно-сжатого вещества, t — время движения ударной волны по веществу. Из (7.60) легко получить выражение для оценки среднего значения коэффициента поглощения света α

$$\alpha = -[1/(D-u)t] \ln(1 - I/I_0), \quad (7.65)$$

где изменение интенсивности I/I_0 во времени определялось из осциллограмм, характерный вид которых показан на рис. 7.35, а D и u — из экспериментов по сжимаемости [64–66]. Одновременно в каждом эксперименте по амплитуде на участке насыщения сигнала (I_0) измерялась яркостная температура ударно-сжатого образца.

В экспериментах такого типа основное внимание обращается на начальный участок нарастания яркости излучения. Как отмечается в [21], сначала световой поток нарастает медленно, так как концентрация электронов N_e мала, а $\alpha \sim N_e$. Поэтому нарастание сигнала не отвечает зависимости (7.65). И только при увеличении N_e и соответствующем ему росте α световой поток возрастает, и закон этого нарастания совпадает с (7.39) при $\alpha = \text{const}$.

Впервые этот метод был использован в работе [9] при измерении коэффициента поглощения света в ударно-сжатых благородных газах.

В экспериментах [21–24] на длинах волн 4780 и 6250 Å коэффициенты поглощения для кристаллов NaCl, KCl, KBr и CsBr оказались близкими, но более чем в 100 раз превышали коэффициент поглощения при нормальных условиях ($\sim 0,05 \text{ см}^{-1}$). Полученные усредненные данные из измерений в двух спектральных интервалах приведены на рис. 7.60.

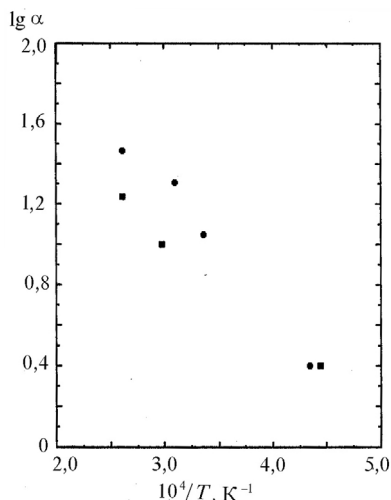


Рис. 7.60. Зависимость коэффициента поглощения света от температуры в ударно-сжатых ионных кристаллах: ■ — NaCl; ● — KCl

Нарастание яркости излучения ФУВ на начальном участке до установления равновесия между электронами и решеткой зависит от различных факторов, например таких, как неравномерность входа ударной волны в образец, колебания начальной плотности ВВ от эксперимента к эксперименту, что приводит к необходимости проведения до 10 экспериментов для получения точного значения α [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 7

1. Гуревич М.М. Фотометрия (теория, методы, приборы). 2-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Рабек Я. Экспериментальные методы в фотохимии и фотофизике: в 2-х томах. Т. 1. Пер. с англ. М.: Мир, 1985.
3. Козелкин В.В., Усольцев И.Ф. Основы инфракрасной техники. М.: Машиностроение, 1967.
4. Эпштейн М.И. Измерения оптического излучения в электронике. М.: Энергоатомиздат, 1990.
5. Цикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
6. Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур. М.: Наука, 1982.
7. Каталог оптических стекол. Изд-во в/о Машинприборинторг, 1980.
8. Каталог цветного стекла. М.: Машиностроение, 1967.
9. Модель И.Ш. Измерение высоких температур в сильных ударных волнах в газах // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 714–726.
10. Кормер С.Б. Оптические исследования ударно-сжатых диэлектриков // УФН. 1968. Т. 94. С. 641.
11. Шашлов Б.А. Теория фотографического процесса. М.: Книга, 1971.
12. Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Синицын М.В., Урлин В.Д. Экспериментальное определение температур ударно-сжатых NaCl и KCl и их кривых плавления до давлений 700 кбар // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. Вып. 4. С. 1033–1049.

13. Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Синицын М.В. Неравновесное излучение ударно-сжатых ионных кристаллов // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. Вып. 10. С. 368–370.

14. Кормер С.Б., Синицын М.В., Курятин А.И. Неравновесное излучение ударно-сжатых ионных кристаллов при температурах выше 1 эВ. I // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. Вып. 5 (11). С. 1626–1630.

15. Воскобойников И.М., Гоголя М.Ф., Долгобородов Ю.А. Температуры ударно-сжатия жидкого азота и аргона // Докл. АН СССР. 1979. Т. 246. № 3. С. 579–581.

16. Radousky H.B., Nellis W.J., Ross M. et al. Molecular dissociation and shock-induced cooling in fluid nitrogen of high densities and temperatures // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. № 19. P. 2419–2422.

17. Nellis W.J., Radousky H.B., Hamilton D.C. et al. Equation-of-state, shock-temperature, and electrical-conductivity data of dense fluid nitrogen in the region of the dissociative phase transition // J. Chem. Phys. 1991. Vol. 93. № 3. P. 2244–2256.

18. Radousky H., Ross M. Shock temperature measurements in high density fluid xenon // Phys. Lett. A. 1988. Vol. 129. № 1. P. 43–46.

19. Nellis W.J., Ross M., Holmes N.C. Temperature measurements of shock-compressed liquid hydrogen: Implications for the interior of Jupiter // Science. 1995. Vol. 269. P. 1249–1252.

20. Войтенко А.Е., Кузнецов Ф.О., Модель И.Ш. Использование лампы ИФК-50 в качестве импульсного стандартного источника большой яркости // ПТЭ. 1962. № 6. С. 121–123.

21. Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Попова Л.Т., Синицын М.В. Экспериментальное определение коэффициента поглощения света ударно-сжатым NaCl. Механизм поглощения и проводимости // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. Вып. 1 (7). С. 135–142.

22. Григорьев Ф.В., Кириллов Г.А., Кормер С.Б. и др. Исследование электропроводности и поглощения ударно-сжатых ионных кристаллов в диапазоне давлений 150–800 кбар // 2-й Всес. симпозиум по горению и взрыву. Ереван, 1965. С. 259–262.

23. Григорьев Ф.В., Кириллов Г.А., Кормер С.Б. и др. Сжимаемость, температура, электропроводность и коэффициент поглощения ударно-сжатого четыреххлористого углерода // Там же. С. 255–257.

24. Radousky H., Mitchell A. A fast UV/visible pyrometer for shock temperature measurements to 20000 K // Rev. Sci. Instr. 1989. Vol. 60. P. 3707–3711.

25. Лизенга Г.А., Аренс Т.Д. Многоволновой оптический пирометр для экспериментов по ударному сжатию // Приборы для научных исследований. 1979. № 11. С. 101–105.

26. Kondo K., Ahrens T.J. Heterogeneous shock-induced thermal radiation in minerals // Physics and Chemistry of Minerals. 1983. Vol. 9. P. 173–181.

27. Schmitt D., Svendsen B., Ahrens T.J. Shock induced radiation from minerals // Shock Waves in Condensed Matter. Edited by Y.M. Gupta. N.Y. and London: Plenum Press, 1986. P. 261–265.

28. Fat'yanov O.B., Asimov P.D. Contributed review: Experimental spectral radiance calibration of fiber-optic shock-temperature pyrometers using a coiled-coil irradiance standar lamp // Rev. Sci. Instrum. 2015, **86**, 101502.

29. Grover R. and Urtiev P.A. Thermal relaxation at interfaces following shock compression // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. № 1. P. 146–152.

30. Urtiev P.A. Effect of shock loading on transparency of sapphire crystals // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. P. 3490–3496.

31. Chhabildas L.C. Syrvey of diagnostic tools used in hypervelocity impact studies. Hypervelocity Impact Proceedings of the 1986 Symposium, San Antonio, Tehas, 21–23 oct. 1986.

32. *Tan H., Dai C.D.* Problems of shock temperature measurements for metals by using optical radiometry method // High Pres. Res. 2001. **21**. P. 183–213.

33. *Tan H., Ahrens T.J.* Shock temperature measurements for metals // High Pres. Res. 1990. **2**, P. 159–182.

34. *Dai C., Hu J., Tan H.* Hugoniot temperatures and melting of tantalum under shock compression determined by optical pyrometry // J. Appl. Physics. 2009. **106**, 043519.

35. *Song P., Cai L., Wang Q. et al.* Sound velocity, temperature, melting along the Hugoniot and equation of state for two porosity aluminums // J. Appl. Physics. 2011. **110**, 103522.

36. *Ahrens T.J., Tan H., Bass J.D.* Analysis of shock temperature data for iron // High Pres. Res. 1990. Vol. 2. P. 147–157.

37. *Зельдович Я.Б., Кормер С.Б., Урлин В.Д.* Неравновесное излучение ударно-сжатых ионных кристаллов при $T > 1$ эВ. Часть II // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. Вып. 5 (11). С. 1631–1639.

38. *Григорьев Ф.В., Кормер С.Б., Михайлова О.Л. и др.* Ударное сжатие и яркостная температура фронта ударной волны в аргоне. Электронная экранировка излучения // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. Вып. 4. С. 1271–1280.

39. *Umlin V.D., Mochalov M.A., Mikhailova O.L.* Liquid xenon study under shock and quasi-isentropic compression // High Pressure Research. 1992. Vol. 8. P. 595–605.

40. *Глухodedов В.Д., Киришинов С.И., Лебедева Т.С., Мочалов М.А.* Свойства ударно-сжатого жидкого криптона при давлениях до 90 ГПа // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. Вып. 2 (8). С. 551–562.

41. *Зубарев В.Н., Телегин Г.С.* Ударная сжимаемость жидкого азота и твердой углекислоты // Докл. АН СССР. 1962. Т. 142. № 2. С. 309–312.

42. *Мочалов М.А., Жерноклетов М.В., Ильяев Р.И. и др.* Экспериментальное измерение плотности, температуры и электропроводности ударно-сжатой плазмы азота в мегабарном диапазоне давлений // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. Вып. 1. С. 77–92.

43. *Гоголя М.Ф.* Температуры ударного сжатия конденсированных сред. М.: МИФИ, 1988.

44. *Гоголя М.Ф., Долгобородов А.Ю.* Индикаторный метод исследования ударных и детонационных волн // Журнал химической физики. 1994. № 12. С. 118–127.

45. *Holmes N., Nellis W., Ross V.* Sound velocities in shocked liquid deuterium // Shock Compression of Condensed Matter, 1997, AIP Conference Proceedings / Edited by S.C. Schmidt, D.R. Dandekar, J.W. Forbes. P. 61–64.

46. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008. 656 с.

47. *Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Трунин Р.Ф., Фортвов В.Е.* Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии. Черноголовка, 1996. 373 с.

48. *Гордеев Д.Г., Гударенко Л.Ф., Каякин А.А., Куделькин В.Г.* Модель уравнения состояния металлов с эффективным учетом ионизации. Уравнения состояния Ta, W, Al, Be // ФГВ. 2013. Т. 49. № 1. С. 106–120.

49. *Yuan V.W., Bowman D., Funk D.J. et al.* Shock Temperature Measurement Using Neutron Resonance Spectroscopy // Phys. Rev. Lett. 2005. **94**, 125504.

50. *Swift D.C., Yuan V.W., Kraus R.G. et al.* Neutron resonance spectrometry for temperature measurement during dynamic loading // SCCM–2011, AIP, 2012. P. 376–381.

51. *Swift D.C., Seiffter A., Holtkamp D.B. et al.* Explanation of shock temperatures in shock-loaded Mo samples measured using neutron resonance spectroscopy // Phys. Rev. 2008. B77, 092102.

52. *Capelle G.A., Mance J.G., Larson E.D., La Lone B.M. et al.* Simultaneous Raman and pyrometric temperature measurements in shock-wave-compressed toluene // J. Appl. Phys. 2019. **125**, 225106.

53. La Lone B.M., Asimov P.D., Fatynov O.V. et al. High-pressure melt curve of shock-compressed tin measured using pyrometry and reflectance techniques // J. Appl. Phys. 2019. **126**, 225103.

54. La Lone B.M., Stevens G.D., Turley et al. Release path temperatures of shock-compressed tin from dynamic reflectance and radiance measurements // J. Appl. Phys. 2013. **114**, 063506.

55. Liu S., Li Jiabo, Li Jun et al. Simultaneous measurement of the dynamic emissivity and the radiance of the shocked Al/LiF interface in the near infrared wavelength // Rev. Sci. Instr. 2018. **89**, 044903.

56. Mabire C., Hereil P.L. Shock induced polymorphic transition and melting of tin // AIP Conf. Proc. 2000. **505**, 93.

57. Зельдович Я.Б., Кормер С.Б., Сеницын М.В., Юшко К.Б. Исследование оптических свойств прозрачных веществ при сверхвысоких давлениях // Докл. АН СССР. 1961. Т. 138. С. 1333–1336.

58. Зельдович Я.Б., Кормер С.Б., Сеницын М.В., Юшко К.Б. Исследования гладкости детонационного фронта в жидком взрывчатом веществе // Там же. 1964. Т. 158. № 5. С. 1051–1053.

59. Зельдович Я.Б., Кормер С.Б., Кришкевич Г.В., Юшко К.Б. К вопросу о гладкости детонационного фронта в жидком взрывчатом веществе // Там же. 1966. Т. 171. № 1. С. 65–68.

60. Кормер С.Б., Кришкевич Г.В., Юшко К.Б. Фазовое превращение воды в лед VII при ударном сжатии // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. Вып. 6. С. 1640–1645.

61. Кормер С.Б., Кришкевич Г.В., Юшко К.Б. Исследование оптических свойств ударно-сжатого свинцового стекла (упругопластическая волна в стекле) // Там же. 1967. Т. 52. Вып. 6. С. 1478–1484.

62. Кормер С.Б., Кришкевич Г.В., Юшко К.Б. Зависимость показателя преломления от плотности твердой и жидкой фаз ударно-сжатых ионных кристаллов. Время релаксации фазового превращения при ударном сжатии // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. Вып. 2. С. 64–69.

63. Кормер С.Б., Кришкевич Г.В., Юшко К.Б. Изменение показателя преломления жидкостей при сжатии ударной волной, аномальные оптические свойства четыреххлористого углерода // Там же. 1968. Т. 7. Вып. 1. С. 12–14.

64. Альтигулер Л.В., Кулешова Л.В., Павловский М.Н. Динамическая сжимаемость, уравнение состояния и электропроводность хлористого натрия при высоких давлениях // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. Вып. 1 (7). С. 16–24.

65. Альтигулер Л.В., Павловский М.Н., Кулешова Л.В., Симаков Г.В. Исследование галогенидов щелочных металлов при высоких давлениях и температурах ударного сжатия // Физика твердого тела. 1963. Т. 5. Вып. 1. С. 279–290.

66. Кормер С.Б., Сеницын М.В., Фунтиков А.И. и др. Исследование сжимаемости пяти ионных соединений до давлений 5 Мбар // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 4 (10). С. 1202–1213.

67. Fat'yanov O.V., Ogura T., Nicol M.F. et al. Time-resolved two-band infrared radiometry of carbon tetrachloride under shock compression up to 10 GPa // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. № 7. P. 960–962.

68. Fat'yanov O.V., Asimov P.D., Ahrens T.J. Thermodynamically complete equation of state of MgO from true radiative shock temperature measurements on samples preheated to 1850 K // Phys. Rev. 2018. V. 97, 024106.

69. Fat'yanov O.V., Asimov P.D. MgO melting curve constraints from shock temperature and rarefaction overtake measurements in samples preheated to 2300 K // J. of Phys.: Conferences series. 2014. **500**, 062003.

ГЛАВА 8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДЕТОНАЦИИ И РАБОТОСПОСОБНОСТИ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ТВЕРДЫХ ВВ

В.М. Бельский, М.В. Жерноклетов

Задачи проектирования конструкций, содержащих ВВ, определения их надежности и стойкости к внешним воздействиям требуют разностороннего экспериментального изучения свойств ВВ, самого процесса взрыва и его механического действия на окружающую среду. Знание механизма инициирования, формирования и распространения детонационной волны необходимо для решения таких важных практических вопросов, как безотказность и стабильность работы инициирующих устройств, устойчивость заряда ВВ к различным факторам энергетического воздействия, критические условия распространения детонации в тонких слоях.

Для определения механического действия взрыва конструкции на окружающую среду необходимо знать параметры детонационной волны применяемого ВВ и УРС его ПВ.

8.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Конечный результат приложения к ВВ силовой импульсной нагрузки определяется ее пространственно-временными характеристиками и конкретными свойствами ВВ. Для ВВ с заданными физико-химическими свойствами в зависимости от характеристик нагрузки могут реализоваться два основных конечных результата: отсутствие химических превращений и возникновение нормального детонационного процесса.

В области относительно низких уровней нагружения реализуется первый результат. В этом случае ударная волна распространяется по ВВ как по инертному материалу.

С увеличением амплитуды импульсной нагрузки в заряде ВВ возникает быстрая экзотермическая реакция химического разложения, энергия которой идет на усиление ударного фронта, что в конечном итоге приводит к возникновению в глубине заряда (на некотором расстоянии от места приложения нагрузки) нормальной детонационной волны. Процесс возникновения нормального детонационного режима под действием приложенной к заряду ВВ импульсной нагрузки называется ударно-волновым инициированием. Критический уровень приложенной нагрузки, по достижении которого начинается формирование детонационного режима, характеризует ударно-волновую чувствительность (УВЧ) ВВ. Знание этой характеристики необходимо для четкого представления об уровне допустимых воздействий на ВВ при прогнозе их поведения в тех или иных условиях применения.

Основные цели изучения ударно-волнового инициирования заключаются в выявлении механизма формирования детонационного режима, построении его физически обоснованной модели и определении объективных характеристик ударно-волновой чувствительности.

Формирование детонационного режима представляет собой сложный процесс. Характер перехода инициирующей ударной волны (ИУВ) в детонационную и глубина возникновения последней зависят как от параметров нагрузки (амплитуда, длительность и форма импульса), так и от структурных особенностей заряда ВВ (плотность, технология изготовления, размер частиц самого ВВ) и начальной температуры.

Для изучения закономерностей формирования детонационного режима в гетерогенных ВВ и определения характеристик их ударно-волновой чувствительности применяется целый комплекс экспериментальных методов исследования, основанных на использовании ударных волн и разнообразных способах регистрации реакции ВВ на приложенную нагрузку.

8.1.1. Методы сравнения

Простейшими методами изучения УВЧ ВВ являются методы сравнения ВВ в одинаковых условиях инициирования.

В экспериментах, результаты которых были опубликованы в 30-х годах [1], параметры входящей в ВВ инициирующей ударной волны не измерялись, а чувствительность ВВ к ударной волне характеризовалась толщиной инертного экрана, через который была способна возбуждаться стационарная детонация (рис. 8.1). При этом считалось, что чем толще экран, при котором еще возбуждается стационарная детонация, тем чувствительнее ВВ. Для регистрации факта возбуждения детонации использовалась пластина-свидетель.

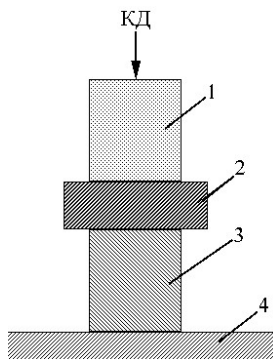


Рис. 8.1. Типичная схема эксперимента для определения ударно-волновой чувствительности ВВ по толщине экрана: 1 — заряд активного ВВ; 2 — экран; 3 — заряд исследуемого ВВ; 4 — пластина-свидетель; КД — капсуль-детонатор

Метод предусматривает неизменность массы, габаритов и типа ВВ активного заряда, а также материала экрана, разделяющего активный и исследуемый заряды. Геометрические и массовые характеристики экспериментального устройства выбираются индивидуально, исходя из условий

конкретной задачи. В отечественной литературе он называется методом определения УВЧ ВВ по толщине экрана. В иностранной литературе этот метод известен под названием «gap-test» [2].

Позднее УВЧ стали определять по зависимости давления на ФУВ в экране от его толщины на границе раздела с исследуемым ВВ, т. е. по критическому давлению $P_{кр}$ инициирования ВВ в условиях эксперимента [3] (метод определения УВЧ по критическому давлению инициирования). Однако удобнее оказалась иная характеристика УВЧ ВВ — время задержки детонации $\tau_{зад}$ [4]. Для ее определения применяются система нагружения предыдущего метода, экран постоянной толщины, но вместо пластины-свидетеля используется пара электрических контактов, расположенных на торцах исследуемого заряда. Непосредственно в опыте регистрируется время от момента входа ИУВ в образец исследуемого ВВ до момента выхода детонационной волны на его противоположный торец. Время задержки детонации (рис. 8.2) рассчитывается как разность между экспериментально измеренным временем и временем, необходимым для прохождения стационарной детонационной волны по всей длине заряда L со скоростью D :

$$\tau_{зад} = \tau_{экс} - \frac{L}{D}. \quad (8.1)$$

При этом чем меньше $\tau_{зад}$, тем выше УВЧ исследуемого ВВ.

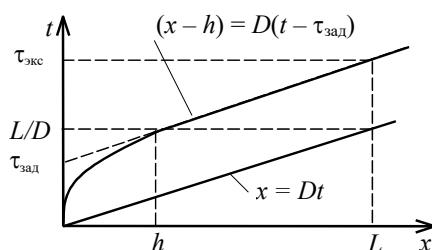


Рис. 8.2. x - t -диаграмма процесса инициирования: h — глубина возбуждения нормальной детонации

На графике рис. 8.2 область ускорения ИУВ (до точки h) называется областью формирования детонационного режима, а расстояние h , на котором скорость ИУВ становится равной скорости нормальной детонации, называется глубиной возбуждения детонации.

Рассмотренные методы в настоящее время являются основными инструментами качественного и полуколичественного анализа зависимости УВЧ ВВ от различных характеристик ВВ (плотности, размера частиц, технологии переработки ВВ), поскольку требуют минимального расхода ВВ и времени для получения необходимой информации.

8.1.2. Оптический метод клин-теста

В этом методе регистрируют выход ударной волны на наклонную поверхность исследуемого заряда, изготовленного в форме клина (рис. 8.3)

[5]. При движении плоскость ударной волны вместе с наклонной плоскостью заряда образуют клин с заданным углом при вершине. Геометрическим преобразованием осевых координат в координаты точек на наклонной поверхности клина получают $x-t$ -диаграмму движения ИУВ по заряду исследуемого ВВ.

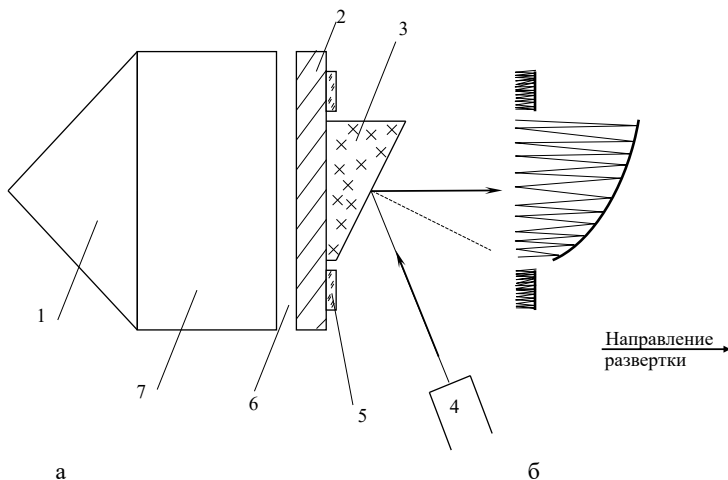


Рис. 8.3. Типичная схема эксперимента по регистрации движения ИУВ по клинообразному заряду ВВ (а) и типичная фотохронограмма процесса (б): 1 — генератор плоской детонационной волны; 2 — экран; 3 — заряд исследуемого ВВ; 4 — взрывная (импульсная) подсветка; 5 — отметка времени о входе ударной волны в исследуемое ВВ; 6 — воздушный зазор; 7 — заряд ВВ

Для визуализации процесса движения ударной волны по заряду исследуемого ВВ на его наклонной плоскости размещают тонкую ($\sim 0,01$ мм) пленку с зеркально отражающей поверхностью, освещаемую пучком лучей от внешнего импульсного источника света. Отраженный свет направляется в фотохронограф, работающий в режиме щелевой развертки.

Изменение угла отражения света от зеркальной пленки при выходе на ее поверхность ФУВ обеспечивает резкую отсечку света на фотопленке и четкую регистрацию траектории движения фронта волны по заряду исследуемого ВВ.

Путем дифференцирования полученной $x-t$ -диаграммы определяют скорость ударной волны. Далее по зависимости $D(x)$ находят расстояние, на котором формируется нормальная детонационная волна. Это расстояние часто используется для характеристики ударно-волновой чувствительности ВВ к ударным волнам прямоугольного профиля заданной амплитуды. Метод клин-теста и его разновидности нашли широкое применение в экспериментах по определению глубины возбуждения детонации и динамики развития ИУВ по заряду ВВ. Кроме того, экстраполяция скорости ударной волны к границе раздела экран — ВВ позволяет в этом же эксперименте, используя метод отражения, оценить параметры ударного сжатия нереагирующего («холодного») ВВ.

8.1.3. Метод торможения границы раздела

Данный метод, предложенный в [6], является разновидностью магнитоэлектрического метода регистрации профиля массовой скорости за фронтом ИУВ. Магнитоэлектрический датчик устанавливается на границе раздела экран — исследуемое ВВ. В такой постановке информацию об энерговыделении в слое ударно-сжатого ВВ получают путем регистрации торможения границы раздела экран — ВВ. Этим объясняется и название метода. Торможение обусловлено увеличением давления на границе раздела экран — ВВ при разложении ВВ и проявляется в отклонении профиля скорости от прямоугольного. P - u -диаграмма метода, поясняющая торможение границы раздела, представлена на рис. 8.4 [6].

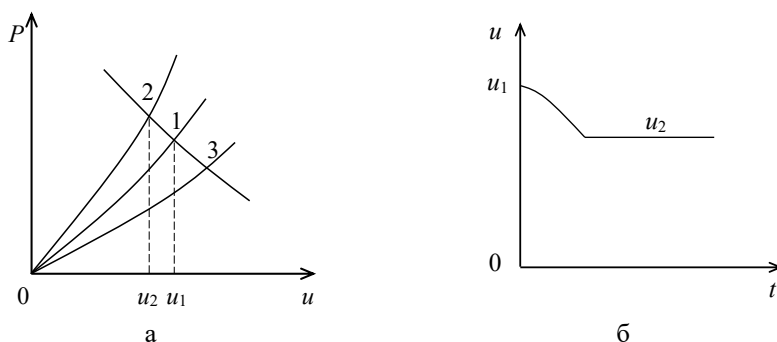


Рис. 8.4. P - u -диаграмма (а) и профиль массовой скорости при торможении границы раздела экран — ВВ (б): 1, 2, 3 — ударные адиабаты исходного ВВ, продуктов детонации, экрана соответственно; u_1 — начальная массовая скорость на границе раздела экран — ВВ; u_2 — массовая скорость продуктов разложения

Поскольку форма зарегистрированного профиля массовой скорости при прочих равных условиях (плотность ВВ, давление инициирования) определяется скоростью энерговыделения, то различие в профилях скорости при изменении какого-либо фактора, характеризующего исследуемое ВВ (размер частиц, технология изготовления (литье, прессование), природа газа в порах заряда), является доказательством его влияния на энерговыделение за фронтом ИУВ.

Как и предыдущий метод, метод торможения границы раздела позволяет в одном эксперименте получать параметры ударного сжатия нереагирующего ВВ.

8.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НОРМАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

К основным детонационным параметрам ВВ относятся скорость стационарной детонации D , давление P_p , массовая скорость u_p , скорость звука c_p в точке Жуге, характеризующие движение прореагировавшего ВВ

в конце зоны химической реакции. Важным параметром является ширина зоны реакции. Для экспериментального изучения процесса стационарной детонации используется обширный арсенал методов исследования свойств материалов под действием динамических давлений. Большинство из них описаны в главах 2 и 9. По этой причине в данном разделе основное внимание уделяется некоторым особенностям применения методов регистрации быстротекущих процессов в исследованиях свойств ВВ.

Следует отметить, что разработанные к настоящему времени экспериментальные методы позволяют определять параметры не только на фронте детонационной волны, но и распределение давлений, массовых скоростей и плотностей на значительном удалении от фронта детонации. Эта экспериментальная информация может быть использована как для прямого перехода к адиабатам расширения ПВ, так и для контроля и проверки модельных представлений об уравнении состояния ПВ.

8.2.1. Измерение скорости детонации

Скорость детонации D — одна из основных характеристик заряда ВВ. Существует метод измерения скорости детонации, не требующий измерительной аппаратуры, известный как метод Дотриша. Он основан на сравнении определяемой скорости детонации с известной и постоянной скоростью детонации детонирующего шнура (ДШ). Измерения D по этому методу проводятся следующим образом. В исследуемый заряд ВВ вводятся концы отрезка ДШ на расстоянии l друг от друга. Детонационная волна, проходящая по исследуемому заряду ВВ, инициирует детонацию во введенных в заряд концах отрезка ДШ с временной задержкой l/D . Средняя часть шнура закрепляется на свинцовой или латунной пластине. В месте столкновения распространяющихся в ДШ навстречу друг другу детонационных волн на пластине образуется четкий отпечаток в виде углубления. Если место встречи отстоит на расстоянии h от середины отрезка ДШ, то получается соотношение $l/D = 2h/D_{ш}$, откуда следует выражение для скорости детонации $D = \frac{lD_{ш}}{2h}$. Точность измерения D этим методом составляет 3–5 %. Из-за низкой точности в настоящее время метод практически не применяется, и приведенное здесь краткое описание метода связано с историческим фактом.

Современными методами измерить D можно значительно точнее. Это, например, дискретный метод, основанный на использовании электроконтактных датчиков, метод непрерывного измерения с помощью реостатных датчиков, а также оптические методы с использованием фоторегистраторов с зеркальной разверткой изображения либо в варианте покадровой съемки, либо в варианте щелевой развертки.

Электроконтактные датчики, установленные в определенных сечениях заряда ВВ, фиксируют прохождение детонационной волны. При замыкании датчиков в электрических схемах, варианты которых приведены в главе 2, вырабатываются импульсы тока, регистрируемые электронными осциллографами. Разброс времени срабатывания датчиков зависит от их конструкции и может составлять от 1 до 10 нс. По измеренным интервалам времени

и известным расстояниям между сечениями заряда, на которых расположены датчики, находится скорость детонации. При измерении скорости детонации электроконтактными датчиками можно достичь точности лучше 1 %.

Для измерения кинематических характеристик взрывных процессов широко используются оптические методы регистрации быстропротекающих процессов. Для определения скорости детонации в основном применяется метод щелевой фоторегистрации, при котором из всего объекта съемки вырезается узкая полоска, вдоль которой регистрируется движение светящегося объекта. В результате щелевой фоторегистрации процесса получают диаграмму путь — время (рис. 8.5) [7], причем роль временной координаты выполняет развертка изображения вдоль фокальной поверхности фоторегистратора с постоянной скоростью развертки V_p . Если вектор скорости детонации перпендикулярен направлению развертки, то для скорости детонации можно получить выражение $D = k V_p \operatorname{tg} \varphi$, где k — коэффициент уменьшения оптической системы, равный отношению высоты объекта к высоте его изображения; φ — угол наклона касательной к кривой путь — время.

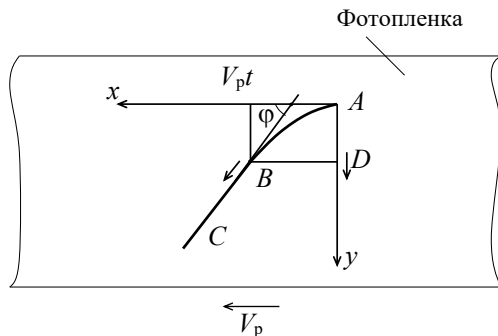


Рис. 8.5. Обработка щелевой фотохронограммы для определения скорости детонации

Опыт обработки фотопленок показывает, что наибольший вклад в общую ошибку дает ошибка в определении угла φ . Для того чтобы свести ее к минимуму, следует выполнять фоторегистрацию процесса при $\varphi = 45^\circ$. Максимальная относительная ошибка определения постоянной скорости детонации не превышает 1 % [7].

Кроме того, методы фоторегистрации применяют для изучения формы фронта стационарной детонации в прозрачных и непрозрачных зарядах ВВ, а также структуры детонационного фронта в прозрачных ВВ [8].

8.2.2. Метод откола

Первым методом определения параметров детонационной волны конденсированных ВВ с помощью регистрации эволюции ударной волны в металлической пластине-преграде был метод откола (см. главу 4). Профиль ударной волны в металле определяют на основании измерений средней скорости движения свободной поверхности W металлических пластин различной толщины после прохождения по ним ударной волны, возникающей при

выходе детонационной волны на границу раздела заряд ВВ — пластина. Скорость движения свободной поверхности измеряют электроконтактными датчиками, оптическими методами, а также емкостным датчиком скорости.

Массовую скорость за ФУВ в пластине $u_{\text{п}}$ находят по правилу удвоения скоростей, согласно которому $u_{\text{п}} = \frac{W}{2}$, а поскольку ударная адиабата материала пластины считается известной, то по $u_{\text{п}}$ можно определить ударные давления $P(u)$. Таким образом, профиль давления на границе раздела ВВ — преграда качественно воспроизводится зависимостью скорости движения свободной поверхности W от толщины пластины x . Конфигурация полученной кривой затухания отражает последовательное воздействие на пластину зоны реакции и тейлоровской волны разрежения (рис. 8.6). Область резкого увеличения W при малых x соответствует влиянию на параметры волны в металле зоны химических реакций в детонационной волне.

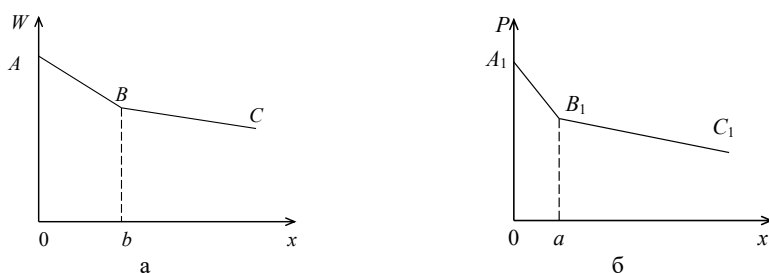


Рис. 8.6. Зависимость скорости движения свободной поверхности пластины от ее толщины (а) и соответствующий ей профиль давления в детонационной волне (б)

Точка A_1 соответствует давлению в химическом пике детонационной волны. Оно находится по значению $u_a = W_a/2$, где W_a — скорость свободной поверхности металлической пластины при нулевой толщине. В точке B ($x = b$) влияние химического пика закончилось. Экспериментально определив положение точки излома ($x = b$), из анализа движения волн в пластине и ПВ можно установить связь между шириной зоны химической реакции a и величиной b . Система волн в x - t -координатах приведена на рис. 8.7.

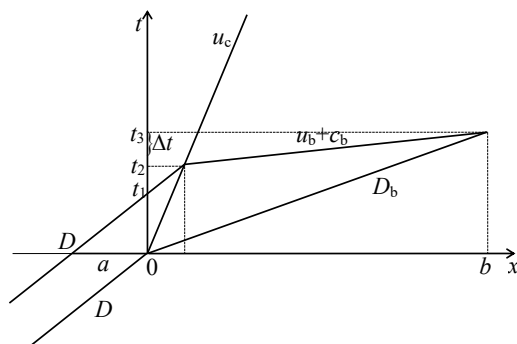


Рис. 8.7. x - t -диаграмма течения в методе откола: справа от оси ординат металл, слева — ВВ

Ширина зоны химического превращения рассчитывается по легко выводимому на основе $x-t$ -диаграммы соотношению

$$a = \frac{(D - u_c)(u_b + c_b - D_b)}{D_b(u_b + c_b - u_c)} b, \quad (8.2)$$

где u_b , c_b , D_b — соответственно массовая скорость, скорость звука и скорость ударной волны в металле (средние на ширине b); u_c — средняя скорость движения границы раздела ПВ — металл; D — скорость детонации. Отметим, что при расчете ширины зоны реакции не учитывалась отраженная в ПВ ударная волна.

При измерении скорости свободной поверхности база измерения S выбирается такой, чтобы время регистрации движения было меньше времени однократной циркуляции ударной волны в пластине толщиной Δ : $\frac{S}{W} \leq \frac{2\Delta}{D_b}$; в противном случае произойдет ускорение свободной поверхности пластины второй волной сжатия.

Средняя относительная ошибка измерения W зависит от толщины металлических пластин. На пластинах толщиной 3 мм и выше средняя относительная ошибка измерения составляет $\approx 1\%$.

Чтобы снять неоднозначность интерпретации экспериментальных данных, связанную с трудностью выделения плоскости Чепмена — Жуге на границе зоны химической реакции, эксперименты проводят с различными по длине зарядами ВВ. В этом случае сравниваются кривые затухания $u(x)$, а параметры Чепмена — Жуге определяются по точке их пересечения (рис. 8.8).

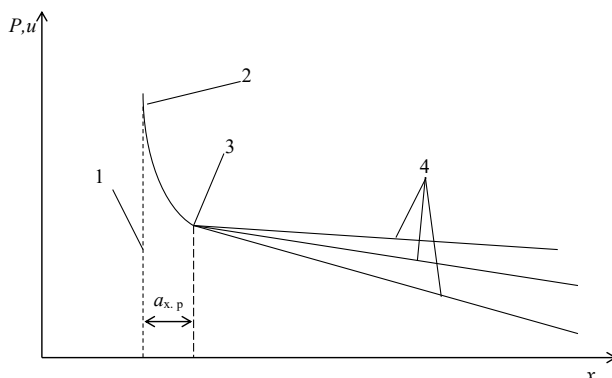


Рис. 8.8. К определению состояния Чепмена — Жуге по пересечению волн разгрузки: 1 — ФУВ; 2 — давление химического пика; 3 — состояние Чепмена — Жуге; 4 — тейлоровские волны разгрузки для различных длин ВВ; $a_{x,p}$ — ширина зоны химической реакции

Найдем связь параметров детонации ВВ с параметрами ударной волны в металлической пластине. P - u -диаграмма отражения детонационной волны от пластины приведена на рис. 8.9. Из P - u -диаграммы и закона сохранения импульса следует: $\Delta P_{отр} = P_b - P_J$; $\Delta P_{отр} = \rho_0 D_{отр} \Delta u_{отр}$; $\Delta u_{отр} = u_b - u_J$; $P_J = \rho_0 D u_J$; $P_b = \rho_0 D_b u_b$.

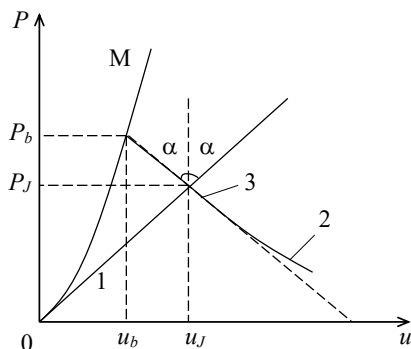


Рис. 8.9. P - u -диаграмма отражения детонационной волны от металлической преграды: 1 — детонационный луч $P = \rho u D$; 2 — кривая расширения ПВ; 3 — зеркальное отображение детонационного луча; OM — ударная адиабата металла

Определим наклон кривой торможения ПВ в точке, соответствующей нормальной детонации, т. е. в точке Жуге, используя выражение

$$\left(\frac{dP}{du}\right)_J = -(\rho c)_J = -\rho_0 \frac{n+1}{n} D \frac{n}{n+1} = \rho_0 D,$$

т. е. вначале эта кривая является зеркальным отображением луча $P = \rho_0 D u$ возможных состояний на фронте волны с данными ρ_0 и D в P - u -плоскости. Заметим, что этот результат является общим и от вида УРС не зависит.

Тогда в акустическом приближении наклоны волнового луча отраженной волны и кривой торможения будут совпадать, т. е. $-\rho_J D_{отр} = -\rho_0 D$. С учетом этого

$$P_b - P_J = -\rho_0 D (u_b - u_J) = \rho_0 D \left(\frac{P_J}{\rho_0 D} - \frac{P_b}{\rho_{0M} D_b} \right),$$

а после упрощения

$$P_J = \frac{P_b}{2} \left(1 + \frac{\rho_0 D}{\rho_{0M} D_b} \right). \quad (8.3)$$

Далее по соотношениям $P_J = \frac{\rho_0 D^2}{n+1}$; $u_J = \frac{D}{n+1}$ можно определить показатель политропы ПВ n .

Метод откола не свободен от недостатков. На параметры откола оказывают влияние прочность пластины, зависимость сопротивления на разрыв от времени и отраженная от пластины ударная волна в зоне химической реакции.

Влияние прочности на параметры детонационной волны выявлено в опытах с составными и сплошными пластинами одинаковой толщины из одного и того же материала. Составная пластина состоит из двух частей толщиной l_1 и l_2 , а толщина сплошной пластины $l = l_1 + l_2$. В составных пластинах внешняя часть имеет постоянную толщину l_2 , а контактирующая с зарядом ВВ — переменную толщину l_1 . В опытах измеряют скорость пластины толщиной l_2 . Толщина искусственного откола l_2 меньше толщины естественного откола l_3 для данного ВВ в диапазоне всех используемых толщин $l = l_1 + l_2$.

Для тонких сплошных пластин, у которых $l < l_3$, скорость пластин плавно уменьшается с увеличением l .

При $l > l_3$ на кривой зависимости пластины $u = f(x)$ появляется излом. При этом скорость отколовшейся пластины толщиной l_3 определяется той частью импульса волны, который она захватывает до разрыва. Для разрыва материала в месте откола необходимо, чтобы разрывающее напряжение действовало какое-то время. За это время волна разрежения проходит место будущего откола, что и приводит к уменьшению скорости отколовшейся пластины толщиной l_3 по сравнению со скоростью, регистрируемой на составной пластине при $l_2 = l_3$. При $l_2 < l_3$ скорость отлета на составных пластинах всегда будет больше скорости отлета на сплошных пластинах.

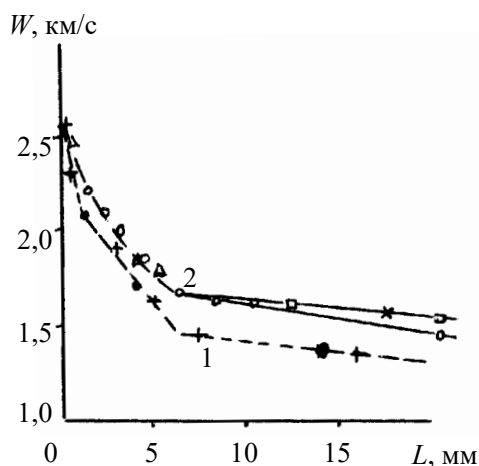


Рис. 8.10. Зависимость $W = W(x)$ для сплошных (+, $L/d = 1,3$; ●, $L/d = 2,5$) и составных (Δ, $L/d = 1,3$; ○, $L/d = 2,5$; □, $L/d = 5,0$; *, $L/d = 10$) пластин при различных отношениях длины L заряда к его диаметру d ; 1 — естественный откол; 2 — искусственный откол

На графике рис. 8.10 показаны результаты опытов [9] для смеси нитрометана с ацетоном (75/25 по объему) со сплошными и составными алюминиевыми пластинами ($l_2 = 0,3$ мм). Естественный откол, как видно из рис. 8.10, выявляет два излома на зависимости $W = W(x)$, а искусственный откол — только один излом, который и будет соответствовать плоскости Чепмена — Жуге. Результаты измерений [10] давлений Чепмена — Жуге в тротиле и составе В методом искусственного откола представлены в таблице 8.1.

Таблица 8.1. Параметры детонационных волн для прессованного тротила и состава В, определенные методом искусственного откола

ВВ	Материал преграды	ρ_0 , г/см ³	D , км/с	P_p , ГПа
Тротил прессованный	Al	1,63	6,86	19,8
	Плексиглас	1,63	6,86	19,7
	Латунь	1,63	6,86	19,6
	Mg	1,63	6,86	19,4
Состав В (ТГ 36/64)	Плексиглас	1,68	7,50	23,9

8.2.3. Метод замкнутых контактов

Обычно при измерении волновых скоростей в преградах из различных материалов применяют разомкнутые электрические контакты, между которыми располагается слой диэлектрика. Импульс тока возникает в момент их замыкания при разрушении слоя изоляции. Инерционность подобных контактов, под которой понимают интервал времени от прихода ударной волны к контакту до заметного падения напряжения на нем, и зависимость ее от давления на изоляционный слой могут приводить к некоторой систематической ошибке при регистрации движения нестационарной ударной волны.

В значительной степени свободным от этих недостатков является метод замкнутых контактов — дискретный электрический метод определения скорости ударной волны в преграде, основанный на регистрации моментов выхода ее фронта к замкнутым электрическим контактам, расположенным на заданных расстояниях друг от друга вдоль направления распространения ударной волны. Принцип действия замкнутых контактов в ударной волне подробно рассмотрен в главе 2. Там же на рис. 2.24 приведены схемы датчика замкнутых контактов и типичная осциллограмма движения по нему ударной волны.

По толщине и времени движения ударной волны в каждой фольге рассчитывают средние скорости распространения ударной волны по преграде и определяют зависимость $D = f(x)$, где x — толщина преграды. Переход к давлениям Жуге производится по формуле (8.3).

По точности метод замкнутых контактов не уступает технически более сложному и применяемому только в оптически прозрачных средах методу лазерного измерения волновых скоростей [11] и особенно эффективен при измерении скорости относительно слабой ударной волны с амплитудой $P \sim 1$ ГПа или нестационарной ударной волны.

8.2.4. Магнитоэлектрический метод регистрации массовой скорости

Подробно изложенный в главе 2 магнитоэлектрический метод очень широко используется в измерениях детонационной волны, поскольку дает возможность проследить за профилем массовой скорости как в зоне химической реакции, так и за ее пределами в волне разрежения. Схема магнитоэлектрического метода измерения массовой скорости в ПВ приведена на рис. 8.11.

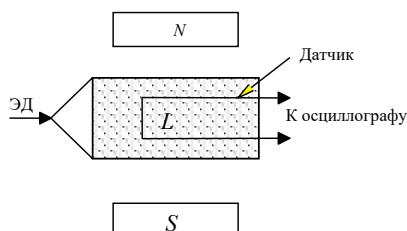


Рис. 8.11. Схема регистрации профиля массовой скорости за фронтом детонационной волны электромагнитным методом. N , S — полюсы магнита. Магнитные силовые линии H перпендикулярны рабочей части датчика

Датчик, изготавливаемый в виде перекладки из алюминиевой фольги толщиной 0,05–0,1 мм и шириной 12–15 мм, помещается непосредственно в заряд исследуемого ВВ, который располагается в однородном магнитном поле. При этом рабочая плоскость датчика при движении должна пересекать силовые линии. При прохождении детонационной волны по заряду ВВ датчик вовлекается в движение ПВ. Наведенная на датчике ЭДС записывается на осциллографе. Предполагается, что наличие датчика в ВВ не искажает профиль детонационной волны.

Скорость ПВ в плоскости Чепмена — Жуге и время химической реакции определяют по характерной точке перегиба на записи $E(t)$, представленной на рис. 8.12 [12]. Давление в плоскости Чепмена — Жуге определяют по соотношению $P_J = \rho_0 u_J D$.

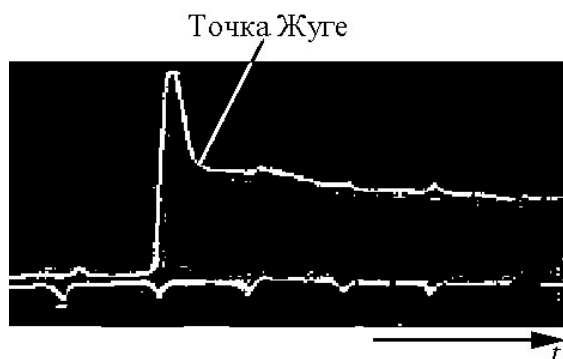


Рис. 8.12. Типичная осциллограмма записи сигнала датчиком массовой скорости в детонационной волне для прессованного ТНТ, $\rho_0 = 1,35 \text{ г/см}^3$

Электромагнитная методика среди внутренних методов обладает наилучшей разрешающей способностью t_p . Значение t_p определяется временем, необходимым для приобретения датчиком скорости ПВ. Наилучшее достигнутое в настоящее время разрешение метода $\sim 0,01 \text{ мкс}$, а точность определения скорости $\sim 2 \%$.

Параметры Чепмена — Жуге, определенные магнитоэлектрическим методом [13], для некоторых ВВ представлены в таблице 8.2.

Таблица 8.2. Параметры Чепмена — Жуге некоторых индивидуальных и смесевых ВВ

ВВ	$\rho_0, \text{ г/см}^3$	$D, \text{ км/с}$	$u_J, \text{ км/с}$	$P_J, \text{ ГПа}$
Тротил прессованный	1,59	6,94	1,6	17,9
Тротил литой	1,62	6,85	1,61	17,9
Гексоген	1,72	8,50	2,12	31,4
Гексоген	1,59	8,14	2,00	26,2
Тетрил	1,68	7,50	1,87	23,9
ТЭН	1,66	8,10	1,83	24,9

С помощью магнитоэлектрического датчика можно зарегистрировать обратную волну разрежения, распространяющуюся в ПВ. Такой способ

регистрации описан в [14]. К торцу заряда ВВ приставляется блок из парафина, обладающего меньшей динамической жесткостью, чем ПВ. Волна разрежения, возникающая в результате отражения детонационного фронта от парафина, движется навстречу потоку ПВ. Приход встречной волны к датчику увеличивает его скорость, и на профиле $u(t)$ возникает характерный подъем. Измеренное в экспериментах время движения обратной волны позволило рассчитать скорость звука в волне разрежения и, используя УРС Ландау — Станюковича, найти распределение плотности и давления за фронтом детонации.

8.2.5. Рентгенографический метод

Наряду с электромагнитным прямым методом исследования движения ПВ является рентгенографический метод [15, 16]. В рентгенографическом методе состояние ПВ определяют регистрацией в опыте положения фронта детонационной волны и перемещений на этот момент времени тонких металлических фольг, устанавливаемых внутри заряда ВВ (рис. 8.13 *а, б*).

В первой схеме, получившей название «зедровой», тонкие (0,02 мм) свинцовые фольги, являющиеся лагранжевыми датчиками перемещения, располагаются между слоями ВВ, составляющими исследуемый заряд. Во второй схеме узкая полоска из такой же фольги располагается под некоторым углом к фронту детонационной волны, что позволяет непрерывным образом следить за ее смещением под действием продуктов детонации и определять структуру течения в окрестности детонационного фронта.

В первой схеме на момент съемки фронт детонационной волны, как правило, находится в промежутке между двумя наиболее удаленными от плоскости инициирования фольгами, во второй — на таком расстоянии от плоскости инициирования, чтобы часть фольги не была охвачена детонационной волной. Момент подачи импульса от рентгеновской установки синхронизирован с положением фронта детонационной волны на заданном расстоянии от плоскости инициирования.

Источником рентгеновских лучей служит импульсная рентгеновская установка с длительностью рентгеновского импульса на полувысоте $\sim 0,1$ мкс, разрядным напряжением ударного контура ~ 1 МВ и запасенной энергией в контуре ~ 20 кДж, позволяющая надежно просвечивать заряды диаметром до 120 мм.

Точность определения смещений при этих параметрах импульса составляет $\sim 0,4$ мм.

Характерный фотоотпечаток с рентгенограммы эксперимента с наклонной фольгой представлен на рис. 8.14.

В экспериментах по изучению структуры детонационной волны инициирование заряда может осуществляться различными способами: плосковолновыми генераторами, одновременным инициированием заряда по плоскости торца с применением взрывающихся сеток и, наконец, ударом по ВВ тонкой фольгой.

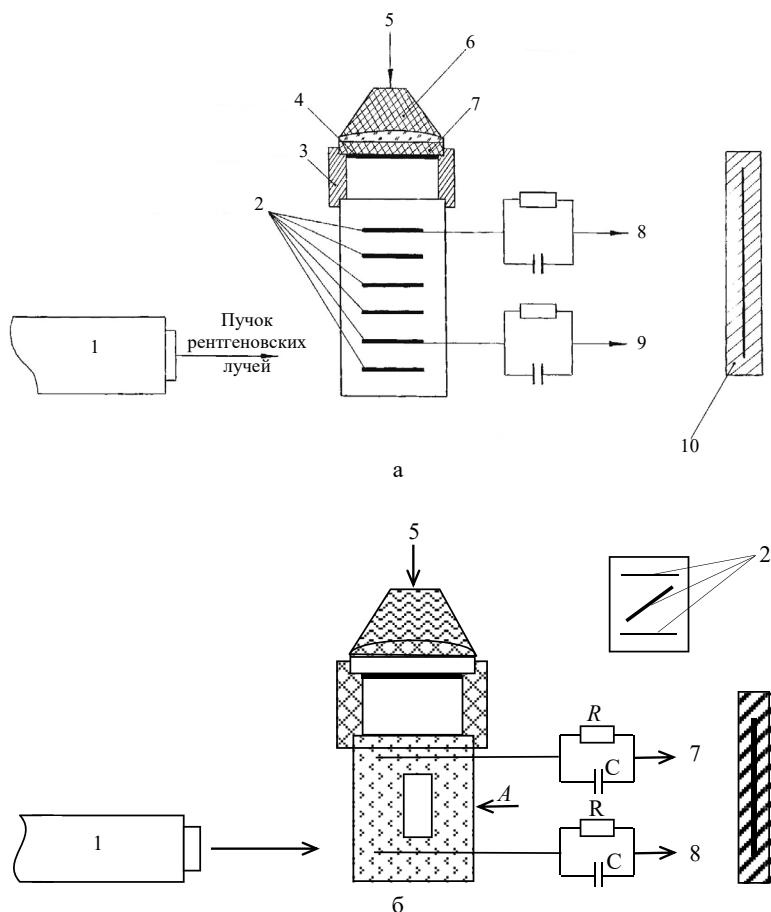


Рис. 8.13. Схемы определения параметров детонации рентгенографическим методом: а — с зебровым зарядом; б — с наклонной фольгой: 1 — рентгеновская установка; 2 — свинцовая фольга; 3 — пенопластовое кольцо; 4 — Al фольга (толщиной 0,1 мм); 5 — КД; 6 — генератор плоской детонационной волны; 7 — заряд ВВ; 8, 9 — контакты для измерения скорости детонации; 10 — кассета с пленкой

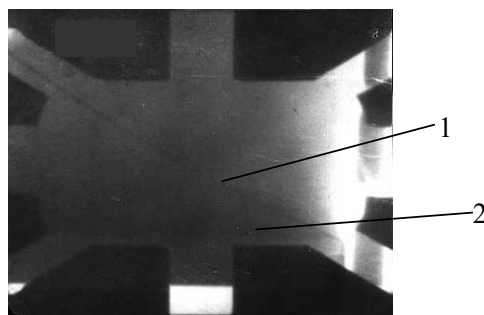


Рис. 8.14. Типичная рентгенограмма опыта с наклонной фольгой: 1 — положение свинцовой фольги в момент взрыва; 2 — торец заряда ВВ

Экспериментальные результаты могут быть обработаны и использованы для определения параметров детонации и построения УРС ПВ лишь тогда, когда движение ПВ за фронтом автомодельно. Поэтому инициирование зарядов ВВ с помощью линзовых систем нежелательно, так как они оказывают весьма сильное влияние на течение ПВ за фронтом детонационной волны. Это приводит к искажению результатов и трудностям с их интерпретацией.

Наиболее приемлемым для указанных экспериментов является способ инициирования заряда коротким импульсом, создаваемым ударом по ВВ тонкой (0,1 мм) алюминиевой фольгой, разогнанной до скорости 5–6 км/с. По оценкам, при таком ударе в ВВ реализуется импульс давления амплитудой ~ 50 ГПа и длительностью ~ 0,02 мкс, вполне достаточный для того, чтобы в ВВ с самого начала развился стационарный режим детонации. Некоторое возможное пересжатие не может существенно повлиять на ход течения ПВ за фронтом, так как оно весьма кратковременно и сравнимо со временем, характерным для зоны химической реакции. В специальных опытах показано, что нормальный режим детонации устанавливается очень быстро. На расстояниях 3–5 мм от плоскости удара скорость детонации отличается от нормальной не более чем на 1,5 %.

Поскольку метод является лагранжевым, соотношения, необходимые для обработки экспериментальных результатов, записываются в лагранжевой системе координат. Использование закона сохранения массы в лагранжевой системе координат позволяет непосредственно рассчитать плотность ПВ:

$$\rho = \rho_0 \frac{dx_0}{dx}. \quad (8.4)$$

Здесь x — координата, отсчитываемая от фронта детонационной волны до фольги на предварительном снимке; x_0 — координата, отсчитываемая от фронта детонационной волны до той же фольги, но вовлеченной в движение ПВ.

Применение известных соотношений для изэнтропического течения [13]

$$du = \frac{cd\rho}{\rho}; \quad \frac{x_0}{t} = \frac{\rho}{\rho_0}c \quad (8.5)$$

и соотношения, вытекающего из условия автомодельности,

$$\frac{x_i}{t} = u_i + c_i; \quad \frac{x_i}{L/D} = u_i + c_i \quad (8.6)$$

позволяет определить все характеристики течения:

$$u = D \left(\frac{x}{L} - \frac{x_0}{L} \frac{dx_0}{dx} \right); \quad c = D \frac{x_0}{L} \frac{dx_0}{dx}. \quad (8.7)$$

Параметры Жуге определяются по законам сохранения массы и импульса на детонационном скачке

$$\rho_J = \rho_0 \frac{dx_0}{dx}; \quad P_J = \rho_0 D^2 \left(\frac{x}{L} - \frac{x_0}{L} \frac{dx_0}{dx} \right) \text{ при } x/x_0 = 1. \quad (8.8)$$

Здесь L — координата фронта детонационной волны; D — скорость детонации; u — массовая скорость за фронтом детонационной волны.

Применительно к УРС представляет интерес установить одну из зависимостей $P(u)$ или $P(V)$ ($V = 1/\rho$ — удельный объем), изэнтропические производные которых связаны с импедансом ρc известными соотношениями [17]

$$\rho c = \left| \frac{dP}{du} \right| = \left| \frac{du}{dV} \right| = \left| -\frac{dP}{dV} \right|^{1/2}. \quad (8.9)$$

Таким образом, в дополнение к известной из эксперимента одной из указанных выше зависимостей известна также производная этой величины, что просто решает поставленную задачу: по экспериментальному профилю центрированных волн разрежения найти адиабату расширения вещества.

Если в рентгенографическом эксперименте определена зависимость $x(x_0, t_1)$ в известный момент времени t_1 в движущейся среде, то, воспользовавшись законом сохранения массы $\dot{V} = V_0 dx/dx_0$, найдем $V = V_0 f(x_0)$ и обратную функцию $x_0(V)$. Из (8.5) и (8.9) получим

$$P(V) = P_j - \frac{\rho_0^2}{t_1^2} \int_{V_j}^V x_0^2(V) dV \quad (8.10)$$

и в параметрическом виде (V — параметр) — $P(u)$ -зависимость по (8.10) и (8.11)

$$u(V) = -\frac{\rho_0}{t_1} \int_{V_j}^V x_0(V) dV. \quad (8.11)$$

Следует отметить, что в опытах с наклонной фольгой параметры ПВ на фронте и вблизи него определяются точнее, чем в опытах с параллельным расположением фольг относительно плоскости детонационного фронта. Регистрация смещений производится «непрерывным» образом, что дает возможность измерять смещения значительно ближе к фронту. Поэтому участок экстраполяции к фронту при описании опытов с наклонной фольгой также меньше, и, следовательно, расчет точнее.

Уменьшение массы тяжелых инертных прокладок (одна наклонная фольга вместо нескольких, расположенных параллельно фронту детонационной волны), ликвидация связанных с ними нескольких разрывов плотности в заряде ВВ и возможность выявления структуры течения в окрестности детонационного фронта также являются преимуществами используемого метода.

В таблице 8.3 для сравнения приведены параметры Чепмена — Жуге сплава ТГ 50/50, определенные рентгенографическим и электромагнитным методами, а также методом преград.

Таблица 8.3. Параметры Чепмена — Жуге сплава ТГ 50/50

Метод	ρ_0 , г/см ³	D , км/с	u_p , км/с	P_p , ГПа
Рентгенографический	1,66	7,56	2,04	25,7
Электромагнитный	1,68	7,65	2,07	26,5
Преград	1,66	7,55	2,02	25,2

Из таблицы 8.3 видно, что все методы дают практически одинаковые результаты. Максимальное различие в давлениях Жуге не превышает 5 %.

8.2.6. Определение параметров Жуге с использованием лазерных измерительных систем

Высокое временное разрешение структуры детонационного фронта можно получить лазерными методами. Подробное описание лазерных измерительных систем и их применения в динамических экспериментах представлено в главе 9. Ниже описаны особенности применения лазерных методик для определения параметров Жуге.

Метод лазерного измерения волновых скоростей (ЛИВС). Методом ЛИВС [11] можно измерять скорость ударной волны в пакете прозрачных пластин, примыкающих к торцевой поверхности исследуемого ВВ. Измеряют время движения ударной волны по каждой пластине, входящей в пакет. Зная толщину пластины, определяют среднюю скорость ударной волны с точностью 0,5–1,0 % на пластинах толщиной 1 мм и более и 1,5–2,0 % при толщине пластин $\sim 0,2$ мм. Сначала определяется зона повышенных давлений детонационного фронта по затуханию ударных волн в преградах на малых расстояниях, а затем по формуле (8.3) рассчитываются значения давлений Жуге. В качестве недостатка следует отметить, что метод является дискретным и требует высокой точности обработки поверхностей преград. Экспериментальные результаты [11], полученные этим методом, представлены в таблице 8.4.

Таблица 8.4. Параметры Чепмена — Жуге индивидуальных и смесевых ВВ, определенные методом ЛИВС

ВВ	ρ_0 , г/см ³	D , км/с	Материал преграды	P_p , ГПа
ТНТ прессованный	1,56	6,84	Плексиглас	$18,6 \pm 0,3$
			Стекло ТФ-5	$17,7 \pm 0,4$
	1,58	–	Плексиглас	18,6
ТЭН флегматизированный	1,65	8,11	–”–	$24,6 \pm 0,4$
			Стекло ТФ-5	$24,1 \pm 0,4$
Октоген флегматизированный	1,77	8,69	Плексиглас	$31,8 \pm 0,4$
Гексоген агатированный	1,78	–	–”–	35,2
Октоген	1,87	–	–”–	36,9

Метод лазерной интерферометрии. Методом лазерной интерферометрии зону повышенных давлений находят из профиля массовой скорости на контактной границе исследуемое ВВ — инертная преграда. С этой целью между зарядом ВВ и преградой помещают отражающие металлические прокладки. При этом обычно используют алюминиевые или медные фольги [18] толщиной 0,012–0,025 мм, которые напрессовывают непосредственно на торцевую поверхность исследуемого заряда. В качестве преграды чаще всего используют воду [19], реже применяют кристаллы LiF [20]. В последнем случае микрометровый слой алюминия наносится непосредственно

на поверхность кристалла. Результаты измерений [19] представлены в таблице 8.5.

Таблица 8.5. Параметры Чепмена — Жуге, определенные методом лазерной интерферометрии

ВВ	ρ_0 , г/см ³	D , км/с	u_p , км/с	P_p , ГПа
Гексоген флегматизированный	1,41	6,84	2,0	–
	1,60		2,1	–
	1,67		2,2	–
PBX-9502	1,87		–	28,5

Фотоэлектрический метод. В фотоэлектрическом методе зона повышенных давлений регистрируется по яркости свечения ударного фронта в индикаторной жидкости, контактирующей с зарядом исследуемого ВВ (рис. 8.15).

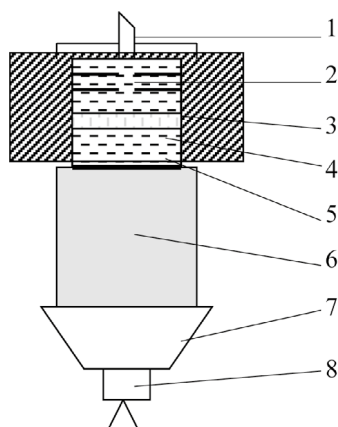


Рис. 8.15. Схема эксперимента по определению давления Жуге с помощью индикаторной жидкости: 1 — световод; 2 — диафрагмы; 3 — стеклянная пластина; 4 — индикаторная жидкость; 5 — фольга из Al; 6 — заряд исследуемого ВВ; 7 — плосковолновая линза; 8 — детонатор

На торец исследуемого материала помещают кювету с индикаторной жидкостью (бромформ, четыреххлористый углерод, другие галогенпроизводные метана), в которую входит ударная волна из ВВ. Для отсечки излучения продуктов детонации на переднюю поверхность заряда помещают тонкую (~ 0,05 мм) алюминиевую фольгу. Отверстия в диафрагмах ограничивают видимую часть ударного фронта в жидкости до необходимого размера. Излучение ударного фронта передается в ФЭУ при помощи оптического волокна и регистрируется электронно-оптическим пирометром.

Давление в индикаторной жидкости находится по калибровочной зависимости яркости свечения от давления. Вследствие того, что эта зависимость сильная, как это было отмечено в главе 4, точность определения давления существенно повышается. Примеры записи [21] яркости излучения ударного фронта в четыреххлористом углероде, находящемся на торце детони-

рующих зарядов ТНТ и ТГ 50/50, представлены на рис. 8.16 б, на котором имеются все характерные признаки зоны повышенных давлений. Переход к давлениям Жуге проводится по формуле (8.3).

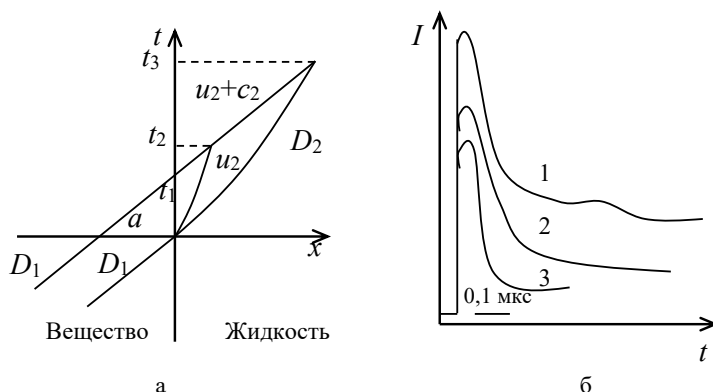


Рис. 8.16. x - t -диаграмма течения (а) и типичные записи яркости излучения ФУВ в четыреххлористом углероде (б), находящемся в контакте с зарядами: 1 — прессованного ТГ 50/50 ($\rho_0 = 1,65 \text{ г/см}^3$); 2 — литого тротила ($\rho_0 = 1,60 \text{ г/см}^3$); 3 — прессованного тротила ($\rho_0 = 1,60 \text{ г/см}^3$)

Фотоэлектрический метод позволяет найти изменение массовой скорости на контактной границе. Переход от экспериментально определяемой зависимости давления на ФУВ в индикаторной жидкости к параметрам на контактной границе осуществляется с помощью x - t -диаграммы распространения волн. Представленная на рис. 8.16 а x - t -диаграмма построена по экспериментально определенной зависимости давление — время и известной ударной адиабате индикаторной жидкости.

Времена t_2 и t_3 , отвечающие равным скоростям u_2 на контактной границе ВВ — индикаторная жидкость и ударном фронте в жидкости, связаны соотношением

$$\int_0^{t_2} u_2 dt + (u_2 + c_2)(t_3 - t_2) = \int_0^{t_3} D_2 dt,$$

где D_2 , c_2 — соответственно скорость ударной волны и скорость звука за ФУВ с массовой скоростью u_2 . Решение этого уравнения при известных зависимостях скорости звука от давления $c_2(P)$ и скорости ударной волны $D_2(t)$ в индикаторной жидкости позволяет найти изменение массовой скорости на контактной границе. При этом времена изменения давления в зоне химических реакций находят из соотношений

$$t_1 = a/D_1; \quad t_2 = D_1 t_1 / (D_1 - u_{\text{cp}}),$$

где a — ширина зоны химической реакции; D_1 — скорость детонации; u_{cp} — средняя массовая скорость на контактной границе.

Временное разрешение метода $\sim 5 \text{ нс}$ [21].

Давления в точке Жуге для литого и прессованного ТНТ и сплава ТГ 50/50, полученные рассмотренным методом, представлены в таблице 8.6.

Таблица 8.6. Параметры Чепмена — Жуге, определенные фотоэлектрическим методом

ВВ	ρ_0 , г/см ³	P_p , ГПа
ТНТ прессованный	1,60	20,86
		20,27
		20,27
ТНТ литой	1,60	20,95
		20,45
		20,29
ТГ 50/50 прессованный	1,65	26,07
		25,21
		24,95

8.2.7. Метод преград

В этом методе, подробное описание которого приведено в главе 4, измеряются параметры ударной волны в инертном материале (преграде), контактирующем с исследуемым ВВ. Поскольку ПВ, граничащие с преградой, после отражения имеют ту же скорость и то же давление, что и в преграде, то экспериментально измеряемыми величинами в методе преград являются волновые скорости D_p в преградах.

При отражении от преград, обладающих большей динамической жесткостью, чем ПВ ($\rho_0 D_p > \rho_{0ВВ} D$), происходит торможение ПВ, и давление возрастает. При взаимодействии с мягкими преградами ПВ расширяются, и давление падает. Таким образом, измеряя волновую скорость в преграде с известной ударной адиабатой, можно определить точку на кривой расширения или торможения ПВ.

Вследствие затухания ударных волн в преградах для отыскания истинных состояний отражения волновые скорости измеряются при различной толщине преград, и результаты экстраполируются к границе раздела.

Строго говоря, для перехода к параметрам состояния на кривой торможения ПВ зависимости $D(x)$ или $u(x)$, где x — толщина преграды, необходимо экстраполировать к толщине преграды, соответствующей границе области повышенных давлений химического пика. Оценки, проведенные для ряда материалов (Mg, Al, тефлон), показывают, что эта толщина составляет ~ 1 мм. Экстраполяция экспериментальных результатов к $x = 0$ и $x = 1$ мм приводит к расхождению в определении D и u всего в 1 %, что находится в пределах ошибки измерения.

Полученные экспериментальные результаты наносят на график $P(u)$ и проводят детонационную прямую $P = \rho_0 D u$, являющуюся геометрическим местом точек, отвечающих заданной скорости детонации D . Пересечение этой прямой с экспериментальной кривой $P(u)$ определяет давление и массовую скорость в плоскости Чепмена — Жуге (рис. 8.17).

Кроме того, благодаря условию касания, по параметрам Жуге устанавливается не только точка в P - V -координатах, но и изэнтропическая производная, общая в точке Жуге для изэнтропы, детонационной адиабаты и адиабаты повторного сжатия. Поэтому при давлениях, не сильно отличающихся от давления в состоянии Жуге, можно считать ударную адиабату совпадающей

с изэнтропой и описывать их единой зависимостью. Точность такого описания во многих случаях оказывается достаточной. Этот способ использован в работах [22, 23] при нахождении изэнтроп разгрузки ПВ для ТНТ и составов ТГ 50/50 и ТГ 25/75. Следует отметить, что использование в этих экспериментах в качестве преград первоначально сжатых до давлений 1–100 атм инертных газов (аргона и ксенона) позволило подробно проследить ход изэнтроп расширения в области давлений ниже 1 ГПа и выявить их заметное расхождение с расчетным описанием кубическим УРС ПВ $P = A\rho^3$.

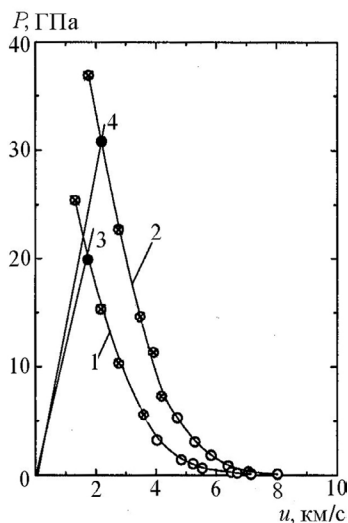


Рис. 8.17. Изэнтропы расширения ПВ: 1 — ТНТ [22]; 2 — ТГ 25/75 [23]; 03, 04 — детонационные лучи; ● — точка Жуге. Экспериментальные данные по расширению ПВ в конденсированных \otimes и газовых \circ преграды

8.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА ДЕТОНАЦИИ

Критическим диаметром детонации называют диаметр цилиндрического заряда ВВ, меньше которого в заряде невозможно самоподдерживающееся распространение детонации при любой мощности инициирующего импульса. Распространение детонационной волны прекращается на некотором расстоянии от места инициирования. Природа критического диаметра детонации обусловлена энергетическими потерями в зоне химической реакции детонации. Так как зона химического превращения в детонационной волне имеет конечные размеры, то в зону реакции с боковой поверхности заряда входит волна разрежения. Масса вещества, охваченная ею, уже не участвует в химическом превращении, что приводит к тепловым потерям в зоне реакции и, как следствие, к уменьшению скорости детонации.

Когда размер заряда достаточно велик, относительные потери энергии в детонационной волне пренебрежимо малы. С уменьшением диаметра

заряда относительные потери возрастают, и с некоторого диаметра, называемого критическим, равновесие между выделением и потерями энергии в зоне химической реакции нарушается. Устойчивая стационарная детонация в заряде ВВ становится невозможной. Исходя из этих положений, Ю.Б. Харитон сформулировал принцип критического условия распространения детонации: детонация может устойчиво распространяться по заряду, если продолжительность химической реакции τ_x меньше времени разброса вещества в радиальном направлении $\tau = \frac{d}{2c}$. Критический диаметр детонации определяется выражением $d_{кр} \approx 2c\tau_x$, где c — средняя скорость звука в детонационной волне.

Критический диаметр является важной характеристикой ВВ. Она позволяет оценить минимальную силу инициатора, необходимую для возбуждения устойчивой детонации ВВ, и вместе со скоростью детонации приближенно определить ширину зоны и время химической реакции, а также степень ее завершения в детонационной волне.

Наиболее распространенные схемы методов экспериментального определения критического диаметра детонации представлены на рис. 8.18 а, б [24, 25]. Кратко прокомментируем представленные схемы.

Инициирование детонации в коническом заряде осуществляется у основания конуса, так что распространение детонационного фронта идет в направлении уменьшения диаметра заряда. Место затухания детонации определяется фоторегистацией процесса распространения детонации, но чаще всего по отпечатку на пластине-свидетеле от бризантного эффекта детонационной волны. Вследствие того, что детонация в конических зарядах распространяется от большего диаметра к меньшему из-за эффекта пересжатия, распространение детонации будет прекращаться на диаметрах, несколько меньших критического. Для сведения этого эффекта к минимуму необходимо стремиться к минимально возможному углу раствора конуса.

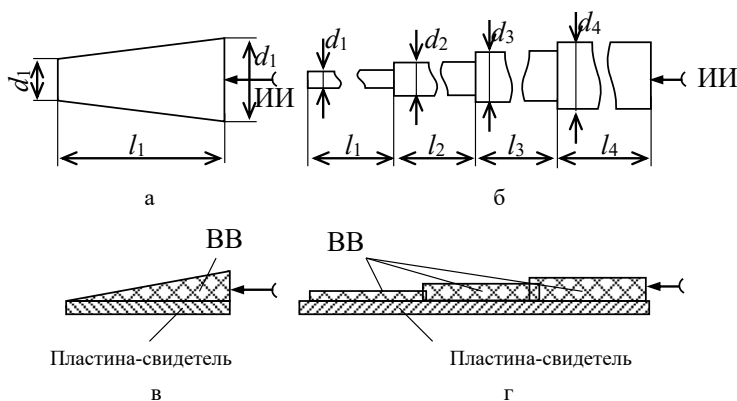


Рис. 8.18. Экспериментальные методы определения критического диаметра $d_{кр}$ и критической толщины детонации $h_{кр}$: а — метод конического заряда; б — метод цилиндрического заряда; в — метод клина; г — метод ступенчатого заряда. ИИ — иницирующий импульс

Более точный, но и более трудоемкий способ определения критического диаметра состоит в использовании ступенчатых цилиндрических зарядов (см. рис. 8.18 б). В этом случае длина l каждого цилиндра должна быть достаточной для того, чтобы в заряде ВВ завершились все переходные процессы, связанные с «подпорным» действием ПВ предыдущего цилиндра с большим диаметром. При $d \geq 5d_{кр}$ длина отдельных цилиндров должна быть не менее трех диаметров. При $d \cong d_{кр}$ необходимая длина возрастает до $10-12d_{кр}$.

Точное измерение критического диаметра не ограниченных оболочкой высокоплотных зарядов ВВ требует тщательного изготовления цилиндрических зарядов, иногда очень малого диаметра, что вызывает значительные технологические трудности. Именно это обстоятельство привело к разработке метода измерения критической толщины с помощью клиновидных и ступенчатых зарядов (рис. 8.18 в, г). В этом методе инициирование осуществляется также у основания заряда, и детонация распространяется в направлении уменьшения его толщины. Место обрыва детонации определяется по отпечатку на металлической пластине-свидетеле. Однако пластина-свидетель, имеющая большую динамическую жесткость, чем ВВ, несомненно влияет на протекание химической реакции разложения ВВ в детонационной волне.

Для исключения влияния на критическую толщину детонации материала пластины-свидетеля метод клина модифицирован [26]. В модифицированном методе клиновидный заряд ВВ помещается одной боковой поверхностью на пластину-свидетель и инициируется генератором плоской детонационной волны по всей боковой поверхности (рис. 8.19). Место обрыва детонационной волны также фиксируется по отпечатку на пластине-свидетеле.

Эксперимент показывает, что критический диаметр детонации зависит от природы ВВ, структуры заряда (плотности, размера зерна ВВ), технологии изготовления, содержания компонентов, температуры [27–29]). Общая тенденция такова, что с увеличением размера частиц ВВ критический диаметр детонации возрастает, с увеличением плотности и температуры — снижается [28]. О сильной зависимости критического диаметра от начальной температуры для расплавленного тротила и нитроглицерина свидетельствуют данные [27], воспроизведенные на рис. 8.20.

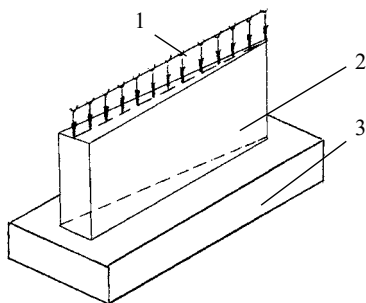


Рис. 8.19. Модифицированный метод определения критической толщины заряда ВВ: 1 — линейный детонационный генератор; 2 — клин исследуемого ВВ; 3 — пластина-свидетель

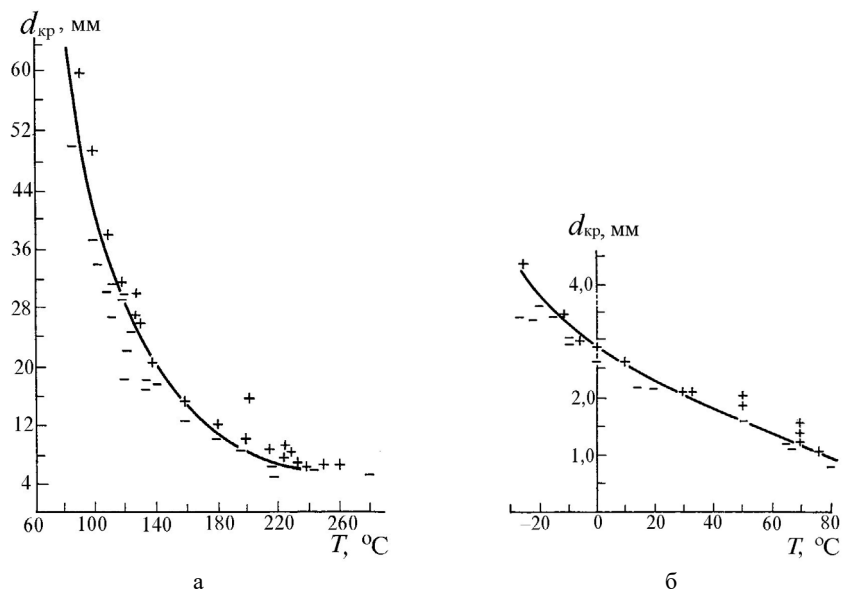


Рис. 8.20. Зависимость критического диаметра детонации жидкого тротила (а) и нитроглицерина (б) от температуры: + — стационарная детонация; — — отказ

Влияние технологии изготовления заряда ВВ на критический диаметр детонации видно из таблицы 8.7 на примере литого и прессованного ТНТ одинаковой плотности. У литого ТНТ он заметно больше. Кроме того, критический диаметр литого тротила зависит от скорости охлаждения заряда: чем выше скорость охлаждения, тем больше критический диаметр. По данным американских исследователей [28], он колеблется в пределах от 14 до 38 мм. Столь сильное влияние связывают с существенным изменением микроструктуры заряда при изменении скорости его охлаждения.

Критические диаметры монокристаллов ВВ представлены в таблице 8.8 [29].

Таблица 8.7. Критический диаметр тротила

ρ_0 , г/см ³	$d_{кр}$, мм	Размер частиц, мкм
0,8	10	70–200
1,00	9,0	
1,46	4,3	
1,55	3,3	
1,0	9	60

Таблица 8.8. Критические диаметры монокристаллов ВВ

ВВ	ρ_0 , г/см ³	$d_{кр}$, мм
ТЭН	1,78	5,0
Гексоген	1,80	7,0
Октоген	1,904	18
ТНТ	1,663	110

8.4. БРИЗАНТНОСТЬ, РАБОТОСПОСОБНОСТЬ (ФУГАСНОСТЬ) И МЕТАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ВВ

Работа, совершаемая расширяющимися ПВ, определяется выражением $A = \int_{V_1}^{V_2} P dV$, где V_1 и V_2 — объемы ПВ в начальном и конечном состояниях, P — давление ПВ. Приведенное выражение соответствует площади криволинейной трапеции (рис. 8.21). В общем случае работа зависит от начального давления ПВ, их плотности $\rho = 1/V$, пропорциональной плотности ВВ, химического состава и степени расширения ПВ. Степень расширения, в свою очередь, зависит от интенсивности и времени взаимодействия ПВ со средой. Поэтому на эффективность взрыва влияют свойства как самого ВВ, так и нагружаемой среды. По этой причине при решении практических задач в большинстве случаев пользуются не абсолютными, а относительными показателями эффективности ВВ, соотнося действие нового ВВ с действием в тех же условиях апробированного ВВ, принимаемого за эталон.

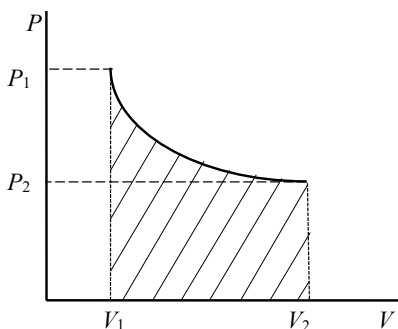


Рис. 8.21. Работа расширяющихся ПВ

Различают бризантные формы работы взрыва, которые непосредственно связаны с параметрами фронта детонационной волны, и фугасные формы, определяемые в основном работой расширения продуктов детонации. Поэтому вместо термина фугасность часто употребляется термин работоспособность.

Бризантность — это способность ВВ к местному разрушительному действию, которое является результатом резкого удара ПВ по окружающей ВВ среде.

Бризантная форма работы совершается в течение нескольких микросекунд, а доля реализованной при этом энергии составляет от единиц до нескольких десятков процентов. Бризантное воздействие ВВ наиболее характерно проявляется в виде бронепробивного действия ПВ, дробления горной породы на куски, различных форм обработки металлов взрывом.

Примером фугасного действия является выброшенный грунт при взрывании зарядов в шпурах. При фугасных формах работы ПВ в течение миллисекунд реализуется до 85 % общей энергии взрыва. При этом

часть энергии взрыва, не реализуемой на механическую работу, называют термодинамическими потерями. Существуют и промежуточные формы работы взрыва, когда время совершения работы (время отбора энергии от ПВ) больше, чем при бризантном действии взрыва, но меньше, чем при фугасном. К промежуточной форме работы взрыва относится метательное действие ВВ.

Многообразие форм и факторов, влияющих на работу взрыва, означает, что в принципе невозможно создать единый метод определения относительной работоспособности, основанный на регистрации какого-либо действия взрыва на выбранную среду. По этой причине в настоящее время для оценки эффективности ВВ используются многочисленные экспериментальные методы, в которых в качестве воспринимающей среды представлены воздух, вода, скальные горные породы, нескальные грунты, металлы (сталь, свинец).

8.4.1. Бризантное действие взрыва

Проба Гесса. Наиболее простым и распространенным методом испытания на бризантность является проба на обжатие свинцовых цилиндров, или проба Гесса, схематически представленная на рис. 8.22 [30].

Для испытаний применяют свинцовый цилиндр высотой 60 мм и диаметром 40 мм, который располагают на массивной стальной подставке в вертикальном положении. На цилиндр помещают стальную пластину толщиной 10 мм и диаметром 41 мм. На стальную пластину ставят заряд испытываемого ВВ массой 50 г в бумажной оболочке диаметром 40 мм. При стандартных испытаниях плотность заряда составляет $1,0 \text{ г/см}^3$. При взрыве заряда ВВ свинцовый цилиндр деформируется. Мерой бризантности является его обжатие, т. е. разность между его средними высотами до и после взрыва, выраженная в миллиметрах.

Бризантность некоторых ВВ по пробе Гесса: тетрил — 20–22 мм; тротил — 16 мм; аммотол 80/20 — 14,8 мм.

Исключительная простота проведения пробы Гесса обуславливает ее широкое использование в качестве приемочной для промышленных ВВ. Однако как метод оценки бризантности она имеет существенные недостатки:

- конечный результат получается не в единицах энергии или работы, а в единицах длины, причем по мере обжатия сопротивление свинцового цилиндра возрастает, и поэтому его обжатие с работой деформации связано нелинейно;
- обжатие иногда в значительной мере определяется детонационной способностью ВВ, его критическим диаметром;
- стандартная проба Гесса возможна лишь для ВВ с низкой бризантностью, так как мощные ВВ (ТЭН, гексоген и т. д.) приводят к практически полному разрушению свинцового цилиндра.

Для ВВ с низкой детонационной способностью, которые не могут устойчиво детонировать в зарядах с бумажной оболочкой диаметром 40 мм и имеют большой участок разгона детонации, пробу Гесса несколько видоизме-

няют: помещают ВВ в стальные кольца, увеличивают длину заряда и его массу (до 100 г). При малой восприимчивости ВВ к капсулю-детонатору для возбуждения детонации применяют шашки из прессованного тетрила или другого мощного ВВ массой 5 г.

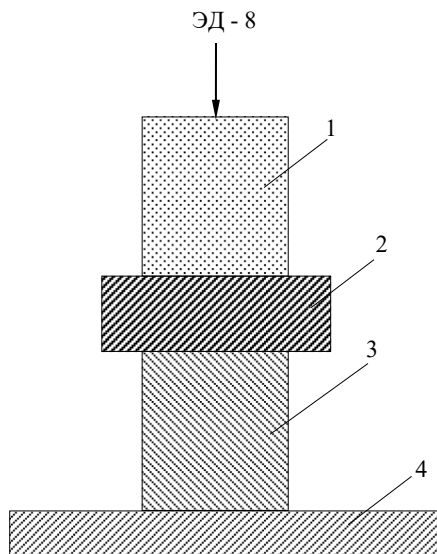


Рис. 8.22. Схема испытания ВВ на бризантность по пробе Гесса: 1 — заряд ВВ; 2 — стальной экран; 3 — свинцовый цилиндр; 4 — массивная стальная подставка

Импульсомер Каста — Бардина. Для оценки бризантности более мощных ВВ применяют импульсомер Каста — Бардина [31], схема которого представлена на рис. 8.23. Цилиндрический заряд исследуемого ВВ диаметром 20 мм устанавливается на движущуюся часть импульсомера, которая состоит из сменных пластин, накладке и поршня. Поршень входит в направляющий цилиндр и при взрыве заряда ВВ обжимает медный крешер, установленный на подставке, ввинченной в основание импульсомера. По обжатию медного крешера судят об относительном импульсе взрыва. Так как сопротивление крешера возрастает с увеличением его обжатия, то принцип сравнительной оценки бризантности по обжатию крешера не является точным. Попытку рассмотреть деформирование крешера с физической точки зрения предприняли Садовский и Похил. Они представили импульс взрыва в виде $I = (2M\sigma\omega\delta H / (H - \delta H))^{1/2} = (2M\sigma\omega\alpha)^{1/2}$, где σ — временное сопротивление меди; ω — объем крешера; H — высота крешера; δH — обжатие крешера; M — вовлекаемая в движение масса; I — импульс взрыва; $\alpha = \delta H / (H - \delta H)$.

Так как σ , ω , M — величины постоянные, то для относительного импульса получаем $I_{отн} = I / I_{эт} = (\alpha / \alpha_{эт})^{1/2}$.

В таблице 8.9 [31] представлены относительные импульсы, измеренные по обжатию медных крешеров. За эталон принят состав ТГ 50/50 плотностью $\rho_0 = 1,68 \text{ г/см}^3$.

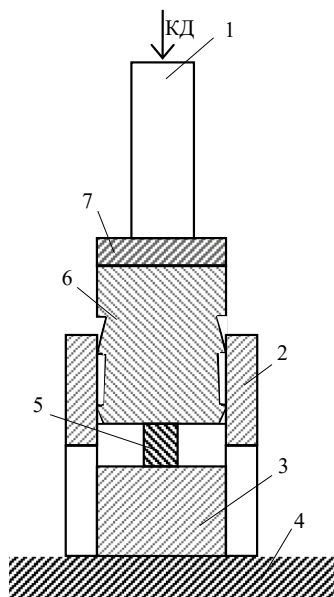


Рис. 8.23. Схема импульсомера Каста — Бардина: 1 — ВВ; 2 — направляющий цилиндр; 3 — подставка; 4 — блок; 5 — медный крешер; 6 — поршень; 7 — свинцовая накладка

Таблица 8.9. Относительные импульсы, измеренные по обжатию медных крешеров

ВВ	ρ_0 , г/см ³	$I_{отн}$, %
ТГ 50/50	1,68	100
Гексоген	1,80	119,3
ТНТ	1,60	83,6
ТЭН	1,77	117,4
Тетрил	1,70	102,3
Нитроглицерин	1,60	91,6

8.4.2. Определение общей работы взрыва

Бомба Трауцля. Для характеристики работоспособности ВВ в Европе принято испытание в свинцовом блоке [30]. Это испытание предложено Трауцлем и стандартизовано на 2-м Международном конгрессе по прикладной химии в 1903 году.

Бомба Трауцля (рис. 8.24) представляет собой массивный свинцовый цилиндр высотой и диаметром 200 мм. Она имеет с одной стороны несквозное отверстие диаметром 25 мм, идущее по оси цилиндра на глубину 125 мм. На дно отверстия помещают заряд исследуемого ВВ массой 10 г в бумажной гильзе. Свободную часть канала засыпают сухим кварцевым песком. Заряд ВВ инициируют капсюлем ЭД-8-Э. После взрыва в бомбе образуется характерное вздутие.

Мерой относительной работоспособности ВВ является расширение ΔV в кубических сантиметрах свинцовой бомбы за вычетом начального объема отверстия и расширения, производимого электродетонатором (30 см³).

Приведем значения расширения свинцовой бомбы для наиболее характерных ВВ [32]: гексоген — 465–520 см³; ТЭН — 480–500 см³; тротил — 285 см³; аммотол 80/20 — 370 см³; нитроглицерин — 520 см³; аммиачная селитра — 195–220 см³.

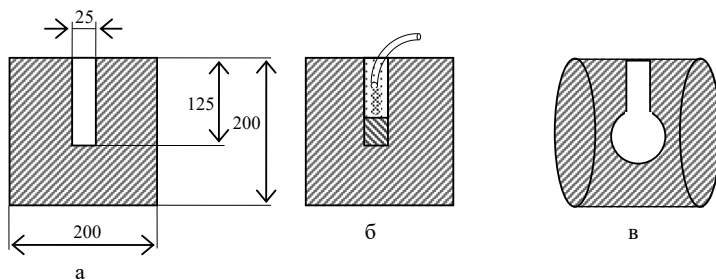


Рис. 8.24. Бомба Трауцля: а — до снаряжения; б — снаряженная; в — после взрыва

Отметим, что работоспособность в этом простом и широко распространенном методе выражается не в энергетических единицах, а в условных единицах приращения объема.

Баллистический маятник. В основу этого метода оценки работоспособности ВВ положен энергетический критерий. При этом о мере совершённой взрывом работы судят по импульсу (или энергии движения), приобретенному инертным телом под действием расширяющихся ПВ. Конструкции баллистических маятников разнообразны. Одна из них приведена на рис. 8.25. Основой любого баллистического маятника является инертная масса M , приобретающая под действием взрыва некоторый импульс MW , и устройство, позволяющее или отсчитывать положение массы M до и после действия взрыва, или оценивать приобретенную ею скорость. Масса M подвешивается на жестких тягах к неподвижной опоре. Длина подвеса баллистических маятников колеблется от 1,5 до 2,5 м, а масса маятников составляет от 50 до 1000 кг. Заряд ВВ помещается на некотором удалении от носка маятника или непосредственно на его торце.

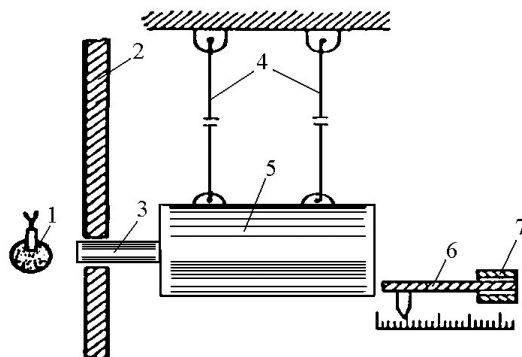


Рис. 8.25. Баллистический маятник: 1 — заряд ВВ; 2 — носок маятника; 3 — защитный экран; 4 — подвески; 5 — тело маятника; 6 — измеритель отклонений; 7 — обойма станка

Под действием взрыва ВВ маятник отклоняется на угол φ . Импульс, воспринятый маятником, можно рассчитать по формуле $I = M(2gl(1 - \cos \varphi))^{1/2}$, где M — масса маятника; g — ускорение свободного падения; φ — угол отклонения маятника; l — длина подвеса. Эта формула справедлива для углов отклонения, не превышающих 20° . Если измерять горизонтальное перемещение маятника x , то для малых углов импульс рассчитывается по формуле $I = M2\pi x/T$, где T — период колебаний маятника.

Работа взрыва рассчитывается по формуле $A = Mgh = Mgl(1 - \cos \varphi) = I^2/2M$, где h — высота подъема центра тяжести маятника. Точность измерений с помощью баллистических маятников составляет 2–5 %.

Баллистическая мортира. Баллистическая мортира (рис. 8.26) является разновидностью баллистического маятника с тем отличием, что в теле подвижной массы M_1 изготовлена взрывная камера 2, в которую помещается заряд исследуемого ВВ, и расширительная камера, в которой перед подрывом размещается массивный поршень-снаряд 1.

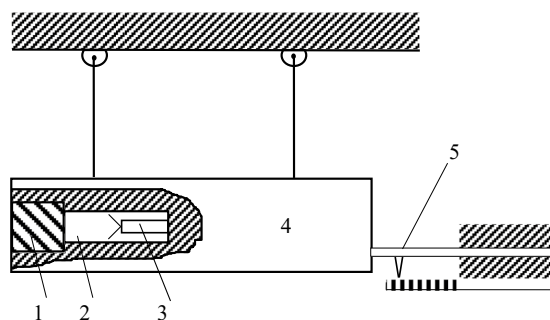


Рис. 8.26. Баллистическая мортира: 1 — снаряд; 2 — взрывная камера; 3 — заряд ВВ; 4 — мортира; 5 — измерительная линейка

При подрыве заряда ПВ сначала занимают объем камеры 2, а затем выталкивают поршень-снаряд 1, так что в системе мортира — снаряд работа производится при совершенно определенной степени расширения $(V_2 + V_1)/V_2$: начальным объемом является объем взрывной камеры V_2 , конечным объемом — суммарный объем взрывной и расширительной камер $(V_2 + V_1)$.

Работа, затраченная на отклонение мортиры, будет равна $A_1 = Mgh = Mgl \cos \varphi$, где M — масса мортиры; $h = l \cos \varphi$ — высота поднятия центра тяжести мортиры; l — длина подвеса мортиры. Работа, затраченная на выброс снаряда: $A_2 = mW^2/2$, где m и W — масса и скорость поршня-снаряда. Полную работу вычисляют исходя из равенства количества движения, полученного мортирой и снарядом: $Mu = mW$, u — скорость движения мортиры, которую можно найти из соотношения $Mg \cos \varphi = Mu^2/2$. Отсюда $u^2 = 2gl \cos \varphi$. Поскольку $W = M/mu$, то $W^2 = M^2/m^2 2gl(1 - \cos \varphi)$. С учетом этого работа на выброс снаряда будет равна $A_2 = M^2 gl(1 - \cos \varphi)/m$. Полная работа взрыва $A = A_1 + A_2 = Mgl(1 + M/m)(1 - \cos \varphi)$. Обозначая $E_0 = Mgl(1 + M/m)$ окончательно получаем $A = E_0(1 - \cos \varphi)$. Отметим, что для мортиры заданной конструкции величина E_0 является постоянным параметром.

Для облегчения процесса очистки взрывной камеры и уменьшения теплотеря ПВ за счет теплопроводности и пластической деформации стенок в нее помещают прочный стальной вкладыш с толщиной стенки ≈ 15 мм. Чтобы избежать утечки газа, зазор между снарядом и отверстием ликвидируется с помощью кольцевого уплотнения. При строгом соблюдении условий проведения эксперимента разброс результатов составляет 2–5 %.

Тропиловый эквивалент. Существует два варианта сравнительных испытаний ВВ на работоспособность. Первый вариант предусматривает сравнение работоспособности зарядов ВВ одинаковой массы, а второй — такой массы, которая дает работоспособность, аналогичную эталонному ВВ определенной массы. В качестве эталонного ВВ обычно принимают тротил. Отношение этой массы заряда тротила к массе заряда исследуемого ВВ называют тротиловым эквивалентом, который и служит характеристикой работоспособности. Оценка работоспособности ВВ через показатель работоспособности тротила получила широкое распространение. При этом за эталон принимается тротил с плотностью $1,5 \text{ г/см}^3$ и теплотой взрыва 4186 кДж/кг (1000 ккал/кг), отвечающей данной плотности. Тогда, исходя из определения, тротиловый эквивалент можно выразить формулой $\alpha = A/A_{\text{ТНТ}}$, где A и $A_{\text{ТНТ}}$ — работоспособность исследуемого ВВ и ТНТ.

В другой, адекватной по физическому смыслу, трактовке тротиловый эквивалент определяется как отношение массы тротила к массе данного ВВ с условием, что работоспособность масс одинакова ($A = \text{const}$), и тогда $\alpha = M/M_{\text{ТНТ}}$.

Один из методов определения тротилового эквивалента связан с измерением интенсивности ударных волн в воздухе, генерированных при взрыве зарядов из тротила и исследуемого ВВ. Такой подход объясняется тем, что процесс формирования ударной волны в воздухе под действием расширяющихся ПВ происходит с наименьшими термодинамическими потерями. Поэтому измеряя полный импульс ударной волны или избыточное давление на ее фронте, можно оценить работоспособность ВВ — генератора ударной волны. При экспериментальном определении тротилового эквивалента находят такие массы тротила, которые генерируют воздушные ударные волны такой же интенсивности, как единицы масс исследуемых ВВ.

Обычно тротиловый эквивалент рассчитывают следующим образом. Вначале экспериментально определяют избыточное давление на ФУВ ΔP при взрыве в воздухе сферического заряда исследуемого ВВ массой M на некотором расстоянии R от его центра, а затем подставляют это значение в формулу Садовского

$$\Delta P = 0,84 \frac{M_{\text{ТНТ}}^{1/3}}{R} + 2,7 \frac{M_{\text{ТНТ}}^{1/3}}{R^2} + 7 \frac{M_{\text{ТНТ}}}{R^3}.$$

Решая уравнение относительно $M_{\text{ТНТ}}$, находят массу заряда тротила, который дает то же значение избыточного давления на ФУВ на принятом расстоянии R , что и заряд исследуемого ВВ массой M .

При взрыве заряда на поверхности земли используют другую формулу Садовского:

$$\Delta P = 1,06 \frac{M_{\text{ТНТ}}^{1/3}}{R} + 4,3 \frac{M_{\text{ТНТ}}^{1/3}}{R^2} + 14 \frac{M_{\text{ТНТ}}}{R^3}.$$

Следует подчеркнуть, что при экспериментальном определении тротилового эквивалента через параметры ударной волны измерения должны выполняться на расстояниях, где ударная волна полностью сформировалась, оторвалась от ПВ и начала самостоятельное распространение в среде. Зона до отрыва ударной волны от ПВ называется зоной ближнего действия взрыва. Ее радиус зависит от кинетики энерговыделения в ПВ. Чем медленнее происходит энерговыделение, тем больше радиус ближней зоны. Большая протяженность этой зоны характерна, в частности, для металлосодержащих ВВ (алюмотол, аммонал). Для индивидуальных ВВ радиус ближней зоны составляет примерно десять радиусов заряда.

Тротиловый эквивалент некоторых ВВ [33]: ТНТ — 1,0; гексоген — 1,37; ТЭН — 1,37; октоген — 1,39; аммонит — 0,57.

8.4.3. Определение метательного действия ВВ

Под метательным действием ВВ понимают его способность трансформировать энергию взрывчатого превращения в кинетическую энергию метаемого тела. При этом мерой совершённой работы служит кинетическая энергия, приобретенная метаемым телом.

При решении практических задач в большинстве случаев пользуются не абсолютными, а относительными показателями эффективности ВВ (η), соотнося метательное действие нового ВВ с метательным действием в тех же условиях апробированного ВВ, принимаемого за эталон: $\eta = \frac{m_x W_x^2}{m_{\text{эт}} W_{\text{эт}}^2}$. При этом, как правило, массы метаемых пластин могут различаться.

Картина течения ПВ и движения пластины в случае одномерного метания представлена x - t -диаграммой на рис. 8.27.

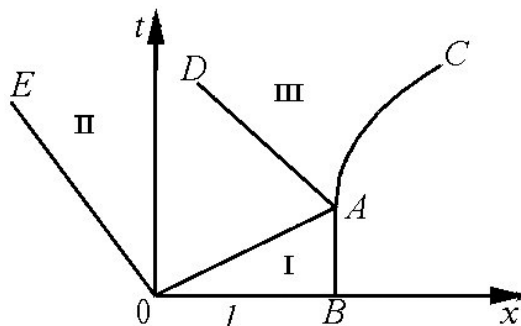


Рис. 8.27. x - t -диаграмма течения ПВ и движения пластины в случае одномерного метания: OA — детонационная волна, распространяющаяся со скоростью детонации D ; AC — траектория движения пластины; AD — ударная волна, отраженная от пластины; OE — граница разлета ПВ. I — область исходного ВВ; II — область центрированной волны расширения; III — область взаимодействия центрированной волны расширения с течением за фронтом отраженной в ПВ ударной волны

Для случая, когда показатель адиабаты ПВ $n = 3$, уравнения газовой динамики допускают простое аналитическое решение, выражающее связь предельной (при $t \rightarrow \infty$) скорости движения пластины из несжимаемого материала $W_{\text{пред}}$ массой m через параметры заряда ВВ (плотность заряда ρ_0 , длину l и скорость детонации D) [34]:

$$W_{\text{пред}} = \frac{27}{16} \frac{m}{\rho_0 l} D \left\{ 1 + \frac{16}{27} \frac{\rho_0 l}{m} - \sqrt{1 + \frac{32}{27} \frac{\rho_0 l}{m}} \right\}.$$

Обозначив отношение массы заряда ВВ к массе пластины, приходящихся на единицу площади, $\frac{\rho_0 l}{m} = k$ после небольшого преобразования, получим

$$\frac{W_{\text{пред}}}{D} = \left[1 + \frac{27}{16k} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{32}{27} k} \right) \right]. \quad (8.12)$$

Из формулы (8.24) видно, что при $k \rightarrow 0$ (маленький заряд, тяжелая пластина) $W_{\text{пред}} \rightarrow 0$, а при $k \rightarrow \infty$ $W_{\text{пред}} \rightarrow D$, т. е. тонкая пластина приобретает ту же скорость, что и ПВ, свободно разлетающиеся в пустоту.

Коэффициент φ отбора энергии пластиной от ВВ определяется соотношением

$$\varphi = \frac{E_{\text{пл}}}{E_{\text{ВВ}}} = \frac{8}{k} \left(\frac{W_{\text{пред}}}{D} \right)^2, \text{ где } E_{\text{пл}} = \frac{mW_{\text{пред}}^2}{2}, \quad E_{\text{ВВ}} = \rho_0 l \frac{D^2}{16}.$$

С учетом (8.12) получим

$$\varphi = \frac{8}{k} \left[1 + \frac{27}{16k} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{32}{27} k} \right) \right]^2. \quad (8.13)$$

$\varphi(k)$ имеет максимум при $k = 81/32$, при этом $\varphi_{\text{max}} = \frac{256}{729} = 0,351$ и $\frac{W_{\text{пред}}}{D} = \frac{1}{3}$.

Максимальное количество энергии (35,1 %) получает пластина, масса которой всего в 2,53 раза меньше массы ВВ.

При изменении массы пластины (изменении k) коэффициент отбора энергии уменьшается, однако в широких пределах остается весьма высоким, что видно из таблицы 8.10.

Таблица 8.10. Расчетные значения коэффициента отбора энергии

k	1,0	2,0	2,5	3,0
φ	0,296	0,347	0,351	0,349
k	4,0	10	20	30
φ	0,338	0,225	0,176	0,137

Отметим, что реальный процесс ускорения метаемой пластины вследствие сжимаемости ее материала является ступенчатым. Предельная скорость метания пластины определяется пересечением изэнтропы расширения ПВ с ударной адиабатой воздуха. Более высокие скорости метания

можно получить, создавая режимы пересжатой детонации, давление и скорость которой больше, чем для нормального режима.

Для реальных метательных устройств с зарядами ВВ конечной массы скорости метания даже для тонких (0,1–0,3 мм) металлических пластин всегда меньше предельных. Это обусловлено более резким спадом давления на границе раздела ПВ и метаемого тела вследствие прихода тыльной и боковой волн разгрузки. При этом процесс разгона практически заканчивается после 3–4 циркуляций в пластине, и использование для определения скоростей метания пластин аналитического решения на основе *P-u*-диаграмм становится невозможным. Необходимо привлечение экспериментальных данных.

Эффективность преобразования энергии заряда ВВ в кинетическую энергию пластин зависит от природы ВВ, его массы, конструкции и способа инициирования заряда, толщины и материала пластин и ряда других параметров. Отсюда следует, что метательная способность ВВ зависит от конкретных условий его применения, поэтому экспериментальные количественные оценки метательной способности (действия) того или иного ВВ могут быть получены только в относительных единицах к эталонному ВВ. На практике так и поступают: эффективность нового ВВ оценивается в предположении возможности простой замены в существующей конструкции заряда детали из одного ВВ на такую же по геометрии деталь из нового ВВ. Поэтому относительное метательное действие ВВ определяют как отношение квадратов скоростей свободной поверхности метаемых тел, имеющих одинаковые материал, массу и форму, на одном и том же участке траектории их полета, при условии, что метание производится зарядами ВВ с одинаковыми объемами и формой. Поскольку степень расширения ПВ определяет работу, совершённую ПВ конкретным ВВ над метаемым телом в условиях конкретной геометрии измерительного заряда, то исследовать и сравнивать метательную способность различных ВВ и составов правильнее всего в опытах с конкретной натурной конструкцией. Однако такие опыты весьма трудоемки и дороги. Они требуют расхода большого количества ВВ и значительного объема технологических работ, поэтому проводятся только на заключительной стадии изучения ВВ как контрольные (проверочные).

Для определения метательного действия разработан комплекс достаточно простых и дешевых лабораторных измерительных устройств, которые моделируют работу конкретной конструкции либо по заданной базе полета, либо по соотношению масс метаемой пластины и заряда ВВ и позволяют быстро и надежно оценить возможность применения нового ВВ в конкретной конструкции.

Конструктивное исполнение измерительных устройств по типу можно разделить на одномерное торцевое метание пластины детонационной волной, инициированной без подпора в цилиндрическом заряде, и двумерное метание цилиндрической оболочки скользящей детонационной волной.

По способу регистрации процесса метания экспериментальные методы можно разделить на три группы: рентгенографические, оптические и электроконтактные. Выбор того или иного способа определяется поставленной задачей. Если исследователей в большей мере интересует качественная

картина явления (состояние летящей пластины, ее форма, фрагментированность и т. д.), то, как правило, используется покадровая высокоскоростная фотосъемка процесса в режиме лупы времени. Для детализации картины деформации или разрушения пластины применяется рентгеноимпульсная съемка. Оба способа, однако, не обеспечивают необходимой точности в определении пространственной координаты элементов внешней поверхности пластины или оболочки и, соответственно, в определении скорости ее разлета. При рентгенографировании необходимо, чтобы импульс излучения был нормальным к оси испытываемого цилиндрического заряда. При несоблюдении этого условия на рентгенограммах фиксируются завышенные углы разлета оболочек. Погрешность определения нормальной составляющей скорости разлета оболочки, метаемой продуктами скользящей детонации заряда ВВ, при рентгенографическом способе регистрации составляет 2–3 %.

В осциллографическом методе для регистрации $x-t$ -диаграммы движения пластины чаще всего используют несколько электроконтактов, установленных на различных фиксированных расстояниях от поверхности метаемой пластины. При движении пластина последовательно замыкает измерительные контакты с заземленным (нулевым) контактом. Осциллограф регистрирует соответствующие моменты касания пластины с контактом. Скорость пластины для определения метательного действия получают дифференцированием получаемой $x-t$ -диаграммы.

Метод отлетающего индикатора. В простейшем варианте метода [64] (рис. 8.28) сравниваются кинетические энергии стальных пластин одинаковой толщины, разгоняемых ПВ эталонного и исследуемого зарядов ВВ, на заданной базе полета. При этом инициирование зарядов осуществляется по всей поверхности. В конце базы полета пластина 2 тормозится о стальной экран 3, вплотную к которому примыкает алюминиевый отлетающий индикатор 4, впрессованный в стальное кольцо для исключения действия на него боковых разгрузок.

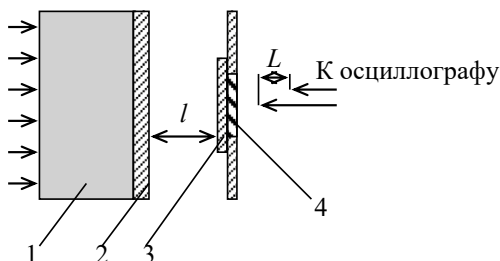


Рис. 8.28. Метод отлетающего индикатора: 1 — заряд ВВ; 2 — стальная пластина; 3 — стальной экран; 4 — отлетающий индикатор; l — база полета пластины; L — база полета индикатора

При выходе ударной волны на поверхность индикатора он отлетает со скоростью, характеризующей скорость стальной пластины в момент удара по экрану. Непосредственно в опыте с помощью электроконтактов и осциллографа измеряется время движения индикатора на заданном расстоянии.

При этом толщины стального экрана и отлетающего индикатора выбирают таким образом, чтобы тыльная волна разгрузки не влияла на движение последнего.

По измеренному времени и известной базе определяют скорость полета индикатора W_{Al} . Переход от скорости алюминиевого индикатора к скорости стальной пластины, которую она имеет в момент удара по стальному экрану, осуществляется из решения задачи о распаде произвольного разрыва:

$$\rho_0 \left(a_0 + a_0 \left(W_{Fe} - \frac{W_{Al}}{2} \right) \right) \left(W_{Fe} - \frac{W_{Al}}{2} \right) = \rho_1 \left(a_2 + a_3 \frac{W_{Al}}{2} \right) \frac{W_{Al}}{2},$$

где $\rho_0, a_0, a_1; \rho_1, a_2, a_3$ — плотности и коэффициенты в линейных D - u -соотношениях для стали и алюминия соответственно; W_{Al} — измеренная скорость алюминиевого индикатора; W_{Fe} — искомая скорость стальной пластины. P - u -диаграмма процесса представлена на рис. 8.29.

Суммарная погрешность метода, которая включает в себя погрешности измерения базы и времени полета, отклонения от наиболее вероятных ударных адиабат материалов экрана и отлетающего индикатора, неплоскостность ударной волны, не превышает 2,5 %.

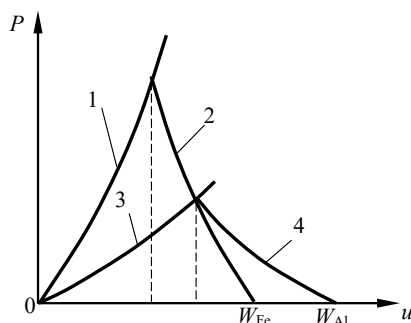


Рис. 8.29. P - u -диаграмма процесса взаимодействия стальной пластины с отлетающим индикатором: 1, 3 и 2 — ударные адиабаты и изэнтропы стали и алюминия соответственно

Метод М-60. В этом методе [35], схема которого приведена на рис. 8.30, регистрируют x - t -диаграмму движения стальной пластины, разгоняемой ПВ заряда исследуемого ВВ. Регистрация осуществляется с помощью электроконтактных датчиков, установленных на различных расстояниях от торца пластины. Для уменьшения влияния боковых волн разрежения заряд помещают в толстостенную стальную оболочку. Дифференцированием x - t -диаграммы получают скорость пластины, которая характеризует метательное действие ВВ в данной конструкции. Относительное метательное действие определяют сравнением максимальных кинетических энергий метаемых пластин $(E_{кин})_{max}$ исследуемого и эталонного ВВ. Для этого экспериментально определяют скорость движения пластин различной толщины, затем строят зависимость кинетической энергии пластин от их массы $E_{кин} = f(m)$, по которой находят максимальную кинетическую энергию $(E_{кин})_{max}$, отбираемую пластиной от ВВ.

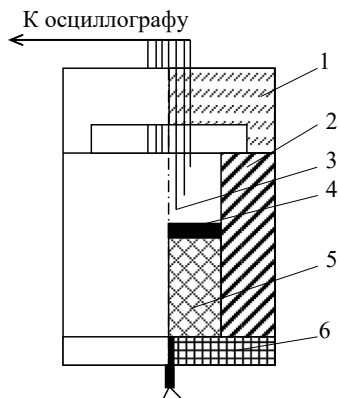


Рис. 8.30. Схема метода М-60: 1 — блок из оргстекла; 2 — корпус; 3 — электроконтактные датчики; 4 — пластина; 5 — заряд ВВ; 6 — крышка

Метод метания цилиндрической оболочки. Данный метод известен в России как метод Т-20 [63, 36, 37], за рубежом — как «цилиндр-тест» [38]. Описание метода изложим, опираясь на авторское свидетельство [35] «Способ определения параметров разлета цилиндрической оболочки под действием взрыва», полученное сотрудниками ВНИИЭФ Исаковым А.М. и Клочковым И.С.

Схема проведения эксперимента представлена на рис. 8.31 а. Заряды исследуемого ВВ помещаются внутрь медной цилиндрической трубы длиной 180–200 мм, имеющей внутренний диаметр 20 мм и толщину стенки 2 мм, и инициируются специальным генератором, обеспечивающим формирование плоской детонационной волны.

Во время съемки через щель фотохронографа на пленке фиксируется непрерывный процесс соударения цилиндрической оболочки с прозрачной пластиной из органического стекла, установленной под углом α к оси симметрии цилиндра. В момент соударения возникает свечение слоя воздуха, заключенного между оболочкой и прозрачной пластиной, которое регистрируется фотохронографом. Свечение прекращается после вхождения ударной волны в пластину, теряющую свою прозрачность и поэтому играющую роль светового затвора. Типичная фотохронограмма процесса соударения цилиндрической оболочки со световым затвором из органического стекла представлена на рис. 8.31 б. В качестве примера приведена фотохронограмма для пластизольного состава ВВ. Обработку фотохронограмм испытаний можно проводить как с фотопленки, так и с увеличенных фотоотпечатков.

Графическая интерпретация к выводу расчетных формул для определения параметров разлета цилиндрической оболочки под действием ПВ скользящей детонации приведена на рис. 8.32. При этом рассматривается случай стационарного течения, т. е. когда на расстоянии в несколько диаметров заряда от плоскости инициирования процесс детонации становится стационарным в системе координат, связанной с детонационной волной.

По мере движения детонационной волны по заряду в эксперименте непосредственно записывается «картина» разворачивающейся трубки путем

регистрации скорости скольжения U_c точки касания оболочкой, движущейся с радиальной скоростью W , поверхности пластины из оргстекла. Таким образом, решение задачи сводится к определению радиальной скорости W по измеряемым в эксперименте скорости детонации заряда D и скорости скольжения U_c .

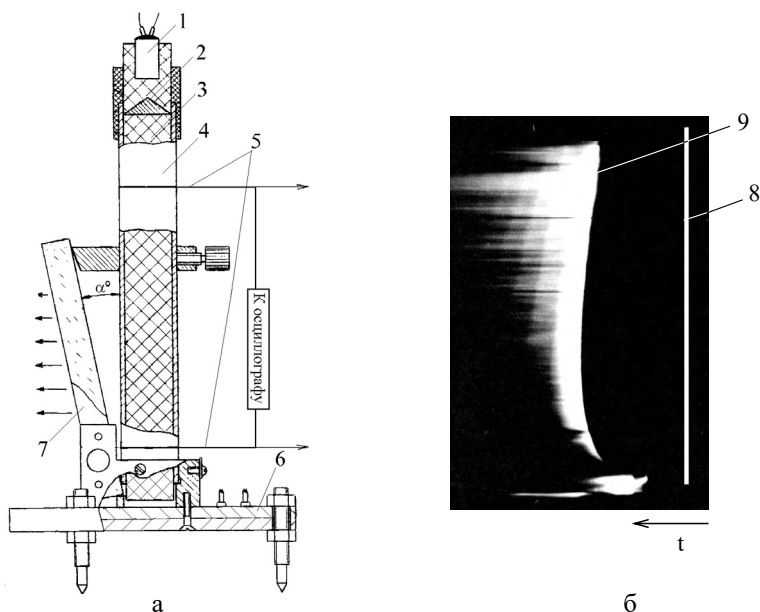


Рис. 8.31. Метод Т-20. Схема снаряжения трубки и регистрация движения оболочки по свечению слоя воздуха между внешней границей оболочки (ВГО) и плоскопараллельной пластиной из оргстекла (а) и фотохронограмма соударения ВГО оболочки с пластиной из оргстекла (б): 1 — детонатор; 2 — плосковолновой генератор; 3 — заряд ВВ; 4 — трубка; 5 — датчики скорости; 6 — подставка; 7 — пластина из оргстекла; 8 — изображение щели, 9 — линия удара

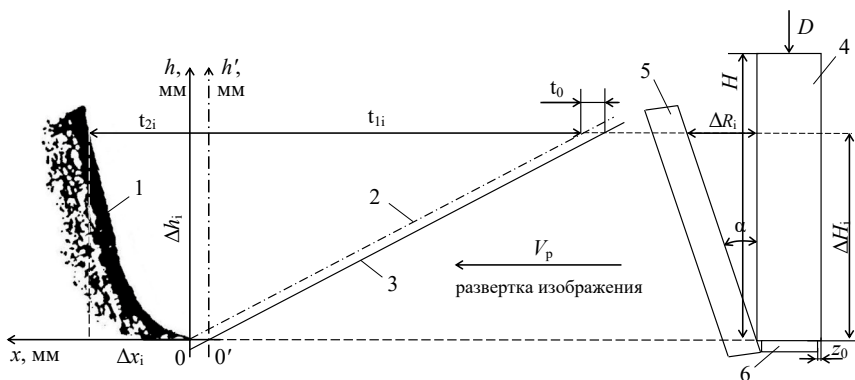


Рис. 8.32. Методика Т-20. К выводу расчетных параметров разлета цилиндрической оболочки. 1 — хронограмма линии соударения ВГО с пластиной-отсечкой; 2 — хронограмма выхода скользящей ударной волны на ВГО; 3 — хронограмма распространения плоской детонационной волны по цилиндрическому заряду ВВ; 4 — цилиндрическая оболочка; 5 — плоскопараллельная оптически прозрачная пластина-отсечка; 6 — цилиндрический заряд ВВ

Обработку хронограммы (линия 1 на рис. 8.32) осуществляют в следующей последовательности.

За начало отсчета принимают точку 0, отвечающую моменту выхода скользящей вдоль стенки трубы ударной волны на ВГО оболочки в вершине угла α , т. е. в месте, противоположном месту инициирования заряда. На линии соударения 1 определяют положение точек (x_i, h_i) в прямоугольной системе координат, где осью абсцисс является линия 0x, проходящая через точку 0 параллельно направлению временной развертки, а осью ординат является линия 0h, проходящая через точку 0 параллельно изображению щели фоторегистратора. При описании движения ВГО оболочки в форме $R = f(t) + R_0$ скорость разлета оболочки определяется производной $W = \frac{dR}{dt}$ или, переходя к конечным разностям,

$$W_i = \frac{\Delta R_i}{\Delta t_i}. \quad (8.14)$$

Из геометрии схемы экспериментального устройства и фотохронограммы определяют приращение внешнего радиуса оболочки

$$\Delta R_i = R_i - R_0 = \Delta H_i \times \operatorname{tg}(\alpha) = \Delta h_i \times M \times \sin(\alpha), \quad (8.15)$$

где M — масштабный коэффициент, равный отношению линейных размеров объекта фотосъемки к линейным размерам изображения на фотопленке в плоскости соударения оболочки с пластиной 5; α — угол между плоскопараллельной прозрачной пластиной и осью симметрии оболочки.

В выбранной системе координат время разлета оболочки равно

$$\Delta t_i = t_{2i} + t_{1i} \text{ или } \Delta t_i = \frac{\Delta x_i}{V_p} + \frac{\Delta H_i}{D}, \quad (8.16)$$

где V_p — линейная скорость развертки изображения на фоторегистраторе; D — скорость детонации взрывчатого вещества. С учетом (8.15) выражение для Δt_i имеет вид

$$\Delta t_i = \frac{\Delta x_i}{V_p} + \frac{\Delta h_i M \cos(\alpha)}{D}. \quad (8.17)$$

Подставив (8.15) и (8.17) в (8.14), после небольших преобразований и перейдя к дифференциальной форме, получим выражение для радиальной скорости разлета i -го элемента ВГО оболочки:

$$W_i = \frac{D \operatorname{tg}(\alpha)}{1 + D(dx/dh)_i / V_p M \cos(\alpha)}. \quad (8.18)$$

Аналогичное выражение независимо получено в работе [37]. Отметим, что в это выражение входит скорость скольжения в виде $U_c = \frac{V_p M}{\left(\frac{dx}{dh}\right)_i}$.

Одновременно с регистрацией процесса разлета оболочки производится измерение электроконтактными датчиками времени распространения по заряду детонационной волны на базе ~ 100 мм, по которому определяют скорость движения детонационной волны D . Таким образом, в результате описанной процедуры получают зависимость радиальной скорости от приращения радиуса.

Вопрос о точности измерений по методике Т-20 обсуждался неоднократно. Наибольшее влияние на величину погрешности оказывают вычисление производной $\frac{dx_i}{dh_i}$ при обработке фотохронограмм и конструктивные факторы (разнотолщинность оболочек, зазор между ВВ и стенкой трубы и разнотолтность ВВ — один из самых сильных факторов по вкладу в величину ошибки измерений). Авторы авторского свидетельства [35] считают, что при строгом соблюдении всех требований, заложенных в КД на устройство Т-20, можно достичь погрешности методики около 1 %. В других работах приводятся большие значения погрешности, но она снижается в процессе разлета оболочки до вполне удовлетворительной величины — 4 % и менее [39].

Относительная метательная способность некоторых ВВ, определенная по разлету цилиндрической оболочки при 7-кратном расширении ПВ, представлена в таблице 8.11 [36].

Таблица 8.11. Метательная способность ряда ВВ при 7-кратном расширении ПВ

ВВ	ρ , г/см ³	η
Тротил	1,60	1,0
Нитрометан	1,14	1,120
ХТХ-8003	1,554	1,265
ТАТБ	1,854	1,349
ТГ 40/60	1,728	1,492
ТЭН	1,765	1,629
Октоген/тротил 78/22	1,813	1,606
Октоген	1,894	1,715
Гексоген	1,80	1,641
БТФ	1,859	1,682

Степень расширения ПВ Ω определяется квадратом отношения текущего внутреннего радиуса цилиндрической оболочки r_x к начальному r_0 : $\Omega = \left(\frac{r_x}{r_0}\right)^2$.

Отметим, что экспериментальные данные для скоростей цилиндрической медной оболочки, полученные по методике Т-20, не только характеризуют работоспособность ВВ, но и служат основой для нахождения коэффициентов УРС, описывающих изэнтропы расширяющихся ПВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 8

1. Бюро Е. Детонация через влияние. М.: изд-во Арт. академии, 1934.
2. Cachia G.P., Whitebread E.E. Shock wave initiation in explosives // Proc. Roy. Soc. London. 1958. Vol. A 246. № 1245. P. 268–271.

3. *Roth J.* Shock sensitivity and shock Hugoniot of high density granular explosives // 5th Symp. (Intern.) on Detonation. Pasadena, California, 1970. P. 210–230.
4. *Ramsay J.B., Popolato A.* Analysis of shock wave and initiation data for solids explosives // 4th Symp. (Intern.) on Detonation. Washington, 1965. P. 233–238.
5. *Campbell A.W., Davis W.L., Travis I.R.* Shock initiation of detonation in liquid explosives // *Phys. Fluids*. 1961. Vol. 4. № 4. P. 511–520.
6. *Колдунов С.А., Шведов К.К., Дремин А.Н.* Разложение пористых ВВ под действием ударных волн // *ФГВ*. 1973. Т. 9. № 2. С. 295–304.
7. *Дубовик А.С.* Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М.: Наука, 1964. С. 467.
8. *Физика взрыва* / Под ред. Л.П. Орленко. Изд. 3-е, перераб. Т. 1. М.: Физматлит, 2002.
9. *Веретенников В.А., Дремин А.Н., Розанов О.К., Шведов К.К.* О применимости гидродинамической теории к детонации конденсированных ВВ // *ФГВ*. 1967. № 1. С. 1–10.
10. *Jameson R.L., Hawkins A.* Shock velocity measurements in inert monitors placed on several explosives // 5th Symp. (Intern.) on Detonation. Pasadena. California, 18–21 August 1970. P. 17–25.
11. *Ашаев В.К., Доронин Г.С., Левин А.Д.* О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // *ФГВ*. 1988. № 1. С. 95–99.
12. *Дремин А.Н., Шведов К.К., Веретенников В.А.* Исследование детонации аммонита ПЖВ-20 и некоторых других ВВ // *Взрывное дело № 52/9*. М.: Госгортехиздат, 1963.
13. *Дремин А.Н., Шведов К.К.* Определение давления Чепмена — Жуге и времени реакции в детонационной волне мощных ВВ // *ПМТФ*. 1964. № 2. С. 154–159.
14. *Зайцев В.М., Похил П.Ф., Шведов К.К.* Измерение скорости звука в продуктах детонации // *Докл. АН СССР*. 1960. Т. 133. № 1. С. 155–157.
15. *Дорохин В.В., Зубарев В.Н., Орехин Ю.К. и др.* Исследование движения продуктов взрыва за фронтом детонационной волны // *ФГВ*. 1985. № 4. С. 100–104.
16. *Дорохин В.В., Зубарев В.Н., Орехин Ю.К. и др.* Непрерывная регистрация рентгеновским методом движения продуктов взрыва за фронтом ДВ // *Там же*. 1988. № 1. С. 118–122.
17. *Зубарев В.Н.* Структура автомодельных волн разрежения и адиабаты расширения веществ // *Там же*. 1984. Т. 20. № 3. С. 66–67.
18. *Sheffield S.A., Bloomquist D.D., Tarver C.M.* Subnanoseconds measurements of detonation fronts in solid high explosives // *J. Chem. Phys.* 1984. Vol. 80. № 8. P. 3831–3844.
19. *Уткин А.В., Канель Г.И., Фортов В.Е.* Эмпирическая макрокинетика разложения флегматизированного гексогена в ударных и детонационных волнах // *ФГВ*. 1989. № 5. С. 115–122.
20. *Fedorov A.V., Menshikh A.V., Yagodin N.B.* Detonation wave front structure of condensed high explosives // *New Models and Numerical Codes for Shock Wave Processes in Condensed Media*. Oxford. AWE Hunting BRAE. Aldermaston, 1997. Vol. 2. P. 830–832.
21. *Воскобойников И.М., Гоголя М.Ф.* Свечение ударного фронта в жидкости вблизи границы с детонирующим зарядом // *Химическая физика*. 1984. № 7. С. 1036–1041.
22. *Евстигнеев А.А., Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н.* Изэнтропическое расширение и уравнение состояния продуктов взрыва тротила // *ФГВ*. 1976. № 5. С. 758–763.
23. *Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Телегин Г.С.* Изэнтропы расширения продуктов взрыва конденсированных ВВ // *ПМТФ*. 1969. № 4. С. 127–132.

24. *Азбукина И.Н., Беляев А.Ф.* Оценка критических диаметров методом конусов // Физика взрыва. № 3. М.: Изд-во АН СССР, 1955.

25. *Баум Ф.А., Державец А.С., Дуванова Ж.М.* Детонационная способность ВВ, предназначенных для работы в глубоких скважинах // Взрывное дело 63/20. М.: Недра, 1967. С. 251–259.

26. *Ramsay J.B.* Effect of confinement on failure in 95 TATB // 8th Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque, New Mexico, 1985. P. 6–11.

27. *Беляев А.Ф., Курбангалина Р.Х.* Влияние начальной температуры на величину критического диаметра нитроглицерина и тротила // Ж. физической химии. 1960. Т. 34. № 3. С. 603–610.

28. *Price D.* Shock sensitivity, a property of many aspects // 5th Symp. (Intern.) on Detonation. Pasadena, California, 1970. P. 128–138.

29. *Апин А.Я., Велина Н.Ф.* О критических диаметрах детонации монокристаллов взрывчатых веществ // 2-й Всес. симп. по горению и взрыву. Авторефераты докладов. Черногловка, 1969.

30. *Андреев К.К., Беляев А.Ф.* Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.

31. *Апин А.Я., Бардин Е.П., Велина Н.Ф.* Влияние плотности и состава взрывчатого вещества на импульс взрыва // Взрывное дело № 52/9. М.: Госгортехиздат, 1963. С. 90–102.

32. *Кузнецов В.М., Шацкевич А.Ф.* О работоспособности взрывчатых веществ // ФГВ. 1978. Т. 14. № 2. С. 120–125.

33. *Дубнов Л.В., Бахаревич Н.С., Романов А.И.* Промышленные взрывчатые вещества. М.: Недра, 1988.

34. *Забабахин Е.И.* Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск, 1997.

35. *Исаков А.М., Клочков И.С.* А. с. (СССР) 1223723 МКИ³ 01М19/00. Способ определения параметров разлета цилиндрической оболочки под действием взрыва // БИПМ, № 13 (часть II), 2000.

36. *Смирнов С.П., Колганов Е.В., Кулакевич Я.С. и др.* Связь метательного действия смесевых и индивидуальных ВВ с их составом и строением // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2000. С. 410–412.

37. *Гоголя М.Ф., Бражников М.А., Махов М.Н. и др.* Влияние алюминия на метательную способность смесевых составов на основе штатных взрывчатых веществ // Химическая физика. 2012. Т. 31. № 11. С. 33–47.

38. *Akst I.V.* Heat of detonation, the cylinder test, and performance in munitions // 9th Symp. (Intern.) on Detonation. Portland, Oregon, 1989. P. 478–489.

39. *Кузьмицкий И.В., Бельский В.М., Шуйкин А.Н. и др.* Особенности энергывыделения за точкой Жуге при детонации пластифицированного тэна по результатам экспериментов по методике Т-20 // ФГВ. 2014. Т. 50. № 2. С. 124–131.

ГЛАВА 9

ЛАЗЕРНЫЕ ДОПЛЕРОВСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

А.Л. Михайлов, А.В. Фёдоров

Как показано ранее, многие методики ударно-волнового эксперимента связаны с регистрацией скорости движения свободных и контактных поверхностей ударных волн в зависимости от времени или координаты. Фотохронографическая и электроконтактная методики, методики манганинового датчика и «закорачиваемых» движущейся поверхностью токонесущих проволочек — так или иначе связаны либо с постановкой преграды на пути движения исследуемого образца, либо с предварительным внедрением индикатора в образцы, что приводит к определенному возмущающему воздействию на исследуемый процесс. Возможности «невозмущающей» методики емкостного датчика ограничены сравнительно малыми базами измерения и скоростями, а также связаны с усреднением измеряемого смещения приблизительно по площади датчика. Необходимость создания для ударно-волновых экспериментов более точных невозмущающих методов измерений способствовала разработке в 60-х годах, вскоре после появления лазеров, первых интерферометрических методов измерения скорости, основанных на регистрации доплеровского сдвига частоты зондирующего монохроматического электромагнитного излучения, отраженного от исследуемой поверхности. Достоинством этих методов является непрерывность записи скорости и отсутствие возмущающего влияния на исследуемый процесс. В первых работах при измерении сравнительно невысоких скоростей использовались так называемые «интерферометры смещения», основанные на схеме двухлучевого интерферометра Майкельсона, в одном из плеч которого отражающим зеркалом являлась полированная исследуемая поверхность [1]. В дальнейшем появились новые доплеровские системы — лазерный дифференциальный интерферометр (ЛДИ) [2, 3] и интерферометр для любой отражающей поверхности — VISAR (velocity interferometer for surface of any reflection) [4].

В конце 1970-х — начале 1980-х годов стали широко использоваться лазерный интерферометр Фабри — Перо [5] и оптически-симметричный интерферометр ORVIS (optically recording velocity interferometer system) [4]. Системы VISAR и ORVIS построены по схеме оптически-симметричного интерферометра и различаются лишь способом записи изображения: VISAR регистрирует изменение интенсивности светового сигнала на ФЭУ от центрального пятна интерференционной картины [4], ORVIS регистрирует сдвиг положения интерференционных полос на щели фотохронографа. В конце 80-х и начале 90-х годов были разработаны системы, позволяющие измерять распределение скорости по поверхности как в кадровом, так и в непрерыв-

ном многоканальном режиме. Следует отметить, что размер зондируемой площади поверхности зависит прежде всего от мощности лазерного излучения, а также от чувствительности регистратора. В настоящее время ведутся разработки узкополосных лазеров с усилителями мощностью $\approx 10^4$ Вт.

В 2003 году в США был разработан лазерный гетеродин-интерферометр (метод PDV), который основан на использовании оптического гетеродинирования с анализом амплитудно-частотных характеристик интерференционного сигнала суммы опорной волны и волны, отраженной от движущейся поверхности [38, 39]. Отражаясь от движущейся поверхности, сигнальная волна (зондирующий луч) непрерывно меняет свою фазовую составляющую, а при рекомбинации с опорной волной образуется сигнал с биениями интенсивности определенной частоты. Эта частота прямо пропорциональна скорости движущейся поверхности и может быть определена при помощи современного оборудования для оцифровки и спектрального анализа сигнала с результатом на выходе в виде спектрограммы профиля скорости от времени.

В данной главе приводится описание основных интерферометрических схем, обсуждаются их возможности, достоинства и недостатки, даются примеры использования схем для регистрации быстропротекающих процессов.

9.1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОСНОВА ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ

Релятивистский доплеровский сдвиг — основа всех интерферометрических методов измерения скорости отражающих поверхностей. Поскольку объекты, скорость которых требуется измерить, часто имеют диффузно отражающие поверхности, углы между вектором скорости мишени и падающим и отраженным от поверхности мишени пучками света могут быть произвольными (рис. 9.1).

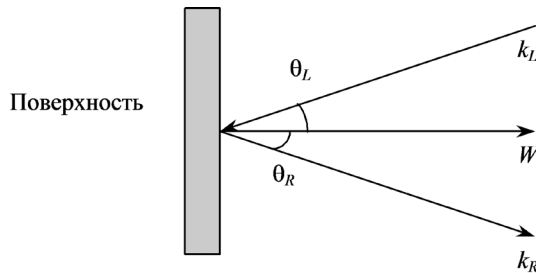


Рис. 9.1. Геометрия падающего и отраженного пучка света

Задача состоит в определении частоты f_R отраженного света как функции скорости движения мишени и углов падения и отражения при известной частоте f_L падающего света.

Стандартный релятивистский анализ дает:

$$f_R/C = (f_L/C) [1 + (\cos \theta_R)]; \Delta f/f_L = \Delta \lambda/\lambda = W/C(k_L - k_R), \quad (9.1)$$

где k_L и k_R — волновые векторы падающего и отраженного света; C — скорость света в вакууме; λ — длина волны зондирующего излучения; W — вектор скорости движения отражающей поверхности; θ_L, θ_R — соответственно угол падающего и отраженного луча по отношению к вектору скорости.

При $W/C \ll 1$ доплеровские сдвиги длины волны $\Delta\lambda$ малы, обычно менее $0,01 \text{ \AA}$, и зафиксировать их могут лишь высокочувствительные интерферометрические системы. Особый интерес представляют два случая:

- $\theta_L = \theta_R = 0$, тогда $\Delta f / f_L = 2W/C$ — случай нормального падения;
- $\theta_L = \theta_R = 0$, тогда $\Delta f / f_L = (2W/C)\cos\theta$.

Последний случай часто встречается на практике, когда падающий лазерный пучок фокусируется на поверхность мишени линзой и эта же линза используется для собирания отраженного излучения, при этом в полученные данные требуется введение поправок.

9.2. ОСНОВНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

9.2.1. Интерферометр смещения

Схема интерферометра смещения (Майкельсона) приведена на рис. 9.2. Отражающая поверхность образца используется как одно из зеркал в измерительном плече интерферометра Майкельсона [1]. Расщепление пучка на два осуществляется светоделителем 3. После отражения от исследуемой поверхности 1 и стационарного зеркала 2 пучки, прошедшие соответственно измерительное и опорное плечи интерферометра, снова смешиваются светоделителем и направляются при помощи зеркала 2' на фотокатод ФЭУ 6, где образуют интерференционную картину в виде концентрических колец. Эту картину приблизительным уравниванием длины плеч можно легко увеличить так, чтобы в поле зрения ФЭУ попадало только центральное пятно (можно установить диафрагму). Когда поверхность образца начнет двигаться, на фотокатоде ФЭУ реализуется «бегущая» интерференционная картина, а при «вырезании» центрального пятна сигнал на выходе ФЭУ будет промодулирован по амплитуде частотой доплеровского сдвига.

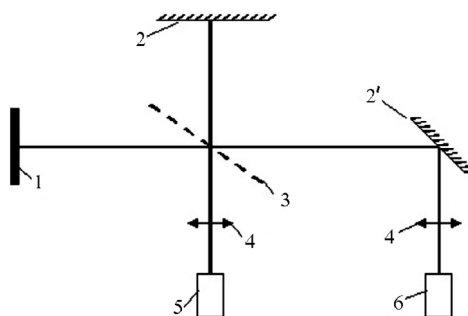


Рис. 9.2. Оптическая схема интерферометра смещения: 1 — исследуемый образец с зеркальной поверхностью; 2 — неподвижные зеркала; 3 — светоделительная пластина; 4 — фокусирующие линзы; 5 — лазер; 6 — ФЭУ

Смещение поверхности $S(t)$ выразится в виде

$$S(t) = \frac{\lambda_0}{2} F(t), \quad (9.2)$$

где λ_0 — длина волны генерации лазера; $F(t)$ — число периодов смены интенсивности центрального пятна интерференционной картины.

При дифференцировании данного выражения определяется скорость. Разрешающая способность по смещению поверхности данного метода на 1–2 порядка превышает другие. Однако его применение ограничивается скоростями $\leq 0,2$ мм/мкс. При более высоких скоростях частота прохождения полос в интерферометре оказывается столь высокой, что регистрация их современной аппаратурой становится невозможной. Вследствие этого данная схема не нашла широкого применения в экспериментах с ударными волнами, хотя возможности высокого разрешения малых скоростей смещений делают ее незаменимой в экспериментах по исследованию тонких эффектов упругопластического поведения материалов при напряжениях, превышающих предел упругости не более чем в 3–5 раз.

9.2.2. Лазерный дифференциальный интерферометр

В данном методе используется интерференция излучения, претерпевшего доплеровский сдвиг в момент времени t , с излучением, претерпевшим сдвиг на время τ раньше [2, 3]. В этом случае каждая интерференционная полоса соответствует определенному изменению скорости. Схема ЛДИ приведена на рис. 9.3.

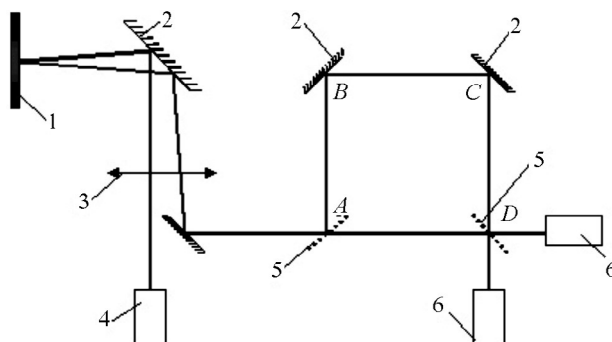


Рис. 9.3. Оптическая схема ЛДИ: 1 — исследуемый образец с зеркальной поверхностью; 2 — неподвижные зеркала; 3 — фокусирующие линзы; 4 — лазер; 5 — светоделительная пластина; 6 — ФЭУ

Так как опорный и задержанный лучи (в плече задержки $ABCD$) доплеровски сдвинуты по частоте, определяемой разностью скорости зондируемой поверхности в моменты времени t и $t + \tau$, частота их биений намного меньше, чем в интерферометре смещения. Когда скорость образца постоянна, оба луча имеют один доплеровский сдвиг, и на фотокатоде ФЭУ реализуется стационарный сигнал. Скорость поверхности определяется выражением

$$W(t - \frac{\tau}{2}) = \frac{\lambda_0}{2\tau} F(t), \quad (9.3)$$

где τ — временная задержка.

Метод ЛДИ не находит широкого применения по следующим причинам:

- при выходе сильных ударных волн зеркальная поверхность часто становится диффузной и интерферометр не работает;
- способность регистрации скорости данным интерферометром сильно зависит от наклона поверхности образца при движении.

Эти ограничивающие факторы были преодолены в интерферометрических системах VISAR, ORVIS и Фабри — Перо.

9.2.3. Оптически-симметричные интерферометры VISAR и ORVIS

Схема оптически-симметричного интерферометра приведена на рис. 9.4 [4]. В качестве регистратора 9 в системе VISAR используется ФЭУ, в системе ORVIS запись ведется на щели фотохронографа (рис. 9.4).

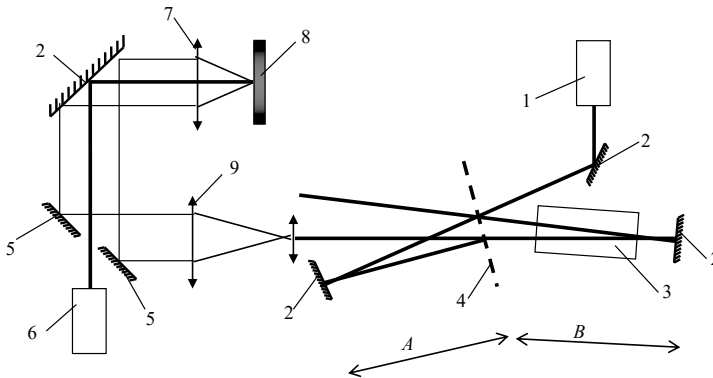


Рис. 9.4. Оптическая схема интерферометров VISAR и ORVIS: 1 — регистратор; 2 — неподвижные зеркала; 3 — оптическая линия задержки; 4 — светоделительная пластина; 5 — зеркало с отверстием; 6 — лазер; 7 — линза; 8 — исследуемый образец; 9 — телескоп

Луч от лазера 6 фокусируется линзой 7 на поверхность образца. Диффузно рассеянный свет собирается той же линзой 7 и направляется приблизительно параллельным пучком на интерферометр. Для создания временной задержки в одном из плеч интерферометра помещается стеклянный эталон 3 с показателем преломления n . Следует отметить, что материал эталона должен быть в высокой степени оптически однороден, чтобы искажения, вносимые им во фронт световой волны, не превышали $\sim 0,1 \lambda$. Равные длины плеч интерферометра A и B позволяют создавать интерференционную картину хорошего качества с использованием света, рассеянного диффузной поверхностью. Время задержки луча в плече B составляет

$$\tau = \frac{2h}{C} \left(n - \frac{1}{n} \right), \quad (9.4)$$

где n — показатель преломления материала эталона; h — длина эталона; C — скорость света в вакууме.

Скорость движения поверхности для системы VISAR определяется уравнением

$$W\left(t - \frac{\tau}{2}\right) = \frac{\lambda_0 F(t)}{2\tau(1 + \delta)}. \quad (9.5)$$

Здесь $F(t)$ — число биений на осциллограмме интенсивности центральной интерференционной картины; δ — оптическая дисперсия материала эталона,

$$\delta = \frac{(n_0 \lambda_0)}{n_0^2 - 1} \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda = \lambda_0}, \quad (9.6)$$

где n_0 — показатель преломления вещества эталона для длины волны λ_0 . Характерные значения δ для различных длин волн оптического диапазона составляют 0,02–0,04 Å.

Недостатком системы VISAR является то, что при расшифровке осциллограмм трудно отличить ускорение от замедления. Поэтому применяют систему поляризационного кодирования. Перед расщеплением в светоделителе пучок отраженного от образца света поляризуется под углом 45° к горизонтали. В одном из плеч интерферометра устанавливается четвертьволновая пластина, в которой происходит сдвиг фазы вертикально поляризованного света относительно горизонтальной компоненты на $\sim 90^\circ$. После рекомбинации лучей пучок света на выходе из интерферометра расщепляется на две компоненты в поляризационном светоделителе с вертикальной и горизонтальной поляризацией. Биения интенсивности каждой компоненты, которые оказываются также сдвинутыми по фазе на 90° , независимо регистрируются двумя ФЭУ. В результате направление изменения скорости легко определяется по соотношению фаз интерференционных биений, а смена знака ускорения будет зафиксирована по крайней мере одним фотоприемником в виде точки поворота на осциллограмме вне экстремумов биений. Авторы [6] для более надежного определения знака ускорения применяли четыре ФЭУ, при этом поворот плоскости поляризации осуществлялся соответственно на 90 , 180 и 270° . Благодаря контролю интенсивности падающего в интерферометр света и поляризационному кодированию скорость отражающей поверхности однозначно определяется в каждый момент времени. История скорости $W(t)$ определяется из результатов обработки трех осциллограмм, соответствующих двум каналам регистрации интерференционных биений и контролю интенсивности отраженного света. После математической обработки на ЭВМ история скорости $W(t)$ определяется с погрешностью не хуже ± 5 м/с.

В системе VISAR временное разрешение определяется временем задержки τ (9.4). Чем больше длина эталона, тем хуже временное разрешение, но меньше постоянная скорости системы (9.5), следовательно, выше разрешение по скорости.

Для повышения временного разрешения оптически-симметричного интерферометра (при этом разрешение по скорости ухудшается) в работе [7]

было предложено заменить ФЭУ на фотоэлектронный регистратор (ФЭР), временное разрешение которого на 1–2 порядка выше, чем у систем ФЭУ — осциллограф. Новая система получила название ORVIS — интерферометрическая система с оптической регистрацией скорости [7, 8]. На рис. 9.5 изображен ход лучей в ORVIS.

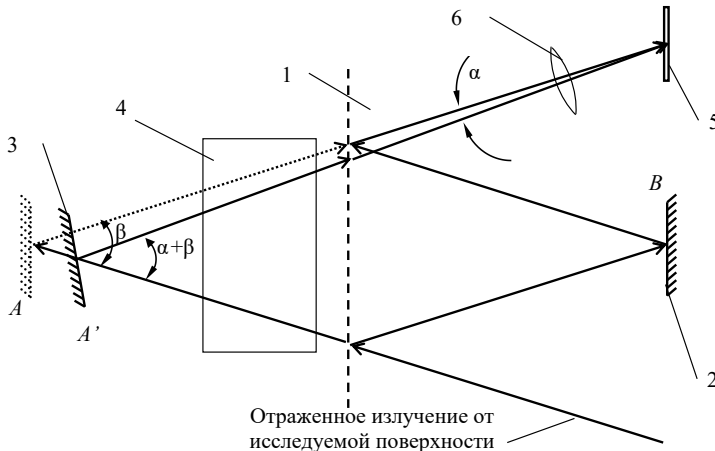


Рис. 9.5. Оптическая схема сведения лучей в интерферометре ORVIS: 1 — светоделительная пластина, 2 — зеркало в плече B, 3 — зеркало в плече A; 4 — стеклянная линия задержки; 5 — щель фоторегистратора; 6 — цилиндрическая линза

Если для VISAR интерферирующие пучки параллельны, то для ORVIS необходимо сводить пучки под углом α на щели ФЭР. Для того чтобы интерферирующие пучки пересеклись на щели ФЭР, необходимо переместить зеркало 3 из положения A в положение A' и повернуть его на угол $\frac{\alpha}{2}$. При этом создается ряд параллельных интерференционных полос равной толщины, перпендикулярных щели, расстояние между максимумами интенсивности которых выражается формулой

$$d = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha}, \quad (9.7)$$

где λ_0 — длина волны зондирующего излучения; d — период полос.

Для увеличения интенсивности интерференционной картины щель ФЭР помещают в фокусе цилиндрической линзы. Из-за смещения зеркала и углового поворота контраст полос немного ухудшается, и в формулу (9.4) вводится поправочный член $\tau_{\text{попр}}$ к обычной временной задержке τ . Обычно $\tau_{\text{попр}} \ll \tau$, и в большинстве случаев им пренебрегают. Для ORVIS в отличие от VISAR один период биений $F(t)$ соответствует сдвигу полос на расстояние одного периода. Связь координаты центра полосы с числом биений имеет вид

$$F(t) = \frac{y(t)}{d}, \quad (9.8)$$

где $y(t)$ — координата полосы; d — период полос.

Соотношение (9.5) для ORVIS переходит в соотношение

$$W\left(t - \frac{\tau}{2}\right) = \frac{\lambda_0}{2\tau} \frac{y(t)}{d(1+\delta)}. \quad (9.9)$$

Таким образом, в схеме ORVIS доплеровское смещение частоты отраженного от движущейся поверхности излучения при непрерывном измерении скорости регистрируется в виде изменения координаты максимумов интенсивности интерференционных линий на фотохронографе с щелевой разверткой. Предельное временное разрешение системы ORVIS составляет $\sim 10^{-10}$ с [9]. Погрешность измерения скорости в работе [10] оценивается в ± 30 м/с.

9.2.4. Лазерный интерферометр Фабри — Перо

В лазерном интерферометре Фабри — Перо (ЛИФП) свет, проходя через две параллельные высокоотражающие поверхности и многократно отражаясь от них, на выходе образует интерференционные кольца. Оптическая схема метода ЛИФП представлена на рис. 9.6. Доплеровское смещение частоты отраженного от движущейся поверхности излучения регистрируется в виде изменения диаметров интерференционных колец со временем фотохронографом с щелевой разверткой при непрерывном измерении скорости [5, 11–13] или фотоаппаратом (рис. 9.7) при измерении мгновенной скорости [14]. Система ЛИФП характеризуется простотой и наглядностью получаемых результатов и не требует сложной расшифровки интерферограмм. На рис. 9.8 представлена типичная интерферограмма для ЛИФП [15]. Система ЛИФП более надежна по сравнению с другими методами, так как регистрирует положение интерференционных колец, а не интенсивность света. Это преимущество особо ощутимо в экспериментах с ударными волнами, когда коэффициент отражения света от поверхности в процессе регистрации может сильно меняться.

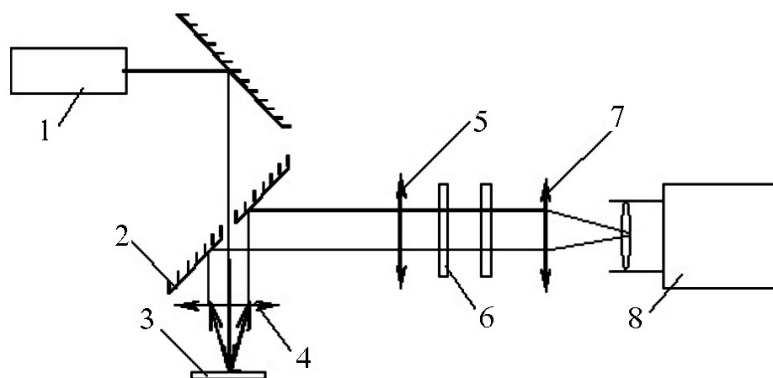


Рис. 9.6. Оптическая схема измерения скорости ЛИФП: 1 — лазер; 2 — зеркало с отверстием; 3 — движущаяся поверхность; 4 — короткофокусная линза; 5 — цилиндрическая линза; 6 — интерферометр Фабри — Перо; 7 — сферическая линза; 8 — фоторегистратор

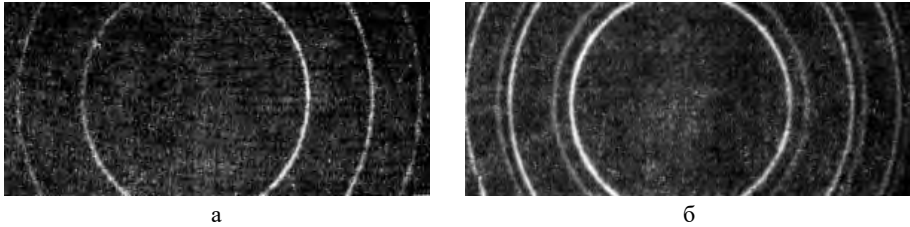


Рис. 9.7. Спектрограммы мгновенной скорости, полученные фотоаппаратом [16]: а — импульса излучения (статическая картина); б — с доплеровски смешанной компонентой

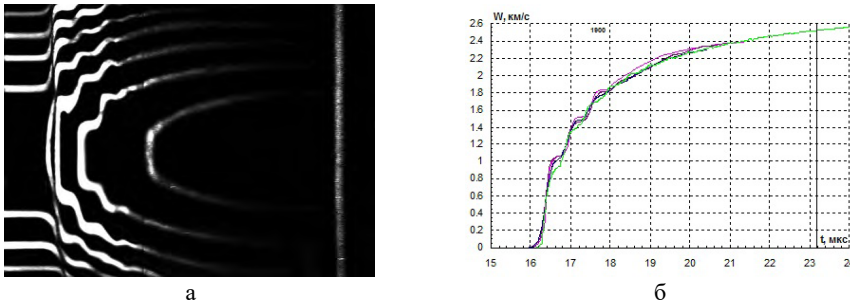


Рис. 9.8. Интерферограмма Фабри — Перо (а) и соответствующий ей график скорости (б)

Регистрируемая скорость определяется по формуле

$$W = \frac{C\lambda_0}{4L} \left[n + \frac{D_i(t)^2 - D_1^2}{D_2^2 - D_1^2} \right], \quad (9.10)$$

где λ_0 — длина волны лазерного излучения; C — скорость света в вакууме; L — расстояние между зеркалами Фабри — Перо; n — целое число сдвига интерференционных колец; D_1, D_2 — диаметры интерференционных колец, соответствующих неподвижной мишени; $D_i(t)$ — диаметр кольца, расположенного между кольцами D_1 и D_2 .

Здесь аналогично схемам VISAR и ORVIS длина оптической базы ЛИФП играет роль длины оптической линии задержки. С увеличением разрешения по скорости увеличивается время формирования новой интерференционной картины, т. е. временное разрешение ухудшается.

Если разрешение регистратора значительно превышает разрешение оптической схемы, временное разрешение методики ЛИФП определяется выражением

$$\tau_{\Phi-\Pi} = \frac{2L}{C} \left(\frac{\ln \left(1 - \left[\frac{I_P}{I_\infty} \right]^{\frac{1}{2}} \right)}{\ln R} - 1 \right), \quad (9.11)$$

где $\tau_{\Phi-\Pi}$ — время заполнения светом ЛИФП; R — коэффициент отражения зеркал ЛИФП, I_P/I_∞ — коэффициент прохождения света через ЛИФП.

Большое значение имеет выбор коэффициента отражения зеркал ЛИФП. Он должен быть достаточно большим, чтобы контрастность интерференционной картины была высокой, а ширина профилей интерференционных колец — малой. Однако если ширина профилей, определяемая интерферометром (его пространственным разрешением), будет меньше ширины, определяемой характеристиками фотохронографа, интенсивность теряется. Поэтому обычно применяются зеркала с коэффициентом отражения 92–98 %. Согласно [17] погрешность измерения скорости системой ЛИФП (при $L = 100$ мм, $R = 93$ %) составляет 5 м/с, временное разрешение — 20 нс.

Высокое разрешение по скорости, простота и удобство данной системы обусловили ее широкое применение в ударно-волновых исследованиях.

9.2.5. Генератор зондирующего излучения

При регистрации скорости движения отражающих поверхностей методом доплеровской интерферометрии генератор зондирующего излучения должен быть достаточно мощным и иметь необходимые спектральные характеристики излучения. Вот почему методика получила развитие вскоре после открытия лазеров — мощных источников когерентного света.

Спектральные характеристики лазерного излучения определяются длиной волны λ и ее спектральной шириной $\delta\lambda$. Понятно, что для возможной регистрации доплеровского сдвига $\Delta\lambda$ (см. формулу (9.1)) необходимо, чтобы $\Delta\lambda$ хотя бы на порядок было больше $\delta\lambda$. Следует отметить, что спектральная чувствительность регистрирующей аппаратуры должна соответствовать применяемой для исследования длине волны излучения. Параметры оптической схемы (коэффициент отражения, спектр пропускания и поглощения, длина оптической линии задержки) также должны соответствовать спектральным характеристикам излучения. Так, например, для интерферометра Фабри — Перо спектральная ширина его аппаратной функции, определяемая как

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{L} \frac{1-R}{2\pi\sqrt{R}} \quad (9.12)$$

(R — коэффициент отражения зеркал ЛИФП; L — расстояние между зеркалами Фабри — Перо), должна быть меньше спектральной ширины линии зондирующего излучения, чтобы четко разрешить положение максимумов интерференционной картины.

В конце 60-х годов в первых интерферометрических системах, как правило, использовались маломощные (10^{-2} Вт) He-Ne лазеры. Отражающая поверхность была зеркальной. Однако в ударно-волновых экспериментах, когда на зондируемую поверхность выходят сильные ударные волны, зеркальная поверхность превращается в диффузную, и мощности He-Ne лазера уже недостаточно, даже если зондирующее излучение фокусировать на поверхности в точку, а отраженное излучение направлять в анализатор собирающей линзой. В предположении ламбертовского отражения отношение отраженного потока света к падающему на поверхность можно оценить как

$$\frac{\phi_r}{\phi_f} = \rho \sin^2 \frac{\alpha}{2}, \quad (9.13)$$

где ρ — коэффициент диффузного отражения, равный для таких металлов, как сталь, медь, алюминий 0,4–0,8 для $\lambda = 500\text{--}600$ нм; α — апертурный угол собирающей линзы. Кроме того, вследствие многочисленных отражений от границ различных сред на оптическом пути луча интенсивность света падает. При коэффициенте потерь на прохождение света 0,1, апертурном угле $\alpha = 10^\circ$ $\rho = 0,5 \frac{\phi_r}{\phi_f} \sim 3 \times 10^{-3}$. При использовании метода ЛИФП освещенность изображения в направлении максимумов пропускания интерферометра составляет $\approx 0,5$ от освещенности на входе в интерферометр. Следовательно, спектральная мощность излучения лазера должна на ~ 3 порядка превышать спектральную чувствительность регистратора. Например, при чувствительности регистратора $Q_R = 10^{10}$ Дж/см² и развертке изображения в течение $t_R = 10$ мкс со скоростью $V_R = 5$ км/с, при условии, что освещаемая площадь регистрограммы составляет $S = 10$ см², требуемая мощность зондирующего излучения составит

$$P = \frac{Q_R S}{t_R} 10^3 = 0,1 \text{ Вт}. \quad (9.14)$$

С начала 70-х годов стали применять непрерывные аргоновые лазеры мощностью ~ 5 Вт, достаточной для регистрации диффузно отражающих поверхностей в точке. Для регистрации поля скоростей требуется еще большая мощность. В 1982 году в работе [16] было предложено использовать импульсный фотодиссоционный газовый йодный лазер с длиной волны $\lambda = 1,315$ мкм и преобразованием излучения во вторую гармонику на кристалле DKDP или DCDA $\lambda_{II} = 0,658$ мкм. В 1983–1984 годах генератор зондирующего излучения мощностью до $\sim 10^6$ Вт с мощностью второй гармоники до 100 Вт при длительности импульса $\tau \approx 5\text{--}25$ мкс был применен в схеме с интерферометром Фабри — Перо. Полезный сигнал, испытавший доплеровский сдвиг, регистрировался на обычную фотопленку с помощью скоростного фотохронографа с оптико-механической коммутацией изображения [16]. В 1986 году в работе [18] был использован рубиновый лазер с длиной волны $\lambda = 0,6943$ мкм мощностью ~ 150 Вт и длительностью импульса $\tau \approx 200$ мкс и лазер на красителе мощностью $\sim 10^3$ Вт длительностью импульса $\tau \sim 5$ мкс. Из-за низких технологических и эксплуатационных характеристик йодный лазер и лазер на красителе широкого применения не нашли. В настоящее время в ударно-волновых исследованиях для одновременных высокоскоростных (наносекундных) измерений в нескольких точках, повышения отношения сигнал/шум применяют мощные твердотельные лазеры с селекцией мод излучения и лазерные усилители.

9.3. ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СКОРОСТИ КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЫ

Многие ударно-волновые эксперименты, проводимые с использованием лазерных интерферометрических методик, предполагают регистрацию

временной зависимости скорости границы раздела исследуемого материала с прозрачным для зондируемого излучения «окном», гидродинамические свойства которого известны.

Такой средой может быть жидкость, ионный кристалл, стекло либо другой прозрачный материал с соответствующим импедансом. Мак Милан, Гусман и другие в работе [12] качественно рассмотрели вопрос влияния свойств прозрачного материала на получаемую запись скорости. Дело в том, что при регистрации изучаемого процесса через прозрачное окно зондирующее излучение претерпевает дополнительный доплеровский сдвиг при переходе через ФУВ в окне. Изменения частоты и знака излучения, связанного с этим эффектом, зависят от оптических свойств прозрачного материала в реализуемом диапазоне давлений.

Для гипотетических приемников (источников) излучения, расположенных на свободной поверхности окна, на ФУВ в окне и на наблюдаемой поверхности частота излучения f_i будет меняться в соответствии с их скоростью движения относительно друг друга. Регистрируемую частоту в одномерной геометрии (рис. 9.9), стандартный релятивистский анализ и условия сохранения массы на ФУВ в окне можно выразить следующим образом:

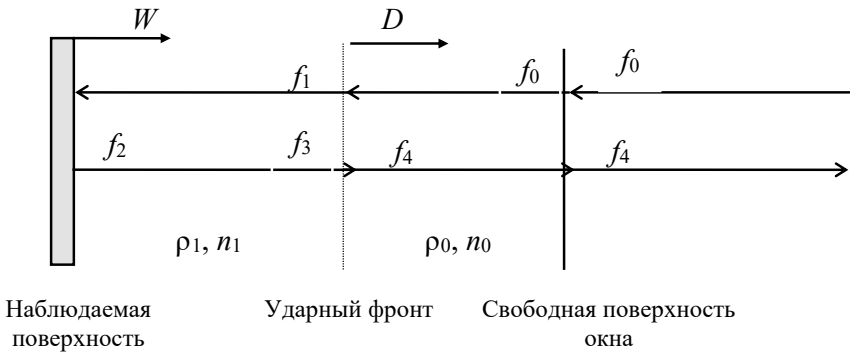


Рис. 9.9. Геометрия хода лучей через ударный фронт в окне

$$f_4 = f_0 \left[1 + \frac{2W}{C} K \right]; \quad (9.15)$$

$$K = \frac{n_0 \rho_1 - n_1 \rho_0}{\rho_1 - \rho_0}, \quad (9.16)$$

где ρ_1, ρ_0 — плотность соответственно сжатой и несжатой прозрачной среды; W — скорость движения границы раздела; D — скорость движения ударной волны в материале окна; C — скорость света в вакууме; K — поправочный коэффициент; n_1, n_0 — показатели преломления света соответственно сжатой и несжатой прозрачной среды.

Поведение показателя преломления в веществе в зависимости от его плотности описывается разными законами. Так, для малоплотных веществ

(некоторые жидкости и газы), например для воды, хорошо подходит зависимость Глэдстона — Дэйла (разность длин оптического пути в веществе и в вакууме при одной и той же геометрической длине пути пропорциональна интегральной плотности вещества, выраженной числом атомов на 1 см^3 , в пределах этой длины пути независимо от сжатия σ):

$$\sigma = \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{n_1 - 1}{n_0 - 1}, \quad (9.17)$$

тогда $K = 1$.

На самом деле зависимость коэффициента преломления от сжатия вещества может быть и другой [19, 20]. Так, в работе [19] для ряда прозрачных материалов предложена следующая формула:

$$n_1 = n_0 + \frac{dn}{d\sigma}(\sigma - 1). \quad (9.18)$$

Если $\frac{dn}{d\sigma} = n_0 - 1$, то формула (9.18) обращается в зависимость Глэдстона — Дэйла и $K = 1$. В противном случае

$$K = n_0 - \frac{dn}{d\sigma}. \quad (9.19)$$

Таким образом, при обработке результатов регистрации доплеровского сдвига частоты зондирующего излучения (независимо от схемы интерферометра) скорость движения контактной границы образец — окно необходимо уменьшить в K раз.

Метод регистрации скорости контактной поверхности с прозрачной преградой (окном) широко используется для изучения профиля массовой скорости фронта детонационной волны. Так, в [21] в качестве окна использовался монокристалл LiF (рис. 9.10, 9.11).

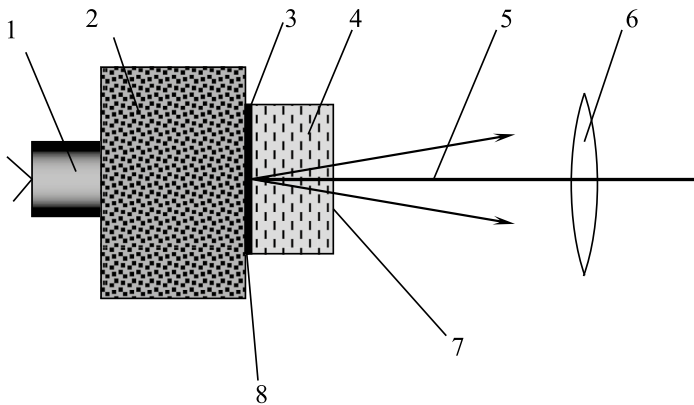


Рис. 9.10. Схема постановки опыта [21]: 1 — электродетонатор; 2 — образец ВВ; 3 — алюминиевое покрытие (1 мкм); 4 — монокристалл LiF; 5 — зондирующее излучение, $\lambda = 694,3 \text{ нм}$; 6 — фокусирующая линза; 7 — свободная граница кристалла LiF; 8 — контактная граница

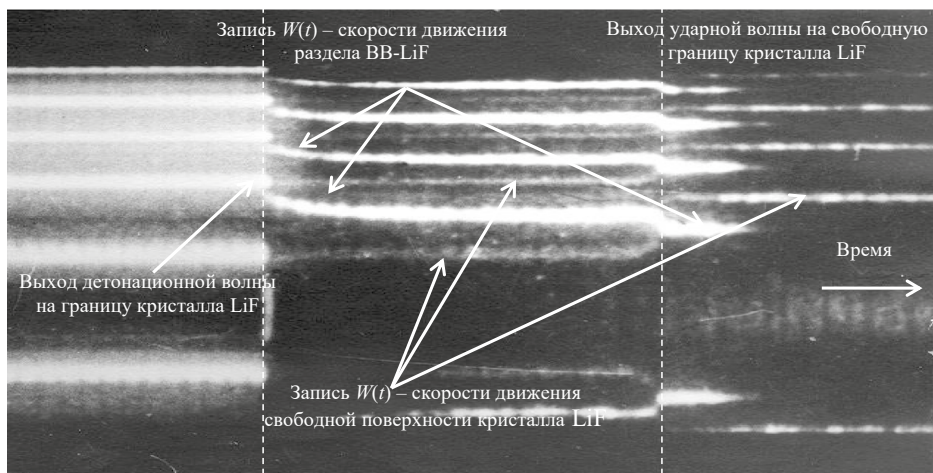


Рис. 9.11. Интерференграмма регистрации движения границы BB — LiF [21]

На интерференграмме (рис. 9.11) виден излом зарегистрированной зависимости доплеровского смещения света, отраженного от границы раздела LiF — BB и отраженного от свободной поверхности при выходе на нее ударной волны (запись массовой скорости методикой Фабри — Перо). Это связано с влиянием поправочного коэффициента K . В современных исследованиях высоких областей давлений и температур применение интерферометрических методик измерения скорости с использованием прозрачных материалов требует знания как их ударно-волновых характеристик, так и оптических свойств.

9.4. МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Благодаря высокому пространственному разрешению лазерных интерферометрических методик стало возможным создание многоканальных измерительных систем и установок. Особенно эффективно применение оптических волокон для подвода и отвода отраженного зондирующего излучения. Так, в 1996 году Д. Гусман и его коллеги разработали многоканальный вариант установки лазерной интерферометрии скорости Фабри — Перо (рис. 9.12) [22]. Излучение мощностью 1000 Вт, длительностью импульса 80 мкс заводилось при помощи специально разработанного оптического разветвителя в пять отдельных оптических волокон; излучение, отраженное от точек исследуемой поверхности, претерпевшее доплеровский сдвиг, по пяти световодам попадало в фокусирующую систему, после чего направлялось в общий для всех оптических волокон интерферометр Фабри — Перо; далее интерференционная картина при помощи пятигранного зеркала и цилиндрических линз фокусировалась соответственно на пять отдельных фоторегистраторов (по числу световолокон). Авторами разработаны 10- и 20-канальные варианты подобной установки.

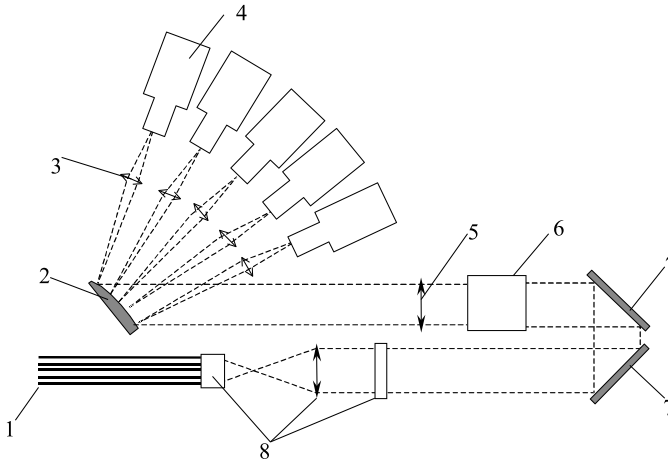


Рис. 9.12. Оптическая схема 5-канального измерителя скорости методом Фабри — Перо: 1 — оптические волокна; 2 — пятигранное зеркало; 3 — линзы фоторегистраторов; 4 — фоторегистраторы; 5 — сферическая линза; 6 — интерферометр Фабри — Перо; 7 — поворотное зеркало; 8 — фокусирующая система

В [16, 23] система ЛИФП использована для исследования ударной сжимаемости полистирола. Регистрация велась по двум каналам в двух точках на ступенчатой мишени из исследуемого материала (рис. 9.13).

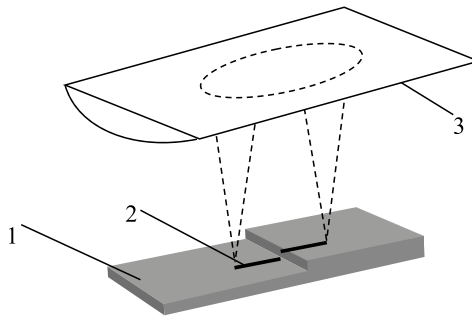


Рис. 9.13. Оптическая схема фокусировки лазерного излучения на ступенчатую поверхность: 1 — ступенчатый образец; 2 — сфокусированное лазерное пятно; 3 — цилиндрическая линза

Таким образом, в одном эксперименте, на одной оптической схеме и одном интерферометре осуществлялась запись массовой скорости u движения свободных границ материала и средней скорости ударной волны на высоте ступени D . Такие эксперименты находят широкое применение для исследований D - u -зависимостей и построения УРС различных веществ.

В 1991 году авторы работы [24] подобным способом фокусировки зондирующего изображения с усилителем лазерного излучения мощностью 600 Вт от аргонового лазера зарегистрировали динамику разгона поверхности металлической пластины диаметром 25 мм (рис. 9.14). Поле скоростей

движения пластины определялось по интерференционной картине центрального пятна в интерферометрической системе VISAR, снятой при помощи двухщелевого фотохронографа, на одну щель которого была настроена интерференционная картина горизонтально поляризованного изображения, а на другую — вертикально поляризованного (рис. 9.15). Получена временная зависимость скорости участка пластины длиной 25 мм по длине диаметра, ускоренной до 5,5 км/с за 4 мкс (рис. 9.16).

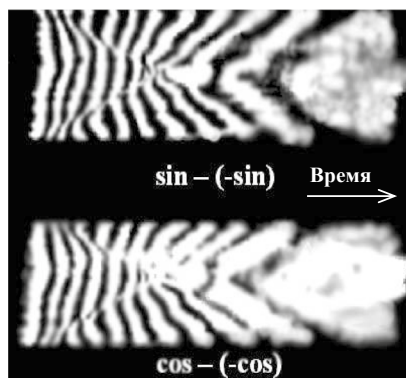
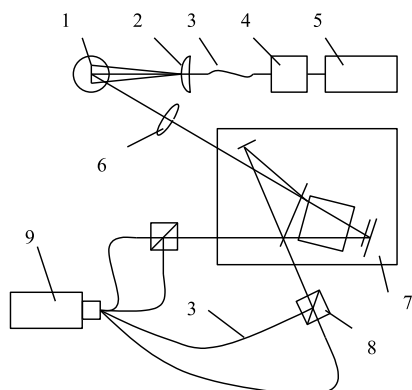


Рис. 9.14. Схема проведения эксперимента [24]. 1 — световая полоса; 2 — цилиндрическая линза; 3 — оптическое волокно; 4 — оптический затвор; 5 — лазер; 6 — сферическая линза; 7 — интерферометр VISAR; 8 — поляризационный светоделительный куб; 9 — ЭОР

Рис. 9.15. Развертка во времени пятен интерференции вертикальной (\sin) и горизонтальной (\cos) поляризации на щели ФЭР [24]

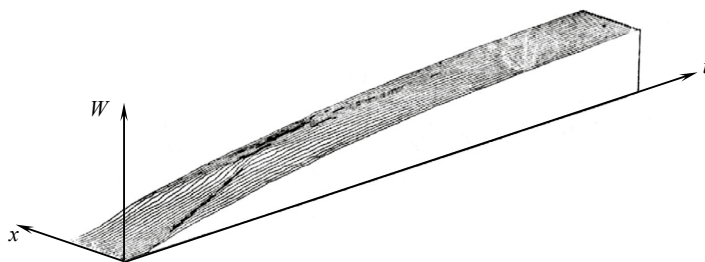


Рис. 9.16. Профиль скорости отрезка поверхности 25 мм [24]

Гидоном и Беаром в 1986 году предложен метод мгновенной регистрации поля скоростей исследуемой поверхности интерферометрической методикой Фабри — Перо [17]. Суть метода заключается в том, что участок исследуемой поверхности освещается мощным импульсом лазерного излучения, отраженный свет анализируется интерферометром Фабри — Перо и способом покадровой съемки регистрируются форма и положение интерферометрических колец в различные фиксированные моменты времени (рис. 9.17). Координата кольца определяет точку исследуемой поверхности и скорость в ней.

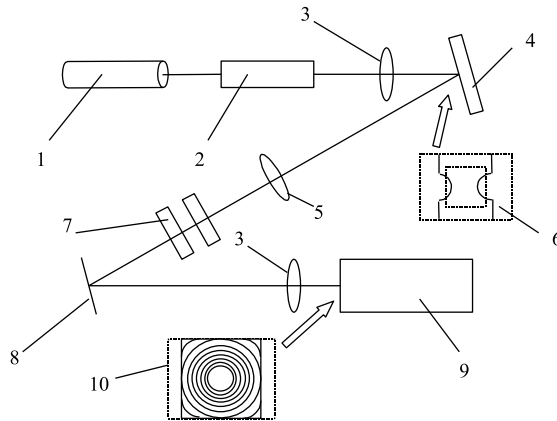


Рис. 9.17. Схема проведения эксперимента Фабри — Перо [17]: 1 — лазер; 2 — усилитель; 3 — фокусирующая линза; 4 — исследуемая поверхность; 5 — собирающая линза; 6 — участок освещаемой поверхности; 7 — интерферометр Фабри — Перо; 8 — поворотное зеркало; 9 — фотоэлектронный регистратор; 10 — интерференционная картина

В 1991 году Мэтьюс и др., используя лазерный усилитель мощностью 500 Вт, получили покадровые графики поля скоростей квадратного участка поверхности размером 3 мм^2 , ускоряемого до 3 км/с в течение 1 мкс (рис. 9.18). Длительность экспонирования одного кадра съемки составляла 10 нс . Затем строилась временная зависимость скорости движения координат всей освещаемой поверхности [25].

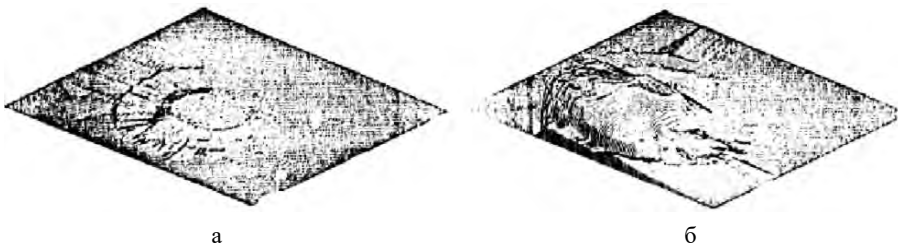


Рис. 9.18. Профиль скорости точек поверхности через 10 нс (а) и через 200 нс (б)

9.4.1. Многоканальный лазерный интерферометрический метод PDV

Многоканальные лазерные доплеровские системы (с практически неограниченным числом каналов) получили свое развитие в волоконно-оптическом исполнении в методе PDV (Photonic Doppler Velocimetry). Данный метод основан на получении модулированного сигнала путем сложения сигналов от зондирующего и отраженного от поверхности объекта излучений, модулированный сигнал содержит информацию о доплеровском сдвиге частоты [38,39]. Анализ зарегистрированного частотного спектра позволяет определить скорость объекта.

Принципиальная схема метода PDV представлена на рис. 9.19.

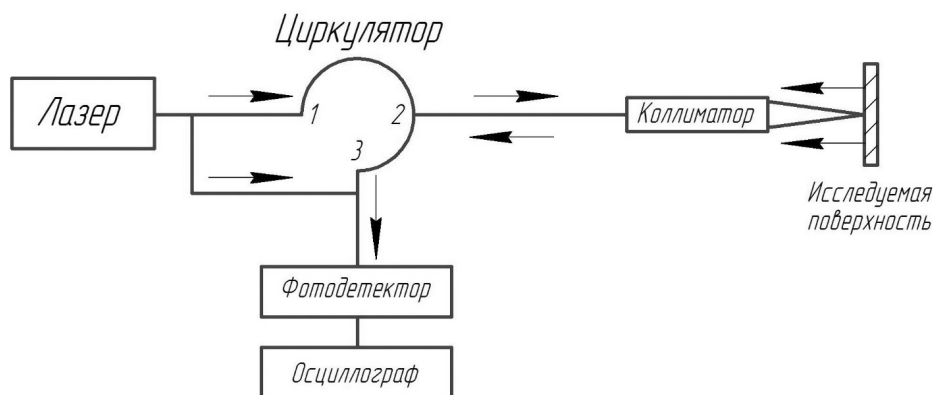


Рис. 9.19. Принципиальная схема метода PDV

Излучение по оптоволоконному каналу передается от лазера к датчику-коллиматору. Собранный с движущейся поверхности свет с доплеровским сдвигом направляется по оптоволокну к детектору. Часть зондирующего (опорного) излучения по отводящей схеме передается непосредственно от лазера к детектору без фазового сдвига. Далее, посредством интерференции отраженного и опорного лучей, идущих в одном направлении в одном волокне, реализуется амплитудная модуляция результирующего сигнала по изменению фазы, регистрируемая быстродействующим детектором, который регистрирует биения интерференционного сигнала, возникающие в одномодовом волокне при суперпозиции опорного излучения и отраженного сигнала. Сигнал с детектора записывается с помощью широкополосного осциллографа.

Базовым элементом используемой оптической схемы является волоконный циркулятор. Он представляет собой 3-портовое устройство с изолированными однонаправленными портами, обладающее возможностью разделения встречных лучей света и распределения их по соответствующим портам: излучение при подаче на порт 1 циркулятора передается на порт 2, а при поступлении на порт 2 выходит через порт 3. Происходящее за счет эффекта поляризации разделение встречных лучей обеспечивает высокий уровень изоляции порта 1 от порта 3, а также низкий уровень вносимых в оптическую линию потерь (менее 0,8 дБ на один оптический циркулятор). Использование циркуляторов позволяет значительно уменьшить размеры уничтожаемого датчика и использовать одно оптическое волокно, как для подведения зондирующего излучения, так и для отвода отраженного излучения.

По принципу работы гетеродин-интерферометр представляет собой классический интерферометр Майкельсона, целиком построенный на оптоволоконном оборудовании (рис. 9.20). Две части излучения — не имеющая доплеровского сдвига и отраженная от исследуемой движущейся поверхности с доплеровским сдвигом — являются соответственно опорным и измерительным плечом интерферометра.

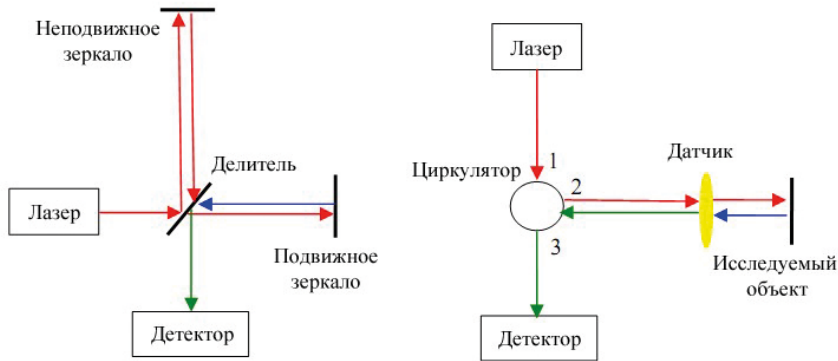


Рис. 9.20. Интерферометр Майкельсона (слева) и упрощенная схема PDV (справа)

Зависимость скорости движения исследуемого объекта от частоты регистрируемого интерференционного сигнала в каждый момент времени для интерферометра Майкельсона можно выразить следующим образом. При перемещении исследуемого объекта на Δx разность фаз излучения в плечах интерферометра изменяется на:

$$\Delta\varphi = 2 \times \frac{2\pi}{\lambda_0} \times \Delta x. \quad (9.20)$$

Продифференцировав данное выражение по времени, получаем:

$$\frac{\delta\varphi}{\delta t} = \omega = 2\pi \times f = 2 \times \frac{2\pi}{\lambda_0} \times \frac{\delta x}{\delta t} = 2 \times \frac{2\pi}{\lambda_0} \times v, \quad (9.21)$$

или

$$v = f \times \frac{\lambda_0}{2}. \quad (9.22)$$

Обработка такого сигнала с помощью «оконного» преобразования Фурье (либо вейвлет-анализа) позволяет выделять спектры частот и их мощность, а иначе говоря, дает возможность регистрировать спектры скоростей с зондируемой поверхности.

На рис. 9.21 представлены пример частотно-временной характеристики, регистрируемой на осциллографе, и соответствующая зависимость скорости от времени, полученная после математической обработки осциллограммы.

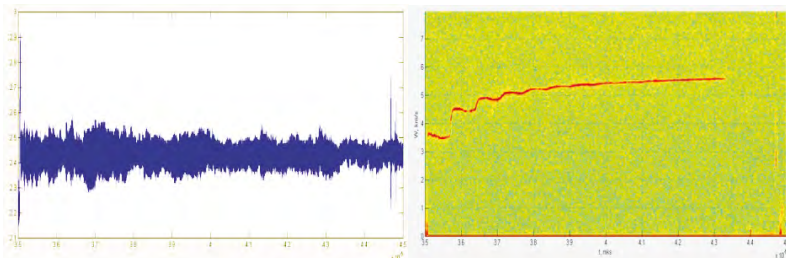


Рис. 9.21. Сигнал, регистрируемый на осциллографе, и амплитудно-частотная зависимость скорости от времени, полученная посредством математического анализа

Абсолютные погрешности измерения скорости движения методикой PDV при различных параметрах обработки экспериментальных данных представлены в таблице 9.1. Характерные значения составляют 10 нс по времени и 20 м/с по скорости.

Таблица 9.1. Погрешности определения скорости и времени метода PDV

Размер окна N, точек	Тип оконной функции			
	Blackman		Hann	
	$\pm\Delta t$, нс	$\pm\Delta w$, м/с	$\pm\Delta t$, нс	$\pm\Delta w$, м/с
128	0,6	410,4	0,72	352,4
1024	4,8	51,0	5,8	43,8
2048	9,8	25,4	11,6	21,8
4096	19,4	12,8	23,2	11,0
262144	1245,6	0,22	1483,2	0,17

Метод PDV занимает ведущее положение среди оптических интерферометрических измерителей скорости. Во многом этому способствовало быстрое развитие оптоволоконных устройств и технологий, применяемых в современной телекоммуникации. Во-первых, в PDV используется достаточно дешевое и широко доступное на рынке одномодовое кварцевое оптоволокно (с диаметрами сердцевины 9 мкс и оболочки 125 мкм), по которому передается прямое и отраженное от исследуемой поверхности излучение. Во-вторых, в качестве генератора зондирующего излучения используется непрерывный лазер с длиной волны 1550 нм, рабочим телом которого является опять же одномодовое легированное оптическое волокно с накачкой от суперлюминесцентной фотодиодной линейки непосредственно в линию поглощения легированного стекла. Инфракрасный, невидимый для глаз диапазон излучения лазера хотя и представляет некоторые трудности в обращении (настройка оптической схемы и соблюдение мер безопасности), но, по сравнению с видимым спектром, имеет в несколько раз меньший декремент затухания в кварце и отличается большей отражательной способностью от металлических поверхностей. Значительным преимуществом метода PDV перед другими интерферометрическими методами регистрации является высокое (около 10^2) соотношение сигнал/шум системы фотодетектора, что позволяет использовать диффузно рассеивающие свет поверхности и снизить чувствительность системы к перекосу исследуемой поверхности во время движения. Важным преимуществом метода является также тот факт, что измеряемая скорость пропорциональна частотной составляющей регистрируемого сигнала. В этом случае современные методы цифровой обработки позволяют извлечь информацию о скорости с высокой точностью даже при некачественной записи сигнала. Это означает, что даже в сложных экспериментальных условиях (сильные деформации и разрушение поверхности, пыление) с помощью метода PDV могут быть получены достаточно достоверные данные.

Таким образом, метод фотонного доплеровского измерителя скорости (PDV) представляет собой принципиально простой и относительно недорогой способ измерения скорости поверхности в диапазоне от нескольких десятков

м/с до десятков км/с в зависимости от ширины полосы пропускания системы регистрации ($V = 0,775 * f$). Например, при ширине пропускания 12 ГГц до 9 км/с область применения метода фотонного доплеровского измерителя скорости (PDV) охватывает традиционные для лазерных интерферометрических систем направления, такие как газодинамические исследования быстропротекающих процессов, непрерывная регистрация массовой скорости поверхности, обработка параметров работы метательных устройств, исследование упругопластических свойств, фазовых переходов, плавления и пыления конструкционных материалов, исследования детонационных характеристик ВВ, получение информации о динамике и симметрии движения оболочек. Границы применимости метода значительно расширяются за счет возможностей измерения скорости поверхностей с малым коэффициентом отражения, получения данных даже для записей на пределе чувствительности метода, а также в сложных экспериментальных условиях (разворот или разрушение поверхности, эффект пыления и др.), а также одновременной регистрации скорости большого количества движущихся объектов.

За счет внедрения схем частотного и временного уплотнения сигналов (на экране осциллографа регистрируются несколько записей, которые сдвинуты относительно друг друга по частоте и по времени) можно создавать многоканальные аппаратурные комплексы, что позволяет на порядок увеличить количество получаемой информации.

9.5. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ В УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Лазерные методы нашли многообразное применение в ударно-волновых экспериментах для исследований и регистрации:

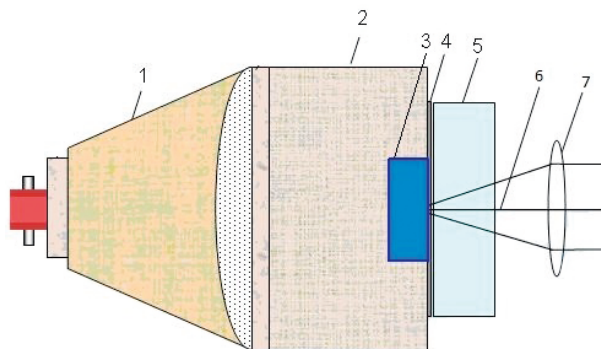
- скорости полета лайнеров, снарядов, ударников, оболочек;
- уравнения состояний, динамической сжимаемости, изэнтропического расширения, квазиизэнтропического сжатия материалов;
- метательной способности ВВ;
- упругопластического поведения, откольной и сдвиговой прочности материалов;
- параметров детонации энергетических материалов, ударно-волнового инициирования, задержки и глубины возникновения детонации и т. п.;
- фазовых превращений и плавления металлов;
- параметров ударно-волнового выброса частиц, струй, пыли и т. п.;
- свойств оптически прозрачных материалов.

Ниже приведены конкретные результаты применения лазерных интерферометрических систем.

9.5.1. Исследование параметров детонационных волн

С помощью лазерных интерференционных методов определены детонационные параметры гетерогенных, монокристаллических и жидких

гомогенных ВВ [21, 40–46]. Схема постановки экспериментов с использованием интерферометра Фабри — Перо с монокристаллами ВВ представлена на рис. 9.22. Инициирование монокристаллов ТЭНа и октогена осуществлялось детонационной волной от гетерогенных ВВ, имеющих близкие детонационные характеристики.



1. Плоскочувствительный генератор;
2. Заряд ВВ;
3. Монокристалл ВВ;
4. Алюминиевое покрытие;
5. Окно (LiF);
6. Зондируемое лазерное излучение;
7. Фокусирующая линза.

Рис. 9.22. Схема эксперимента по исследованию детонационных свойств монокристаллов ВВ

Характерный регистрируемый профиль массовой скорости ВВ на границе раздела с окном из LiF представлен на рис. 9.23. Погрешность регистрации для интерферометра Фабри — Перо (ИФП) с базой 100 мм составила по скорости ± 20 м/с и времени ± 5 нс.

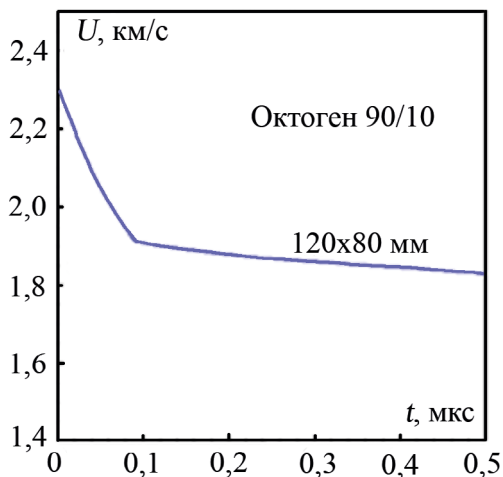


Рис. 9.23. Характерный профиль детонационных волн гетерогенных ВВ

Параметры детонации для монокристаллов ВВ (для октогена $P_N = 60,9$ ГПа, $P_{с-л} = 43$ ГПа, для ТЭНа $P_N = 40,8$ ГПа, $P_{с-л} = 30,8$ ГПа) оказались на 10–30 % больше, чем для гетерогенных ВВ. Данные параметры для гетерогенных ВВ приведены в таблице 9.2, где $P_N, P_{с-л}$ — давление в состояниях пика Неймана и Чепмена — Жуге. Длительность зоны химической реакции ($t = 270$ нс) для монокристалла октогена оказалась в три раза больше, чем в пластифицированном октогене 90/10 (90 нс). Для ТЭНа соответствующие параметры составили: $t = 75$ нс (что в ≈ 20 раз больше, чем для пластифицированного ТЭНа — 4 нс).

Таблица 9.2. Параметры детонационных волн

ВВ	Октоген 90/10	ТАТБ 90/10	Тротил	ТГ 3/7	ТЭН 83/17
P_N	47,8 ГПа	33,8 ГПа	24,9 ГПа	38,4 ГПа	34,5 ГПа
$P_{с-л}$	39,2 ГПа	25,8 ГПа	19,1 ГПа	30,4 ГПа	23,2 ГПа
Длительность ЗХР	90 ± 15 мкс	630 ± 80 мкс	320 ± 40 мкс	75 ± 10 мкс	4 ± 1 мкс

Таким образом, в монокристаллах, по сравнению с гетерогенными ВВ, существенно увеличивается длительность ЗХР. Это связано с тем, что в монокристаллах количество горячих точек во много раз меньше, чем в гетерогенных ВВ.

9.5.2. Затухание упругого предвестника

При построении уравнений состояния, исследованиях динамической вязкости, упругопластических свойств, процессов разрушения и деформирования конструкционных материалов необходимо учитывать релаксационные процессы в упругопластической волне, наглядным проявлением которых является затухание упругого предвестника. При ударно-волновом нагружении металлов профиль волны имеет двухступенчатый вид, состоящий из упругой и пластической волн (рис. 9.24) [47–49].

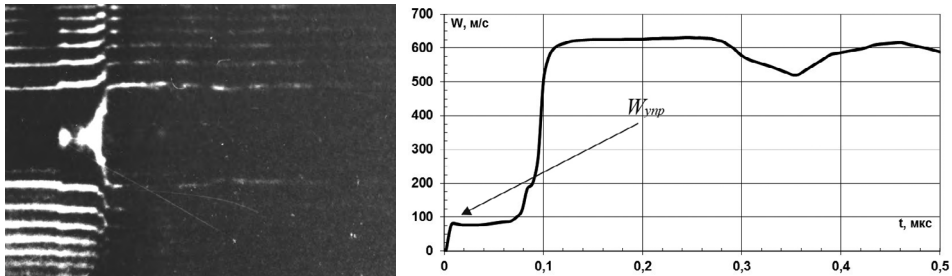


Рис. 9.24. Характерная интерферограмма и график скорости свободной поверхности мишени

По величине скорости движения свободной поверхности ($W_{упр}$) при выходе на нее упругого предвестника давление в нем вычисляется по соотношению:

$$\sigma_{уп} = \frac{1}{2} \rho_0 W_{уп} c_l, \quad (9.23)$$

где ρ_0 — плотность; c_l — продольная скорость звука.

На рис. 9.25 представлены наши экспериментальные результаты для стали 3 в виде зависимости затухания величины упругого предвестника, полученные на образцах с толщинами 0,18–2,92 мм, совместно с данными [67] для толщин до 8 мм.

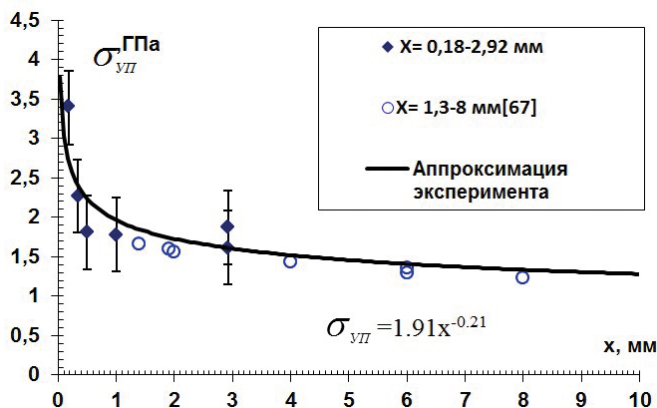


Рис. 9.25. Значения величины упругого предвестника для стали 3

Полученные результаты аппроксимированы степенной зависимостью вида $\sigma_{уп} = 1,91x^{-0.21}$.

При экстраполяции степенной зависимости ($\sigma_{уп} = 1,91x^{-0.21}$) к нулевой толщине образца получена начальная величина упругого предвестника $\sigma_{уп} = 3,42$ ГПа.

9.5.3. Откольная прочность материалов

Откольное разрушение представляет собой многостадийный, развивающийся во времени процесс с образованием во внутренних слоях материала области разрушения [49, 50, 58].

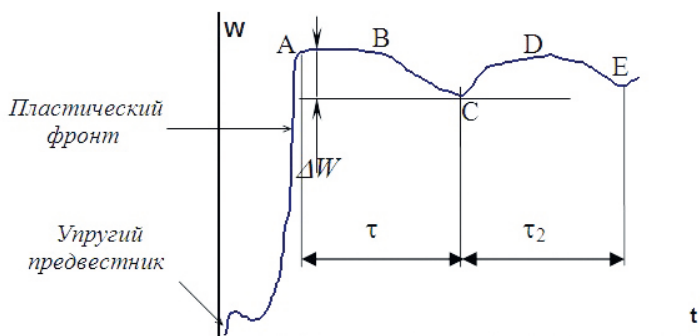


Рис. 9.26. Характерный профиль скорости свободной поверхности при отколе в упругопластическом теле

На рис. 9.26 из экспериментально регистрируемой зависимости скорости свободной поверхности от времени выделены характерные области, связанные с течением и состоянием внутренних слоев исследуемого вещества. Пологий участок АВ — плато импульса сжатия — является следствием образования области постоянного течения при отражении стационарной УВ от свободной поверхности образца. ВС — участок разгрузки, кривая CD связана с выходом на свободную поверхность образца волны сжатия, которая образуется в области разрушения в результате сложных процессов отражения и преломления импульса растягивающих напряжений на разрывах сплошности (поры, трещины).

Для стали 12X18H10T результаты измерений скорости свободной поверхности при выходе на нее откольного импульса приведены на рис. 9.27. На профиле скорости также регистрируется упругий предвестник. В данном эксперименте реализовалась двухмодовая генерация рубинового лазера (две интерференционные линии).

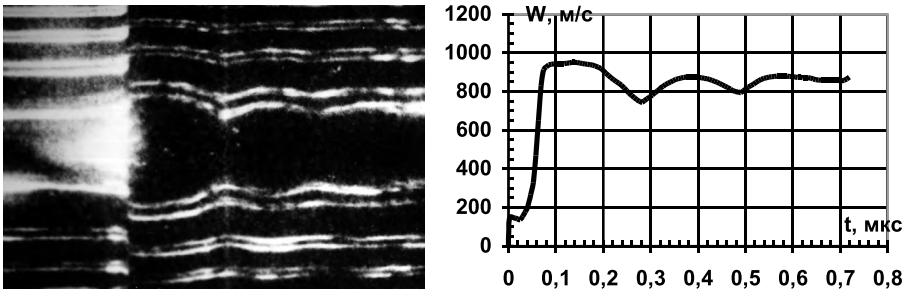


Рис. 9.27. Характерные профили откольного импульса для стали 12X18H10T

Величина откольной прочности определяется как $\sigma_{отк} = \frac{\rho_0 c_0 \Delta W}{2}$, где ρ_0, c_0 — плотность и объемная скорость звука металла, ΔW — разность скоростей на участке ВС (рис. 9.26).

Величина откольной прочности для стали 12X18H10T составила 3,9 ГПа.

9.5.4. Хрупкое разрушение металлов на сдвиговых деформациях

Наиболее наглядно хрупкое разрушение зарегистрировано методом PDV при сферическом сжатии урановой оболочки при одноточечном инициировании в полюсе полусферического заряда ВВ, который ускоряет оболочку.

На большинстве экспериментальных спектрограмм (рис. 9.28, где θ — угол от точки инициирования) в некоторые моменты времени отчетливо регистрируются скачкообразные изменения скорости величиной $\sim 50\text{--}100$ м/с. По всей видимости, это связано с попаданием в пятно зондирования лазерным лучом диаметром ~ 1 мм элементов поверхности, имеющих отличные друг от друга скорости движения. Возможность такого попадания обусловлена эффектом «сканирования» точки зондирования датчика по поверхности при ее тангенциальном, по отношению к датчику, движении.

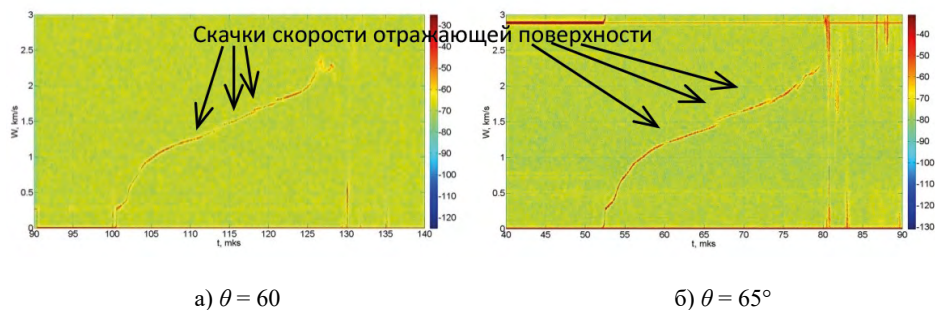


Рис. 9.28. Характерные спектрограммы с регистрацией скачков скорости

Обнаруженные скачки скорости связаны с хрупким разрушением оболочек на сдвиговых деформациях при их сферическом сжатии из-за нарастающего бокового давления, то есть на определенной базе сжатия оболочки достигается критическая деформация сдвига и начинается хрупкое разрушение. Особенно много трещин возникает вблизи свободной поверхности, где давление равно нулю. Сжатие оболочки происходит при высоких скоростях, и критическая деформация сдвига составляет в данном случае всего несколько процентов, что приводит к ее хрупкому разрушению.

9.5.5. Исследования изменения коэффициента преломления в прозрачных материалах

В работах [51, 52] исследовалось поведение показателей преломления монокристаллов LiF и образцов ПММА. Измерения скорости проводились с помощью интерферометра Фабри — Перо. Показатель преломления для длины волны рубинового лазера $\lambda = 694,3$ нм в LiF составляет $n_{LiF} = 1,390$, а в ПММА $n_{ПММА} = 1,491$. На рис. 9.29 представлена схема модельного устройства и профили давления при квазиизэнтропическом сжатии (трехволновое нагружение), а на рис. 9.30 результаты эксперимента, где четко можно выделить фронты и оценить параметры ударных волн, входящих в исследуемый образец.

Зарегистрировано, что в диапазоне квазиизэнтропического сжатия $\sigma = 1,132\text{--}1,366$ ($P = 11,7\text{--}44,6$ ГПа) значения показателя преломления LiF составили $n = 1,403\text{--}1,430$ и могут быть описаны линейной зависимостью с наклоном $\frac{dn}{d\sigma} = 0,105$. В диапазоне квазиизэнтропического сжатия ПММА $\sigma = 1,310\text{--}1,637$ ($P = 4,5\text{--}16,9$ ГПа) значения показателя преломления составили $n = 1,633\text{--}1,785$ и аппроксимированы линейной зависимостью с наклоном $\frac{dn}{d\sigma} = 0,462$. Отличие в изменении показателя преломления для ударно-волнового и квазиизэнтропического сжатия столь мало, что в пределах погрешности лазерного интерферометрического метода ее выявить не представилось возможным.

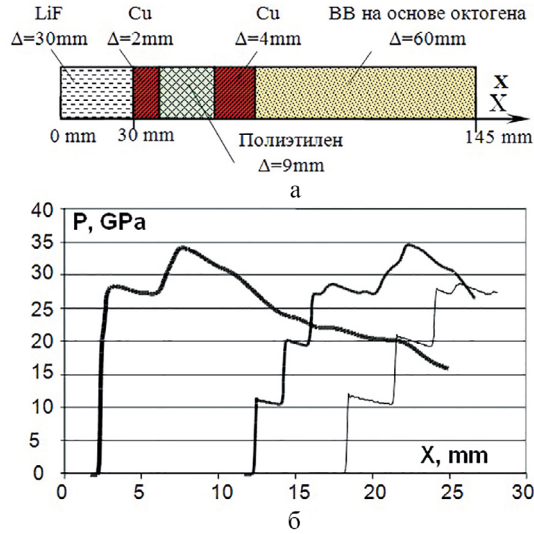


Рис. 9.29. Схема модельного устройства с образцом из LiF (а) и профиль давления в образце ($P_{\max} \approx 30$ ГПа) на различные моменты времени (б)

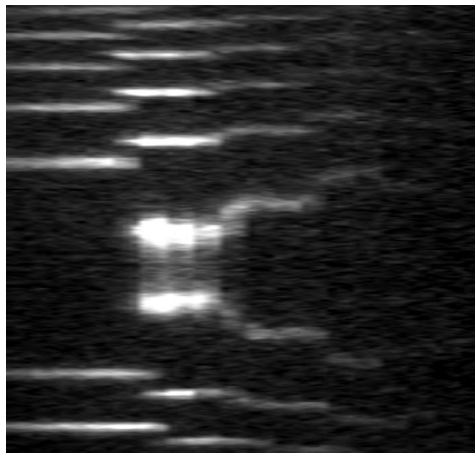


Рис. 9.30. Интерферограмма Фабри — Перо массовой скорости внутри образца LiF при нагружении трехступенчатой волной сжатия до $P_{\max} \approx 30$ ГПа

Поправочный коэффициент K определяется как $K = n_0 - \frac{dn}{d\sigma} = \frac{U'}{U}$.

Эта величина крайне важна для измерений скорости, так как через окно, по которому распространяются волны сжатия, регистрируется кажущаяся скорость U' , которая больше реальной в K раз.

Таким образом, при квазиизэнтропическом нагружении LiF в области его сжатий $\sigma \approx 1,1-1,4$ поправочный коэффициент $K = 1,295$, а для ПММА в области его сжатий $\sigma \approx 1,3-1,65$ соответственно $K = 1,029$. Для определения истинных значений скорости U необходимо зарегистрированные значения U' разделить на коэффициент K .

9.5.6. Определение размера частиц при их торможении в газе

При выходе ударной волны на свободную шероховатую поверхность происходит выброс частиц. Этот процесс называют ударно-волновым пылением. С помощью методики PDV можно регистрировать скорость пылевых частиц, исследовать динамику выброса частиц со свободной поверхности металлов и по закону их торможения в газе оценивать их размер [53–55, 58–61], причем в ряде опытов на фоне поля скоростей частиц регистрируются треки отдельных частиц. На рис. 9.31 представлены две спектрограммы скоростей свободной поверхности и пылевых частиц свинца в расплавленном (рис. 9.31 а) и твердом состоянии (рис. 9.31 б).

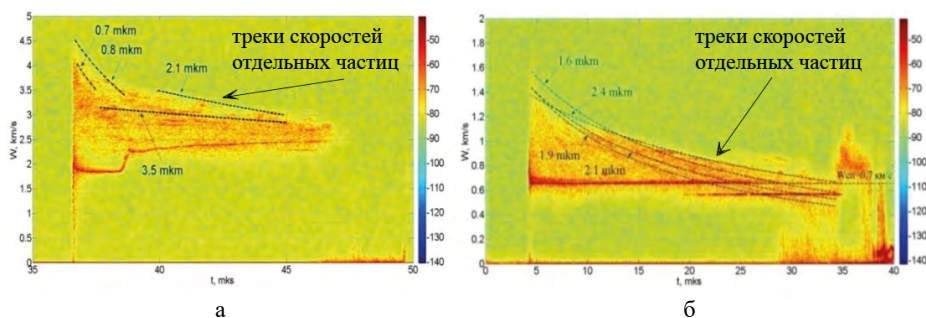


Рис. 9.31. Характерные спектрограммы скоростей частиц для свинца

Размер, удельная масса и скорости частиц зависят от свойств материала, к числу которых относятся прочность, вязкость, пластичность и в первую очередь шероховатость поверхности.

Зависимость силы торможения частиц в газе имеет следующий вид:

$$f_D = ma = m \frac{dW}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho_1 S_m W(t)^2. \quad (9.24)$$

Здесь C_D — коэффициент сопротивления частицы, ρ_1 — плотность газа, S_m — площадь миделева сечения частицы, $W(t)$ — скорость частиц. Массу частицы рассчитываем как $m = \frac{1}{6} \rho_0 \pi d^3$, где ρ_0 — плотность металла, d — диаметр частиц.

Примем за W_0 начальную скорость частиц при $t = 0$, соответствующему моменту выхода УВ на свободную поверхность. Тогда уравнение (9.24) после интегрирования приводится к виду:

$$W(t) = \frac{1}{\frac{k}{d}t + \frac{1}{W_0}}, \quad (9.25)$$

где коэффициент $k = \frac{3}{4} \frac{C_D \rho_1}{\rho_0}$.

Как видно из рис. 9.31, характерный размер частиц для данных двух экспериментов свинца не превышает 3,5 мкм. В других условиях экспе-

римента, зависящих от реологических свойств, фазового состояния и шероховатости исследуемых материалов, размеры частиц могут достигать 100 мкм и более.

9.5.7. Регистрация эффекта многократного сдвига частоты доплеровского сигнала

В работе [56] проведены эксперименты по определению минимальных значений удельной массы частиц, при которых скорость их движения регистрируется методом PDV. Для этого слой никелевых частиц размером ≤ 3 мкм разной удельной массы и насыпной плотностью $\rho = 1,35$ г/см³ наносился на поверхность стальных дисков. При выходе УВ на поверхность стального образца происходил выброс частиц. Было показано, что метод PDV надежно регистрирует поток частиц с удельной массой $\geq 0,2$ мг/см². При удельной массе $\leq 0,5$ мг/см² пыли и дисперсии скорости частиц не зарегистрировано, тонкий слой частиц летит со скоростью, равной скорости пика отскольного импульса. Зарегистрирован эффект трехкратного сдвига частоты лазерного излучения, который приводит к удвоению доплеровского сигнала скорости СП относительно скорости полупрозрачного слоя частиц, который связан с взаимодействием лазерного излучения с полупрозрачным слоем частиц.

На спектрограмме (рис. 9.32 а) наряду со скоростью СП регистрируется так называемый переотраженный сигнал — удвоенная скорость СП относительно скорости полупрозрачного слоя частиц.

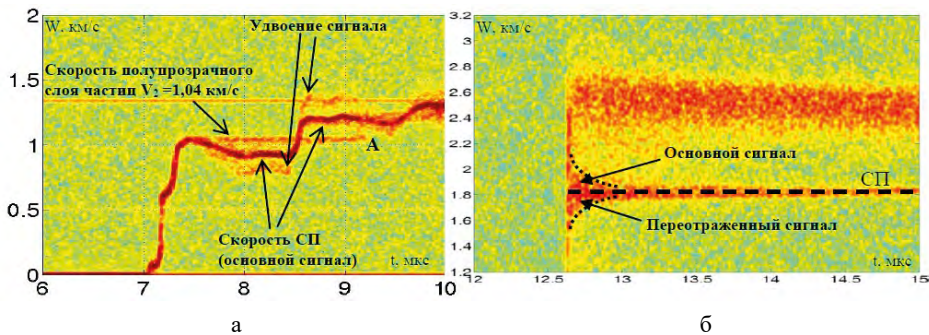


Рис. 9.32. Удвоение скорости стальной пластины

Механизм возникновения данного эффекта схематично показан на рисунке 9.33 и заключается в следующем. При отражении зондирующего излучения от тонкого слоя частиц (V_2) и СП (V_1) происходят сдвиги частот сигнала $\omega_2 = 2 \frac{V_2}{c} \omega_0$ и $\omega_1 = 2 \frac{V_1}{c} \omega_0$. Далее лазерный луч от слоя частиц переотражается назад со знаком минус и затем еще раз отражается от СП со знаком плюс. Происходит трехкратный сдвиг частоты сигнала. В итоге имеем:

$$\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2 = 2\left(2 \frac{V_1}{c} \omega_0\right) - 2 \frac{V_2}{c} \omega_0.$$

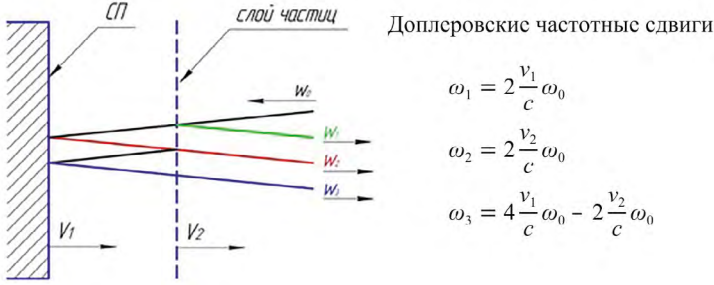


Рис. 9.33. Схема механизма возникновения эффекта переотражения

Таким образом, лазерное излучение (рис. 9.32 а), отраженное от СП ($V_1 = 0,92$ км/с), переотражается от слоя частиц назад в сторону СП ($V_2 = -1,04$ км/с) и затем снова отражается от СП ($V_1 = 0,92$ км/с). В результате скорость дважды отраженного от СП сигнала составляет $V_3 = 0,92 + 0,92 - 1,04 = 0,8$ км/с. Удвоенный сигнал с данной скоростью мы наблюдаем на спектрограмме. Затем при $t = 8,5$ мкс СП резко ускоряется до $V = 1,2$ км/с и начинает догонять слой частиц. На спектрограмме теперь скорость удвоенного сигнала ($V_3 = 1,2 + 1,2 - 1,04 = 1,36$ км/с) лежит выше скорости СП. При $t = 9,2$ мкс (точка А на рис. 9.32 а) СП догоняет полупрозрачный слой частиц, и эффект исчезает.

Данный эффект удвоения скорости часто наблюдается при регистрации торможения в газе выброшенных с поверхности частиц (рис. 19.33 б). В результате переотражения зондирующего излучения между свободной поверхностью и тормозящимися частицами на спектрограмме возникает составляющая, которая лежит ниже скорости СП.

9.5.8. Регистрация скорости и удельной массы потока частиц с поверхности металлов

Методом PDV регистрировались скорости свободной поверхности (СП) металлов и пылевого потока, а также, с помощью индикаторных фольг и тонких стекол, удельная масса пыли [57].

Суть методики определения удельной массы пыли такова: на выбранном расстоянии от СП образца устанавливаются индикаторные фольги; выбрасываемая со СП образца пыль при ударе по фольге передает ей свой импульс, в результате чего фольга начинает двигаться с некоторой скоростью, которая непрерывно регистрируется лазерным интерферометром. Зная скорость потока частиц, расстояние до фольги и ее скорость, можно рассчитать массу пыли, налетающей на фольгу.

Пересчет удельной массы пыли, накопленной на фольге, производится исходя из следующих предположений: выброс частиц со свободной поверхности происходит мгновенно; скорость частицы не изменяется в процессе ее движения (частицы движутся в вакууме) и они неупруго тормозятся на фольге-индикаторе. Согласно закону сохранения импульса скорость прироста массы на фольге составляет

$$\frac{dM}{dt} = \frac{M_\phi}{W - W_\phi} \frac{dW_\phi}{dt}, \quad (9.27)$$

где M — удельная масса выброшенных частиц образца на фольге, $\text{мг}/\text{см}^2$, M_ϕ — удельная масса фольги вместе с пылью, накопленной к моменту времени t , $\text{мг}/\text{см}^2$, W — скорость подлетающих частиц в данный момент времени t , $\text{м}/\text{с}$; W_ϕ — скорость фольги в момент времени t , $\text{м}/\text{с}$.

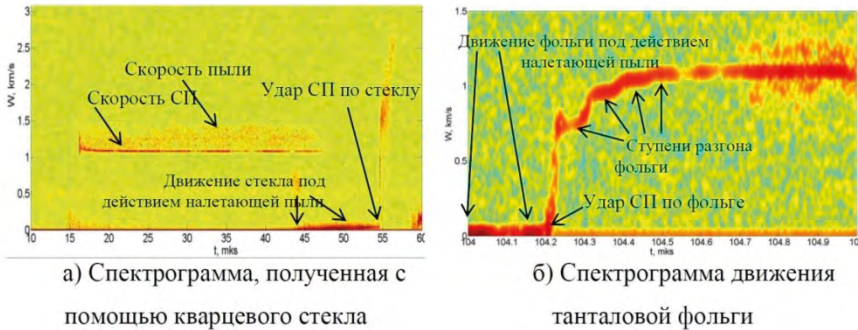


Рис. 9.34. Спектрограммы регистрации удельной массы пыли

На рис. 9.34 показаны спектрограммы регистрации удельной массы при ударно-волновом пылении свинца с помощью кварцевого стекла (200 мкм) и танталовой фольги (250 мкм). В последнем случае удалось получить полную запись движения фольги под действием налетающей пыли вплоть до удара СП. Зная момент удара СП по фольге, базу полета и среднее время выхода УВ на СП, можно оценить среднюю скорость поверхности равной 1,097 км/с, что в пределах погрешности измерений совпадает со средней скоростью 1,085 км/с, зарегистрированной на спектрограмме.

Зависимости удельной массы пыли, накопленной на фольгах, от времени и относительной скорости представлены на рис. 9.35. Скорость СП для датчика, закрытого кварцевым стеклом, бралась непосредственно из спектрограммы; для датчика, закрытого танталовой фольгой, определялась по моменту удара СП по фольге. Полная удельная масса пыли составила $\sim 3 \text{ мг}/\text{см}^2$.

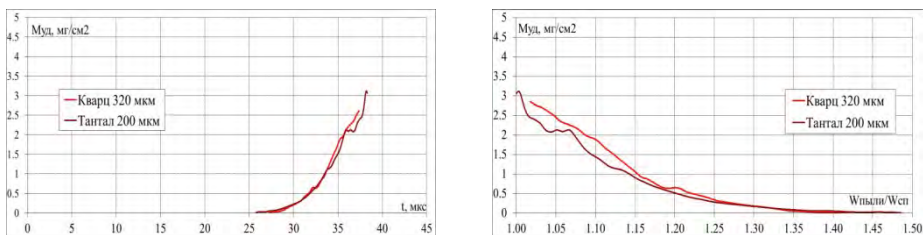


Рис. 9.35. Зависимости удельной массы пыли, полученные в опыте с давлением нагружения 18 ГПа, $R_a \sim 3,2 \text{ мкм}$

9.5.9. Определение параметров начала плавления металлов на волне разгрузки

В [62] предложен метод определения величины давления, при котором начинается плавление металлов на волне разгрузки после их ударно-волнового нагружения. Суть метода заключается в том, что при достижении порогового ударно-волнового давления в волне разгрузки начинается плавление металлов, при котором происходит резкое увеличение массы пыли, выброшенной с поверхности. Для точного определения порогового значения необходимо, чтобы исследуемая поверхность имела низкую шероховатость ($Ra = 0,04-0,32$); при значениях шероховатости, превышающих $Ra = 0,32$, выброс пыли может начаться при меньших значениях величин давления УВ. На рис. 9.36 показаны характерные спектрограммы метода PDV при регистрации скорости СП до (рис. 9.36 а) и после (рис. 9.36 б) начала плавления олова в волне разгрузки.

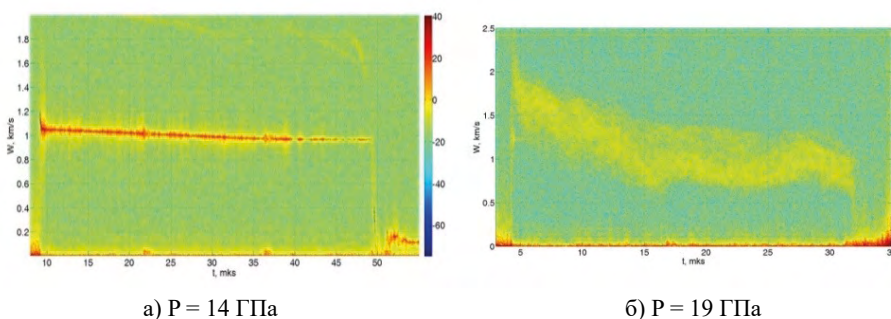


Рис. 9.36. Характерные спектрограммы скорости СП олова до и после начала плавления

В работах [62–66] показано, что при $Ra = 0,16-0,32$ интенсивный выброс частиц (начало плавления) для олова начинается при $P = 19-22$ ГПа, для свинца при $P = 24-25$ ГПа.

Итак, по скачкообразному изменению вида спектрограммы скорости $W(t)$ изначально практически зеркальной свободной поверхности — появлению вместо узкой спектральной линии широкого спектра скоростей облака частиц — делается вывод о плавлении вещества в волне разрежения с потерей сдвиговой прочности. (Для большинства веществ с нормальным ходом кривой плавления, $T_{пл}(P)$, $\frac{\partial T_{пл}}{\partial P} > 0$, плавление в волне разрежения наступает раньше плавления в предшествующей разрежению ударной волне).

Определенные таким образом значения пороговых значений плавления ряда металлов в волне разрежения согласуются с расчетными оценками и экспериментальными данными, полученными другими методами, например по развитию гравитационных неустойчивостей на границах раздела металлов разной плотности [68].

Значения спектра скоростей частиц пылевого облака на спектрограмме рис. 9.36 б, соответствующей давлению УВ в 19 ГПа, более чем в полтора

раза больше скорости свободной поверхности при давлении УВ в 14 ГПа (рис. 9.36 а). Это, по нашему мнению, наглядно объясняет зарегистрированный [69] Л.В. Альтшулером и А.А. Бакановой электроконтактным методом излом в зависимости скорости движения свободной поверхности свинца от массовой скорости $W(u)$ при $u = 1-1,2$ км/с. Этот излом зависимости $W(u)$ был ими справедливо связан с плавлением свинца, но фактическое объяснение этого эффекта следует только сейчас из сравнения двух спектрограмм рис. 9.36.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 9

1. *Barker L.M., Hollenbach R.E.* Interferometer technique for measuring the mechanical properties of materials // *Rev. Sci. Instr.* 1965. Vol. 36. № 11. P. 1617.
2. *Zwick H.H., Shepherd G.G.* The focusing a wide-angle Michelson interferometer // *Appl. Optics.* 1971. № 10. P. 2569.
3. *Златин Н.А., Мочалов С.М., Пугачев Г.С., Брагов А.М.* Лазерный дифференциальный интерферометр (теория прибора и пример использования) // *ЖТФ.* 1973. Т. 43. С. 1961–1964.
4. *Barker L.M., Hollenbach R.E.* Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface // *J. Appl. Phys.* 1972. Vol. 43. P. 4669–4675.
5. *Durand M.* Use of optical fibers for velocity measurements by laser Doppler interferometry with a Fabry–Perot interferometer // *High Speed Photography and Photonics. Proc. SPIE,* 1982. Vol. 491. Edited by M. Andre and M. Hugenschmidt. P. 605–656.
6. *Hemsing W.F.* Velocity sensing interferometer (VISAR) modification // *Ibid.* 1979. Vol. 50. № 1. P. 73–78.
7. *Bloomquist D.D., Sheffield S.A.* Optically recording velocity interferometer system (ORVIS) for subnanosecond particle velocity measurements in shock waves // *Proc. 15th Congress on High Speed Photography. SPIE,* 1983. P. 523–528.
8. *Sheffield S.A., Fisk G.A.* Particle velocity measurements of laser-induced shock waves using ORVIS // *Ibid.* P. 193–198.
9. *Barker L.M.* Velocity interferometry for time-resolved high-velocity measurement // *Ibid.* P. 116–126.
10. *Уткин А.В., Канель Г.И.* Исследование кинетики разложения тротила и флегматизированного гексогена в ударных и детонационных волнах // *Мат. VIII Всес. симпозиума по горению и взрыву «Детонация и ударные волны».* Ташкент, 1986. С. 13–16.
11. *Durand M., Laharraque P., Lebihan A.* Interferometric laser technique for accurate velocity measurement in shock wave physics // *Rev. Sci. Instr.* 1977. Vol. 48. № 3. P. 275–278.
12. *McMillan C.F., Goosman D., Avara G. et al.* Velocimetry of fast surfaces using Fabry–Perot interferometry // *Ibid.* 1988. Vol. 59. № 1. P. 1–20.
13. *Seitz W.L., Stasy H.L.* Fabry–Perot interferometry using an image-intensified rotating-mirror streak camera // *Proc. 15th Congress on High Speed Photography. SPIE,* 1983. P. 136–143.
14. *Ковылов А.Ф., Кормер С.Б., Поклонцев Б.А. и др.* Лазерный доплеровский измеритель скорости // *ПТЭ.* 1978. № 1. С. 205.
15. *Fedorov A.V., Mikhailov A.L., Poklontsev B.A.* Laser Doppler velocimeter on the base of high-power iodine and ruby lasers // *22nd Int. Congress on High-Speed Photography and Photonics. SPIE,* 1997. P. 890–893.

16. Власова Г.Б., Михайлов А.Л., Поклонцев Б.А., Фёдоров А.В. Доплеровский измеритель скорости мишеней, ускоряемых взрывом, на основе йодного лазера // ФГВ. 1988. № 1. С. 127–130.

17. *Gidon S., Behar G.* Instantaneous velocity field measurements application to shock wave studies // *Appl. Optics*. 1986. Vol. 25. № 9. P. 1429–1433.

18. Фёдоров А.В., Герасимов В.М. Применение мощных рубиновых лазеров в интерферометрических системах // *Мат. Межд. конференции «Прикладная оптика–94»*. Санкт-Петербург, ноябрь 1994 г. С. 353.

19. *Kormer С.Б.* Оптические исследования свойств ударно-сжатых конденсированных диэлектриков // *УФН*. 1968. Т. 94. С. 641.

20. *Barker L.M., Hollenbach R.E.* Shock-wave studies of PMMA, fused silica and sapphire // *J. Appl. Phys.* 1970. Vol. 41. № 10. P. 4208–4226.

21. *Fedorov A.V., Menshikh A.V., Yagodin N.B. et al.* Detonation front in homogeneous and heterogeneous high explosives // *Shock Compression of Condensed Matter*. Snowbird. USA, 1999.

22. *Goosman D., Avara G., Steinmetz L. et al.* Manybeam velocimeter for fast surfaces // 22nd Int. Congress on High-Speed Photography and Photonics. SPIE, 1997. P. 1070–1079.

23. *Bernier H., Durand M., Lalle P.* The use of a Fabry–Perot velocimeter to the study of shock loaded Polystyrene // *Ibid.* P. 218–221.

24. *Hemsing W.F., Mathews A.R., Warnes R.H. et al.* VISAR: line-imaging interferometer // *Shock Compression of Condensed Matter*. 1991. P. 767.

25. *Mathews A.R., Boat R.M., Hemsing W.F. et al.* Full-field Fabry–Perot interferometer // *Shock Compression of Condensed Matter*. 1992. P. 759–762.

26. *Tarver C.M., Breithaupt R.D., Kury J.W.* Detonation waves in pentaerythritol tetranitrate // *J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 81 (11). P. 7193–7202.

27. *Setchell R.E.* Velocity interferometer system for any reflector (VISAR): studies of wave growth in granular explosives // *Ibid.* P. 149–154.

28. *Froeschner K.E., Lee R.S., Cha H.H., Weingart R.C.* Shock Hugoniot measurement on Ta to 0.78 TPa // *Proc. Conf. «Shock Waves in Condensed Matter»*. Santa Fe, 1983. P. 85–88.

29. *Asay J.R., Mise L.P., Perry M.C.* Ejection of material from shocked surface // *Appl. Phys. Lett.* 1976. Vol. 49. P. 284–287.

30. *Kanel G.I., Baumung K., Rush D. et al.* Melting of shock-compressed metals in release // *Shock Compression of Condensed Matter*. 1997. P. 155–158.

31. *Разоренов С.В., Канель Г.И., Ануфриев В.Г. и др.* Деформирование и разрушение конструкционных сталей при импульсном нагружении // *Проблемы прочности*. 1992. № 3. С. 42–48.

32. *Chhabildas L.C., Sutherland H.J., Asay J.R.* A velocity interferometer technique to determine shear-wave particle velocity in shock-loaded solids // *J. Appl. Phys.* 1979. Vol. 50. P. 5196–5201.

33. *Kim J.K., Lee S.S.* Fast deformation velocity measurement using laser Doppler velocity interferometer // *Rev. Sci. Instr.* 1982. Vol. 53. № 1. P. 65–69.

34. *Wise J.L.* Refractive index and equation of state of a shock-compressed aqueous solution of zinc chloride // *Proc. Conf. «Shock Waves in Condensed Matter»*. Santa Fe, 1983. P. 317–320.

35. *Barker L.M., Hollenbach R.E.* Shock wave study of the α - ϵ phase transformation in iron // *J. Appl. Phys.* 1974. Vol. 45. P. 4872–4887.

36. *Мецераков Ю.И., Диваков А.К., Кудрявцев В.Г.* О динамической прочности при отколе и пробое // *ФГВ*. 1988. № 2. С. 126–134.

37. *Johnson J.N., Barker L.M.* Dislocation dynamics and steady plastic wave profiles in 6061-T6 aluminum // *J. Appl. Phys.* 1969. Vol. 40. № 11. P. 4321–4334.

38. *Strand O.T., Goosman D.R., Martinez C. and Whitworth T.L.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. Vol. 77. P. 083108-1–083108-8.

39. *Holtkamp D.B.* Survey of Advanced Velocimetry Experiments: A Year (or Two) in the Life of Photon Doppler Velocimetry. Доклад на международной конференции «MeraRayс 2007».

40. *Фёдоров А.В., Меньших А.В., Ягодин Н.Б.* Структура детонационного фронта в гетерогенных ВВ // *Химическая физика.* 1999. Т. 18. № 11. С. 64.

41. *Fedorov A.V.* Experimental Investigation of Heterogeneous HE Decomposition Mechanism in Detonation Wave Front // *Proc. of the Conf. on Shock Compression of Condensed Matter.* New York. 2001.

42. *Фёдоров А.В.* Параметры пика Неймана и структура фронта детонационной волны конденсированных взрывчатых веществ // *Химическая физика.* 2005. Т. 24. № 10. С. 13–21.

43. *Фёдоров А.В., Михайлов А.Л., Меньших А.В. и др.* Об устойчивости детонационного фронта смесевых жидких ВВ: тетранитрометан-нитробензол и тетранитрометан-нитрометан // *Химическая физика.* 2007. Т. 26. № 12. С. 34–39.

44. *Фёдоров А.В., Михайлов А.Л., Антонюк Л.К. и др.* Определение параметров детонационных волн в монокристаллах ТЭНа и октогена // *ФГВ.* 2011. Т. 47. № 5. С. 1–6.

45. *Fedorov A.V., Mikhailov A.L., Nazarov D.V., Finyushin S.A. et al.* Shock wave initiation of mixture liquid explosives // *Proc. of the Conf. on Shock Compression of Condensed Matter.* Baltimore, 2005. P. 960–963.

46. *Fedorov A.V., Mikhailov A.L., Nazarov D.V., Finyushin S.A. et al.* Study of detonation wave structure in solid and liquid tetranitromethane(TNM) // *Proc. of the Conf. on Shock Compression of Condensed Matter.* Baltimore, 2005. P. 964–967.

47. *Fedorov A.V., Mikhailov A.L., Finyushin S.A., Nazarov D.V. et al.* Recording of dispersion of elastic wave velocity in natural uranium // *Proc. of the Conf. on Shock Compression of Condensed Matter.* Baltimore, 2005. P. 713–716.

48. *Fedorov A.V., Mikhailov A.L., Finyushin S.A., Nazarov D.V. et al.* Study of relaxation of elastic precursor in nature uranium // *Proc. of the Conf. on Shock Compression of Condensed Matter.* Baltimore, 2005. P. 717–720.

49. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: «Янус-К», 1996.

50. *Финюшин С.А., Михайлов А.Л., Фёдоров А.В. и др.* Исследование откольной прочности природного урана лазерным интерферометрическим методом // *Химическая физика.* 2005. Т. 24. № 10. С. 66–70.

51. *Nazarov D.V., Mikhaylov A.L., Fedorov A.V., Finyushin S.A.* Characterization of Optically Transparent Window Materials for Isentropic-Compression Studies // *Proc. of the Conf. on Shock Compression of Condensed Matter.* Portland, 2003. P. 1221–1224.

52. *Фёдоров А.В., Михайлов А.Л., Назаров Д.В. и др.* Свойства оптически прозрачных материалов при квазиизэнтропическом сжатии // *ФГВ.* 2006. Т. 42. № 3. С. 116–120.

53. *Prudhomme G.* Étude des nuages de particules éjectées sous choc: apports de la Vélocimétrie Hétérodyne. Thèse pour obtenir le grade de docteur délivré par. Paris, 2014.

54. *Prudhomme G., Mercier P., Benier J., Frugier P.-A.* Frontal and Tilted PDV probes for measuring velocity history of laser-shock induced calibrated particles. PDV Workshop, Albuquerque, 2012.

55. *Фёдоров А.В., Гнутов И.С., Яговкин А.О.* Определение размеров частиц, выброшенных с ударно-нагруженных поверхностей при их торможении в газовой среде // *ЖЭТФ.* 2018. Т. 153. Вып. 1. С. 1–8.

56. Фёдоров А.В., Михайлов А.Л., Финюшин С.А. и др. Определение порога регистрации минимальной удельной массы частиц при исследовании ударно-волнового пыления поверхности материалов // ФГВ. 2018. Т. 54. № 5. С. 76–81.

57. Чудаков Е.А., Фёдоров А.В., Финюшин С.А. и др. Регистрация скорости и удельной массы потока частиц, выбрасываемых с поверхности металлов // ФГВ. 2018. Т. 54. № 5. С. 90–95.

58. Fedorov A.V., Mikhailov A.L., Finyushin S.A. et al. Registration of Multiple Spalls and Structures of Ejected Particles Clouds // Journal of Dynamic Behavior of Materials. 2017. Vol. 3. № 2.

59. Фёдоров А.В., Михайлов А.Л., Финюшин С.А. и др. Регистрация параметров множественного откола и внутренней структуры облака частиц при ударно-волновом нагружении металлов // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. Вып. 2. С. 1–4.

60. Фёдоров А.В., Михайлов А.Л., Финюшин С.А. и др. Регистрация спектра скоростей частиц при выходе ударной волны на поверхность жидкостей различной вязкости // ФГВ. 2016. Т. 52. № 4.

61. Фёдоров А.В., Михайлов А.Л., Антонюк Л.К., Шмелёв И.В. Экспериментальные исследования срывного разрушения капель и струй при их выбросе с поверхности жидкостей // ФГВ. 2016. Т. 52. № 4.

62. Фёдоров А.В., Финюшин С.А., Чудаков Е.А. и др. Результаты исследования особенностей ударно-волнового пыления металлов вблизи начала плавления в волне разгрузки. Доклад на XXI Харитоновских чтениях. Саров, 2019.

63. Финюшин С.А., Михайлов А.Л., Фёдоров А.В. и др. Регистрация фазовых переходов в олове в ударной волне и волне разгрузки с помощью лазерного интерферометра // XV Харитоновские чтения. РФЯЦ-ВНИИЭФ. С. 282.

64. Shapron P., Elias P., Laurent B. Experimental determination of the pressure inducing melting in release for shock-loaded metallic samples / Edited by S.C. Schmidt, N.C. Holmes. SCCM, 1987. P. 171–173.

65. Zellner M.B., Grover M., Hammerberg J.E., Hixson R.S. et al. Effects of shock-breakout pressure on ejection of micro-scale material from shocked tin surfaces // J. Appl. Phys. 2007. **102**, 013522.

66. Zellner M.B., Dimonte G., Germann T.C. et al. Influence of shockwave profile on ejecta / Edited by M.I. Ellert, W.T. Buttler, M.D. Furnish, W.W. Anderson, W.G. Proud. SCCM, 2009. P. 1047–1050.

67. Arnold W. Dynamisches Werkstoffverhalten von Armco-Eisen bei Stoßwellenbelastung // Fortschr.-Ber. VDI. 1992. Reihe 5. № 247, Dusseldorf, Germany, VDI-Verlag. P. 248.

68. Mikhaylov A.L., Osipov R.S. Interface Instabilities between Shock-Compressed Metal Layers // APS Topical Conference, Seattle, Washington, Bulletin of Am. Phys. Soc. July 1995. Vol. 40. № 6. P. 1382.

69. Альтшуллер Л.В., Баканова А.А., Бушман А.В. и др. Испарение ударно-сжатого свинца в волнах разгрузки // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. Вып. 5 (11). С. 1866–1872.

ГЛАВА 10

МИКРОВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА

Е.Н. Богданов, А.Л. Михайлов

Метод микроволновой диагностики относится к методам, не возмущающим быстропротекающие процессы в сплошных средах, и служит для измерения перемещений и скоростей физических объектов, способных отражать радиоволны миллиметрового диапазона. При исследовании ударно-волновых и детонационных процессов использование метода микроволновой доплеровской диагностики дает ряд существенных преимуществ по сравнению с другими используемыми экспериментальными методиками. Наиболее важным достоинством метода по сравнению с лазерными интерферометрическими системами является возможность проведения непрерывной регистрации движения ударных и детонационных волн в оптически непрозрачных материалах, к которым относятся практически все твердые взрывчатые вещества (ВВ) и многие используемые при их исследованиях полимерные конструкционные материалы (в качестве преград, экранов и т. п.). При этом характерные размеры шероховатостей, отражающих микроволновое излучение, например шероховатость детонационного фронта или поверхностей ударников и оболочек, значительно меньше длины волны излучения. Такие поверхности для микроволнового излучения являются почти гладкими, а для лазерного излучения — диффузно-отражающими, что создает определенные проблемы в диагностике и расшифровке результатов лазерной диагностики. Принцип действия микроволновой диагностики, так же как и лазерной диагностики движения отражающих поверхностей, основан на эффекте Доплера, но различие в длине зондирующего излучения на 3–4 порядка приводит к качественным отличиям в возможностях методов и разному аппаратурному оснащению.

10.1. ПРИНЦИП РАБОТЫ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА

Для реализации данного метода используется радиоинтерферометр, обобщенная структурная схема которого, заимствованная из [1], представлена на рис. 10.1. Он состоит из генератора электромагнитных колебаний миллиметрового диапазона, невзаимного развязывающего устройства (циркулятора), антенны, приемного устройства и устройства регистрации данных.

Радиоинтерферометр работает следующим образом: создаваемые генератором непрерывные электромагнитные колебания постоянной мощности на фиксированной частоте через элементы волноводного тракта и развязывающее устройство (циркулятор) поступают на антенну и облучают исследуемый объект. При появлении на пути радиоизлучения препятствия со скачком диэлектрической проницаемости (например, фронта УВ) или проводимости (поверхность металла) происходит отражение радиоволн. Часть

энергии отраженных от препятствия волн возвращается на антенну, и в приемном устройстве происходит интерференция принятого с антенны сигнала с сигналом генератора, результатом которой является сигнал на частоте, равной разности частот принимаемых и излучаемых интерферометром радиоволн, регистрируемый в виде интерферограммы.

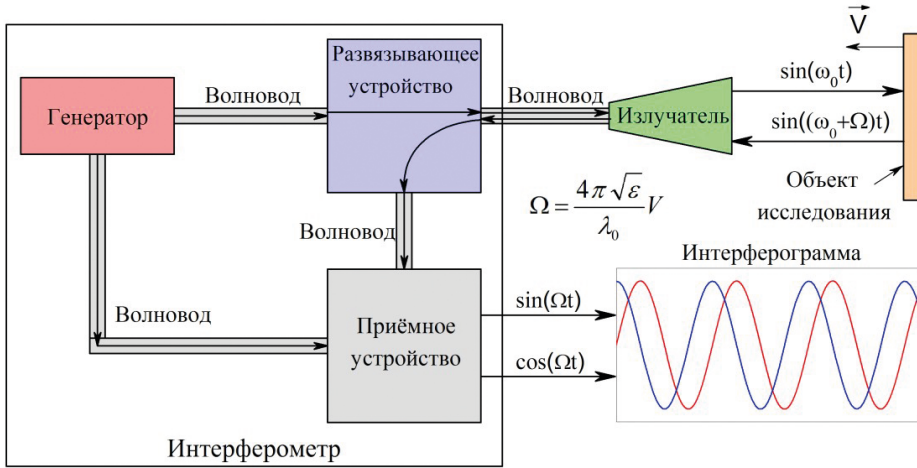


Рис. 10.1. Обобщенная схема интерферометра

Информация о перемещении и мгновенной скорости фронта связана с текущей фазой и мгновенной частотой интерферограммы вследствие эффекта Доплера. В случае падения плоской монохроматической электромагнитной волны под произвольным углом для поступательно движущейся отражающей поверхности эта связь может быть получена из уравнения для текущей фазы плоской отраженной волны $\varphi(t)$:

$$\varphi(t) = \varphi_0 t - kx, \quad (10.1)$$

где ω_0 — круговая частота падающей волны, t — текущее время, $k = 2\pi \times \varepsilon^{-1/2} / \lambda$ — волновое число падающей волны, $\lambda = \lambda_0 \varepsilon^{-1/2}$ — длина волны в среде, λ_0 — длина волны в свободном пространстве, $\varepsilon = n^2$ — коэффициент диэлектрической проницаемости среды, в которой движется объект, а n — показатель преломления среды, $x = x_0 + 2V \cos \alpha t$ — расстояние от антенны интерферометра до отражающей поверхности в момент времени t , x_0 — начальное расстояние от антенны интерферометра до отражающей поверхности, V — модуль скорости движения объекта, α — угол между вектором скорости объекта V и волновым вектором падающей волны k .

Из уравнения следует, что приращение фазы $\Delta\varphi$ за время Δt составит

$$\Delta\varphi = \varphi_0 - 4\pi n V \Delta t \cos \alpha / \lambda, \quad (10.2)$$

где $\varphi_0 = \omega_0 \Delta t$ — приращение фазы опорного сигнала. Таким образом, проекция вектора перемещения объекта на вектор визирования (k) будет равна

$$V\Delta t \cos\alpha = -(\Delta\varphi - \omega_0\Delta t)\lambda/4\pi n,$$

а средняя на интервале Δt проекция вектора скорости объекта на вектор визирования будет равна

$$V \cos\alpha = -(\Delta\varphi/\Delta t - \omega_0)\lambda/4\pi n, \quad (10.3)$$

где $\Delta\varphi/\Delta t = \omega(t)$ — мгновенная частота принимаемого сигнала, а разность частот $\{\omega(t) - \omega_0\} = \Omega(t)$ — доплеровский сдвиг частоты принимаемого интерферометром сигнала относительно частоты излучаемого им сигнала.

Важно отметить следующие особенности соотношений (10.1)–(10.3).

Во-первых, для вычисления параметров движения исследуемого объекта необходимо знать показатель преломления среды n , в которой движется объект, на рабочей длине волны интерферометра.

Во-вторых, интерферометр определяет только проекции векторов перемещения и скорости объекта на вектор визирования. Причем знак проекции не может быть определен по единственному сигналу интерферограммы, так как результатом измерения частоты физического сигнала всегда является положительное число. Для того чтобы определить, приближается объект к интерферометру или удаляется, необходимо сравнивать фазу принимаемого сигнала с двумя опорными сигналами, фазы которых отличаются на $\pi/2$ (квадратурными сигналами), например $\cos\omega_0 t$ и $\sin(\omega_0 t)$. При этом, если фаза принимаемого сигнала опережает фазу излучаемого сигнала (т. е. объект приближается), соответствующие этим опорным сигналам интерферограммы будут пропорциональны $\cos\Omega t$ и $\sin\Omega t$. Если же фаза принимаемого сигнала отстает от фазы излучаемого сигнала (т. е. объект удаляется), соответствующие этим опорным сигналам интерферограммы будут пропорциональны $\cos\Omega t$ и $-\sin\Omega t$.

В-третьих, следует учитывать, что соотношения (10.1)–(10.3) получены для идеализированной модели, описывающей падение плоской электромагнитной волны на движущуюся поступательно с постоянной скоростью отражающую поверхность. Реальная ситуация обычно весьма сильно отличается от такой модели, и форма интерферограмм при этом отличается от формы гармонического сигнала, что затрудняет процедуру вычисления текущей фазы и мгновенной частоты.

Достоинства применения интерферометра миллиметрового диапазона в исследованиях газодинамических процессов связаны с:

- отсутствием влияния измерительной аппаратуры на исследуемый процесс;
- простотой сопряжения с другими измерительными технологиями;
- непрерывностью измерения параметров движения исследуемого объекта;
- высоким быстродействием (до 10^{-8} с);
- возможностью исследования непрозрачных в оптическом диапазоне сред;
- значительно более мягким по сравнению с оптическими методами требованием к качеству зеркально отражающих поверхностей ($\pm\lambda/16$);

- высокой чувствительностью при обнаружении слабых неоднородностей свойств исследуемой среды (единицы процентов по показателю преломления);

- высокой точностью измерения перемещений и скоростей исследуемых объектов, движущихся с медленно меняющейся скоростью;

- высокой разрешающей способностью по скорости при движении нескольких объектов одновременно (до $[\lambda/4\pi n]/[\text{время измерений}]$);

- очень широким диапазоном измеряемых скоростей (от 10^{-4} до 10^4 м/с), определяемым техническими характеристиками конструкции микроволновых интерферометров;

- возможностью измерения скоростей разного знака;

- широким диапазоном измеряемых перемещений (до 10 м), определяемым характеристиками направленности используемых излучателей.

К недостаткам применения интерферометра миллиметрового диапазона в исследованиях газодинамических процессов следует отнести следующее:

- сильное затухание радиоволн миллиметрового диапазона в относительно слабо проводящих электрический ток средах (с удельной проводимостью более 10^{-7} [Ом \times см] $^{-1}$);

- сильное рассеяние радиоволн миллиметрового диапазона на неоднородностях относительно малого размера ($\sim\lambda$);

- сильное влияние электродинамических свойств экспериментальной установки на форму интерферограмм;

- косвенный характер измерений;

- зависимость точности измерения от погрешности определения показателя преломления исследуемой среды;

- сложный алгоритм компенсации мешающего действия сигналов, отраженных от окружающих исследуемый объект предметов;

- необходимость применения одноразовых волноводов и антенн при проведении экспериментов со взрывчатым веществом (ВВ);

- сложность реализации многоканальных схем измерения.

10.2. ПРИМЕРЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МИКРОВОЛНОВЫМ МЕТОДОМ

В разделе приведены результаты исследований распространения детонации ВВ, ударных адиабат трех диэлектриков: бензола, полиметилметакрилата и полистирола, плазмы ударно-сжатого аргона. Примеры других исследований можно найти в главе 5 книги [2].

10.2.1. Распространение детонации в зарядах взрывчатых веществ

В эксперименте, схема которого представлена на рис. 10.2, с помощью микроволнового метода регистрировалось распространение плоской детонационной волны в последовательно расположенных образцах из тринитротолуола (ТНТ), пластифицированного гексогена и пластифицированного октогена.

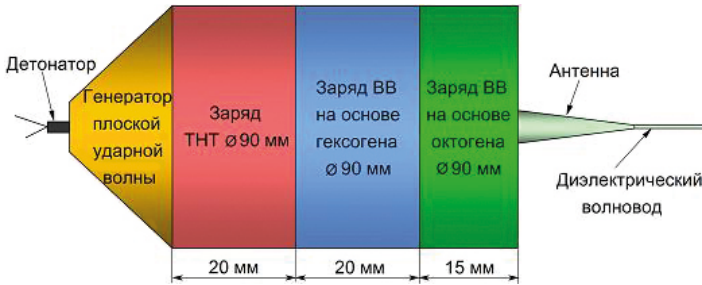


Рис. 10.2. Постановка эксперимента по исследованию распространения детонационной волны

На рис. 10.3 приведена экспериментальная интерферограмма и временная зависимость скорости детонации в слоях ВВ. Из интерферограммы рис. 10.3 *а* видно плавное увеличение амплитуды сигнала по мере движения детонационной волны по образцам. Рост амплитуды объясняется уменьшением рассеяния и поглощения зондирующего излучения в среде с уменьшением расстояния между излучателем и отражающим объектом, что ведет к увеличению мощности принятого интерферометром сигнала и отношения сигнал/шум, вследствие чего разброс на временной зависимости скорости снижается. Так, средние по толщине образцов скорости стационарной детонации D_0 в образцах ТНТ, пластифицированных гексогена и октогена составили $6,43 \pm 0,13$ км/с, $8,08 \pm 0,05$ км/с и $8,82 \pm 0,02$ км/с соответственно. Из зависимости скорости детонации от времени (рис. 10.3 *б*) следует, что детонация ТНТ возникла через $\sim 0,5$ мкс после входа ударной волны. После этого наблюдается незначительный рост скорости волны в образце ТНТ, что может быть объяснено неоднородностью распределения плотности по толщине образца.

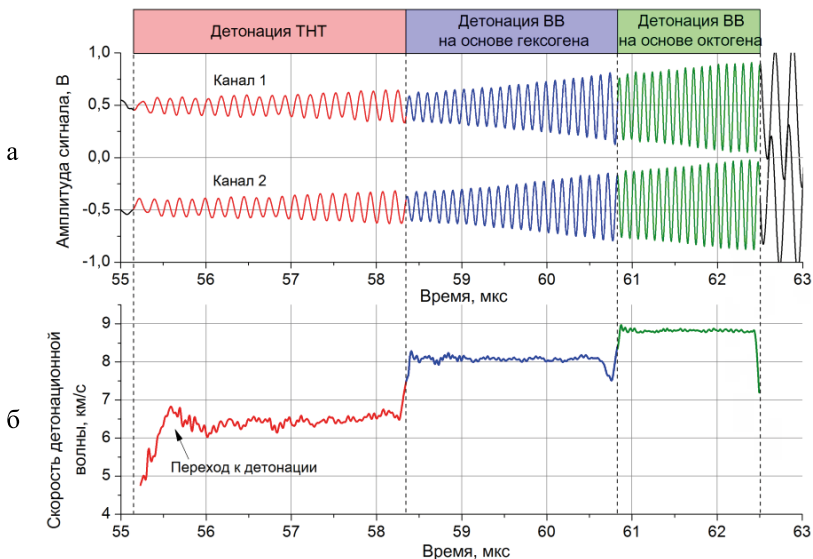


Рис. 10.3. Экспериментальная интерферограмма (а) и временная зависимость скорости детонации (б)

10.2.2. Ударно-волновая сжимаемость диэлектриков

Определение ударных адиабат диэлектриков обычно проводится методом отражения, в котором исследуемые образцы устанавливаются на экраны генераторов ударных волн. Поэтому вначале рассмотрим случай (рис. 10.4) зондирования радиопрозрачного вещества, в котором со скоростью D распространяется ударная волна, вышедшая из экрана. Граница раздела экран — сжатое ВВ будет двигаться со скоростью U , равной массовой скорости вещества за фронтом ударной волны.

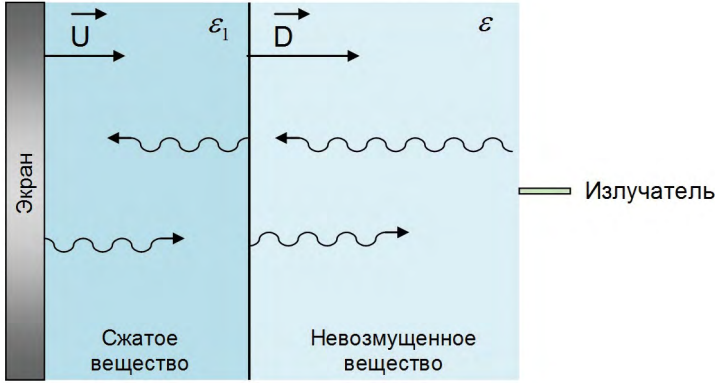


Рис. 10.4. Падение радиоизлучения на систему фронт ударной волны — экран

В такой системе часть энергии радиоизлучения будет отражаться от фронта ударной волны, другая же часть пройдет сквозь него, отразится от границы раздела сжатое вещество — экран и вновь пройдет сквозь ударный фронт. При этом возможно также наличие дополнительных переотражений от данных границ. Принимаемый радиоинтерферометром сигнал в данном случае имеет богатый спектр. Согласно [2, с. 225], в самом простом случае с отсутствием переотражений излучения интерферограмма имеет вид

$$A(t) = A_{10} \cos\left(2\pi \frac{2D}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_1} t + \Delta\varphi_1\right) + A_{11} \cos\left(2\pi \left(\frac{2(D-U)}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_2} - \frac{2D}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_1}\right) t + \Delta\varphi_2\right) \quad (10.4)$$

Следует заметить, что и в реальном эксперименте в сигнале данные спектральные компоненты являются преобладающими вследствие малой мощности высших гармоник сигнала из-за потерь энергии при переотражениях.

Сигнал (4) является суммой двух компонент — высокочастотной с частотой:

$$F_1 = \frac{2D}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_1} \quad (10.5)$$

и низкочастотной с частотой: $F_2 = \frac{2D}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_1} - \frac{2(D-U)}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_2}$. (10.6)

Вид суммарного сигнала (4) на выходе интерферометра приведен на рис. 10.5.

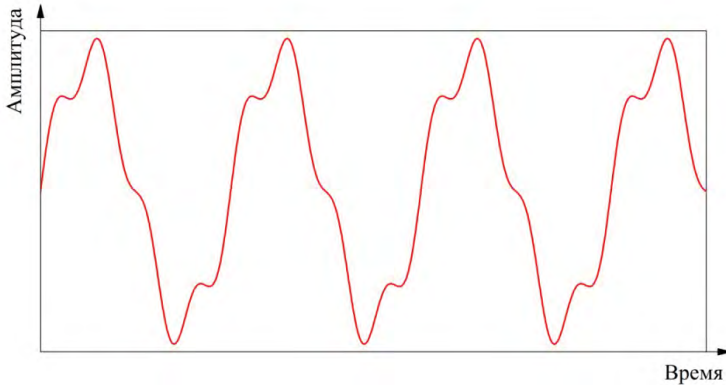


Рис. 10.5. Сигнал на выходе интерферометра при зондировании системы фронт ударной волны — экран

Коэффициенты мод A_{10} и A_{11} определяются коэффициентами отражения излучения от фронта ударной волны Γ и прохождения излучения через фронт невозмущенное вещество — сжатое T_{12} и сжатое — невозмущенное T_{21} [3]:

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}}, T_{12} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \text{ и } T_{21} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}}, \quad (10.7)$$

и могут быть записаны как

$$A_{10} = -A \times \Gamma \text{ и } A_{11} = A \times T_{12} \times T_{21}, \quad (10.8)$$

где A — константа. Следует заметить, что модуль коэффициента отражения $|\Gamma|$ радиоизлучения от металла равен единице.

Если невозмущенное и сжатое вещества являются непроводящими, коэффициенты Γ и T являются действительными величинами, но в общем случае проводящих сред коэффициенты отражения Γ и прохождения T являются комплексными.

Таким образом, в простом случае распространения электромагнитного излучения в такой системе с использованием соотношений (10.4–10.6) возможно одновременное определение волновой D и массовой U скоростей.

Для определения скорости ударной волны D необходимо отфильтровать компоненту сигнала (10.4) с частотой $F_1 = \frac{2D}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_1}$. Для определения массовой скорости U , равной скорости границы раздела сжатое вещество — экран, необходимо знать коэффициент диэлектрической проницаемости сжатой среды ε_2 , который можно определить по отношению интенсивности компоненты сигнала, отраженного от фронта ударной волны (гармоника I_{10} с частотой $F_1 = \frac{2D}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_1}$), к интенсивности сигнала, отраженного от экрана (гармоника I_{11} с частотой $F_2 = \frac{2D}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_1} - \frac{2(D-U)}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_2}$):

$$R = \frac{I_{10}}{I_{11}} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{4 \sqrt{\varepsilon_1} \sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (10.9)$$

Из соотношения (9) можно получить выражение для коэффициента диэлектрической проницаемости ударно-сжатого вещества ε_2 :

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 (1 + 8 R^2 + 4 R \sqrt{4 R^2 + 1}), \quad (10.10)$$

а из соотношения для частоты F_2 — выражение для массовой скорости:

$$U = \frac{F_2 \lambda_0}{2 \sqrt{\varepsilon_1}} + D \frac{(\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1})}{\sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (10.11)$$

Таким образом, для определения массовой скорости U (скорости контактной границы) необходимо определить волновую скорость D и провести амплитудно-частотный анализ экспериментальной интерферограммы с целью определения отношения R гармоник сигнала (10.9) и значения частоты F_2 на первых двух периодах интерферограммы.

На рис. 10.6 представлен эскиз конструкции для исследования ударно-волновой сжимаемости диэлектрических материалов методом микро-волновой диагностики. Ударные волны прямоугольного профиля в образце создавались плоским нагружающим устройством.

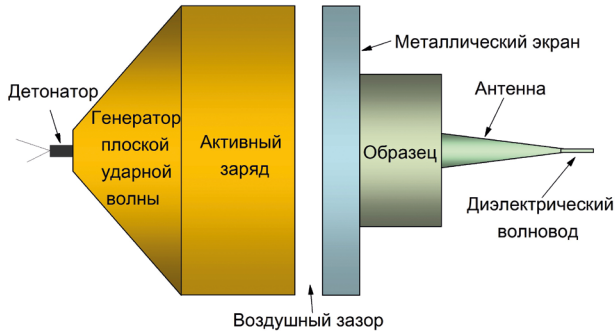


Рис. 10.6. Эскиз экспериментальной сборки для исследования ударно-волновой сжимаемости диэлектриков

На рис. 10.7 приведена интерферограмма одного из экспериментов с бензолом, которая качественно совпадает с сигналом (10.4), представленным на рис. 10.5.

С использованием представленного выше алгоритма проведены исследования по одновременной регистрации массовой U и волновой D скоростей в бензоле, полиметилметакрилате, полистироле. На рис. 10.8 представлены ударные адиабаты в D - U -координатах. Из рис. 10.8 можно видеть удовлетворительное согласие экспериментальных результатов и данных справочников [4, 5]. Совокупность полученных результатов показывает, что при помощи радиоинтерферометра можно с хорошей точностью регистрировать оба кинематических параметра движения ударной волны в диэлектрических материалах.

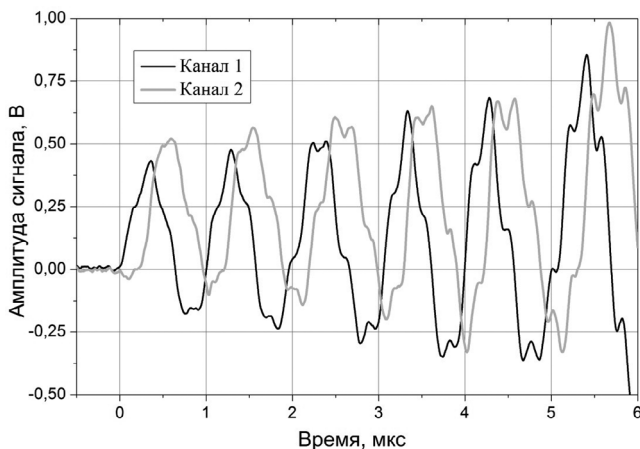


Рис. 10.7. Экспериментальная интерферограмма

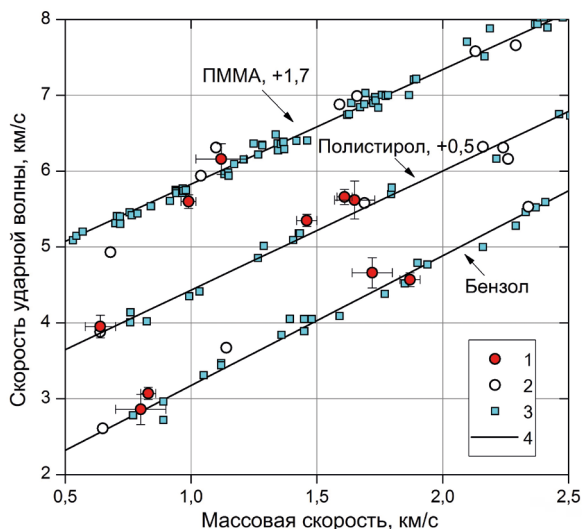


Рис. 10.8. Ударные адиабаты бензола, полистирола и полиметилметакрилата: 1 — эксперимент — данные радиоинтерферометра, 2 — данные [4], 3 — данные [5], 4 — аппроксимация данных [3] и [4]

10.2.3. Исследование плазмы ударно-сжатого аргона

В работе [6] рассмотрено влияние проводимости ударно-сжатого газа на регистрацию скорости движения лайнера доплеровскими методиками невозмущающей диагностики. Полученные оценки проводимости воздуха и гелия за фронтом ударных волн (УВ) свидетельствуют о существовании пороговых значений скорости лайнера, при превышении которых радиоизлучение отражается от фронта УВ в газе. Это означает, что радиоинтерферометр регистрирует перемещение фронта УВ в газе, а не поверхность лайнера. Тем самым проведенные в [6] исследования продемонстрировали

возможность получения информации о кинематических и электрофизических параметрах ударно-сжатой газовой плазмы.

Тем не менее вопрос о границе применимости метода микроволновой диагностики для экспериментального определения кинематических и электрофизических характеристик ударно-сжатой неидеальной плазмы не решен в полной мере. С этой целью в экспериментах, представленных в [7], регистрировались отражательные свойства фронта ионизирующей ударной волны в аргоне, для которого имеется экспериментальная и расчетная информация о его динамических и электрофизических характеристиках.

Опыты по ударному сжатию аргона выполнены на взрывных метательных устройствах плоской геометрии. Общая схема проведения экспериментов представлена на рис. 10.9.

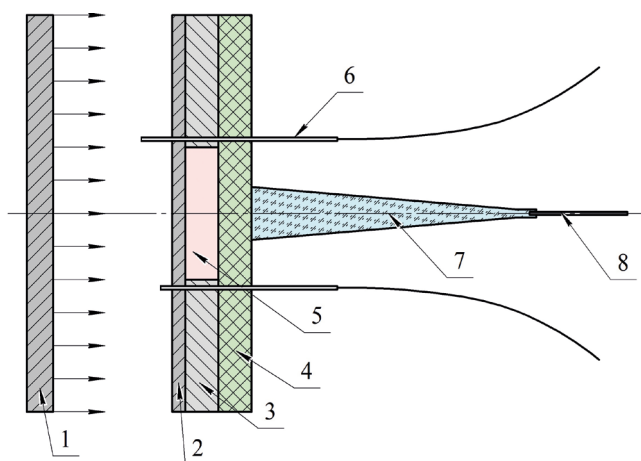


Рис. 10.9. Схема проведения экспериментов: 1 — ударник; 2 — экран; 3 — корпус; 4 — крышка; 5 — газ; 6 — электроконтактный датчик; 7 — излучатель; 8 — диэлектрический волновод

Диагностика ионизирующих ударных волн осуществлялась с помощью микроволновых интерферометров с длинами волн зондирующего излучения 3,2 и 2,1 мм. Измерение волновой скорости в экранах осуществлялось электроконтактной методикой [7], а по известной ударной адиабате материала экрана определялись значения массовой скорости. При обработке экспериментальных результатов использовался метод отражения ударных адиабат, поэтому массовая скорость газа за фронтом ударной волны принималась равной скорости свободной поверхности экрана (скорости лайнера перед соударением). По проведенным оценкам при разгрузке алюминиевого экрана в аргон имеющееся отклонение от правила удвоения $W = 2U$ заметно меньше экспериментальной ошибки определения параметров ударного сжатия.

Опыты проводились при начальном давлении аргона 1 атм и температуре ~ 273 К.

Проведено десять экспериментов, в каждом из которых применялся радиоинтерферометр с длиной волны зондирующего излучения $\lambda_1 = 3,2$ мм,

а в четырех из них использовался и радиоинтерферометр с длиной волны зондирующего излучения $\lambda_2 = 2,1$ мм.

Результатом регистрации исследуемого процесса с помощью радиоинтерферометра является интерферограмма, представляющая из себя пару квадратурных сигналов $C(t)$ и $S(t)$ (рис. 10.10 а). На рис. 10.10 б для иллюстрации показана амплитудная характеристика интерферограммы $I(t) = \sqrt{C(t)^2 + S(t)^2}$ и указаны значения амплитуд сигнала, по которым определялся модуль коэффициента отражения $|\Gamma| = \frac{A}{A_0}$, где амплитуда сигнала A_0 соответствует отражению микроволнового излучения от металлического экрана, а амплитуда A — это линейная экстраполяция амплитудной зависимости отраженного сигнала к значению момента времени выхода ударной волны в аргон.

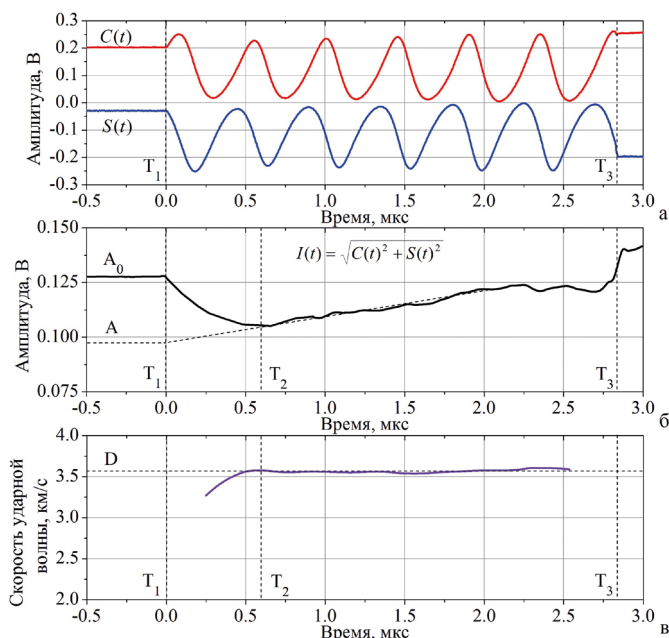


Рис. 10.10. Результаты микроволновой диагностики: (а) — микроволновая интерферограмма; (б) — зависимость огибающей сигнала от времени; (в) — зависимость скорости ударной волны от времени

Результат фазовой обработки интерферограммы дает зависимость мгновенной скорости ударной волны в аргоне D от времени, которая для иллюстрации представлена на рис. 10.10 в, где, кроме того, указаны времена характерных процессов в эксперименте: T_1 — момент входа ударной волны в аргон; T_2 — завершение переходных процессов; T_3 — выход ударной волны из аргона.

На рис. 10.11 представлены экспериментальные данные в D - U -координатах для ударной адиабаты аргона при атмосферном давлении. На нем же приведены данные других авторов и результаты двух вариантов тер-

динамических расчетов с использованием модифицированной модели Ван-дер-Ваальса (мВдВ) и модели химической плазмы.

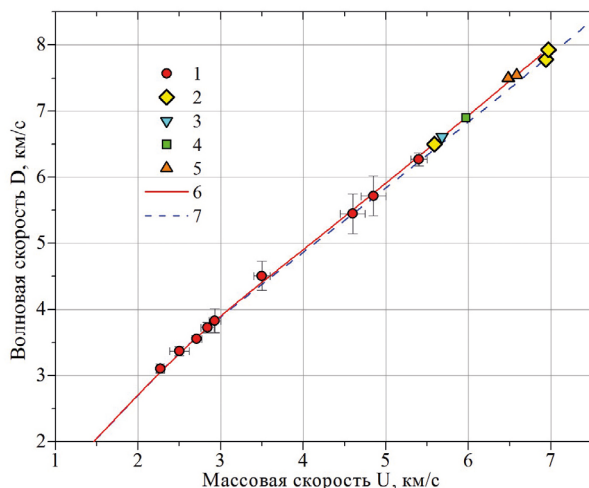


Рис. 10.11. Ударная адиабата аргона в D - U -переменных, эксперимент: 1 — данные интерферометра с $\lambda_0 = 3,2$ мм; (2–5) — см. [7]; 6 — расчет по модели мВдВ, 7 — расчет по модели химической плазмы

Видна взаимная согласованность новых данных, как с результатами расчетов, так и с результатами других авторов.

На рис. 10.12 представлена зависимость проводимости за фронтом ударной волны в аргене от скорости ударной волны D .

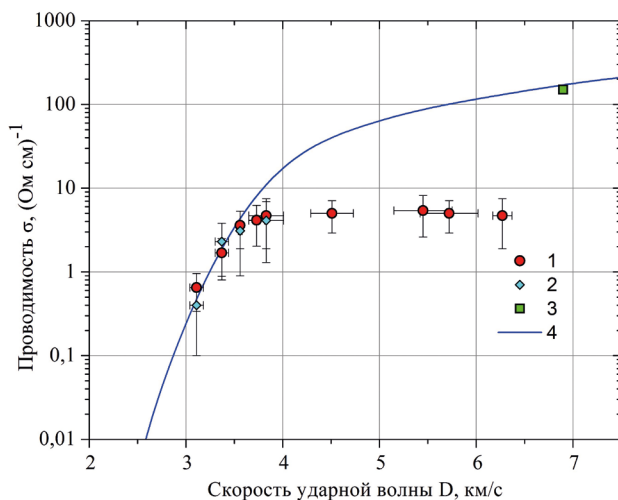


Рис. 10.12. Зависимость удельной проводимости σ за фронтом ударной волны от ее скорости D . 1 и 2 — данные интерферометров с $\lambda_0 = 3,2$ мм и $\lambda_0 = 2,1$ мм; 3 — см. [7]; сплошная линия — расчет по модели мВдВ

Аналогичный вид имеет зависимость концентрации электронов от скорости ударной волны. Из этих графиков видно, что экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии с результатами расчетов только в диапазоне волновых скоростей $D = 3,1\text{--}3,6$ км/с. Дальнейшее увеличение скорости приводит к существенному расхождению экспериментальных данных с расчетом, которое может быть объяснено эффектом экранировки излучения. Этот эффект, объяснение которого дано в [8], заключается в разогреве невозмущенного газа перед фронтом ударной волны потоком излучения, испускаемого нагретым до температур $(10\text{--}20) \times 10^3$ К газом за фронтом ударной волны, что приводит к поглощению части энергии зондирующего микроволнового излучения и, соответственно, к уменьшению коэффициента отражения от волнового фронта. Эксперименты показали, что при увеличении скорости ударной волны в аргоне до 8–9 км/с невозмущенный газ ионизируется настолько, что в итоге перестает пропускать зондирующее микроволновое излучение.

Как было описано выше, проводимость и концентрация электронов ударно-сжатой плазмы определялась только по измеренному коэффициенту отражения от слоя газовой плазмы, а значения температуры ударного сжатия аргона рассчитывались. Стоит отметить, что использованная в работе методика определения коэффициента отражения имеет большую погрешность измерения (более 10 %). Поэтому данные о проводимости и концентрации электронов плазмы носят больше оценочный характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 10

1. McCall G.H., Bongiani W.L., Miranda G.A. Microwave interferometer for shock wave, detonation and material motion measurement // Rev. Sci. Instrum. 1985. Vol. 56. № 8. P. 1612–1618.
2. Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов / Под ред. доктора техн. наук А.Л. Михайлова. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015. 322 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
4. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ / Под ред. Р.Ф. Трунина. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006. 531 с.
5. LASL Shock Hugoniot Data. Marsh S.P. University of California Press: Berkeley, 1980. 658 p.
6. Огородников В.А., Михайлов А.Л., Пешков В.В. и др. О влиянии проводимости ударно-сжатого газа на регистрацию параметров движения лайнера с помощью интерферометрических методов // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. Вып. 1. С. 182–188.
7. Богданов Е.Н., Жерноклетов М.В., Козлов Г.А., Родионов А.В. Результаты исследований плазмы ударно-сжатого аргона с использованием микроволновой диагностики // ФГВ. 2020. № 3. С. 121–127.
8. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008. 656 с.

ГЛАВА 11

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М.В. Антипов, А.Л. Михайлов, И.А. Спирин

В последние годы активно развиваются и другие невозмущающие методы исследования газодинамических процессов, в т. ч. основанные на использовании синхротронного излучения, позволяющие с наносекундным разрешением измерять изменения плотности, размеры наночастиц, параметры атомарной структуры материалов, проводить многокадровую радиографическую регистрацию с микронным разрешением [1].

11.1. СВЕДЕНИЯ О СИНХРОТРОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Синхротронное (магнитотормозное) излучение (СИ) — это излучение электромагнитных волн заряженными частицами, движущимися с релятивистскими скоростями по криволинейным траекториям, обусловленным торможением частиц в магнитном поле.

СИ возникает, например, при движении электронов по орбите накопительного кольца циклического ускорителя — синхротрона. Для целевого увеличения интенсивности СИ, по сравнению с излучением из поворотного магнита синхротрона, используются специальные устройства, увеличивающие локальную индукцию магнитного поля. Заметим, что эти устройства не являются обязательными элементами ускорителя. Основные типы таких устройств называются ондуляторами и вигглерами, названия являются производными соответственно от французского «*ondulateur*» — волна и от английского «*wiggle*» — извиваться. Они создают на траектории ускоряемых электронов периодические возмущения электромагнитного поля, тем самым повышая на несколько порядков яркость (интенсивность) СИ и позволяя уменьшить размеры пучка СИ.

Ниже приводятся некоторые характеристики СИ циклического ускорителя на встречных электрон-позитронных пучках с трехполосным вигглером (ВЭПП-3) Института ядерной физики (ИЯФ) СО РАН им. Г.И. Будкера. Это единственный в настоящее время в России источник СИ, используемый для исследований динамических взрывных процессов. Используется также его следующая модификация ВЭПП-4 и ведутся работы по дальнейшему радикальному увеличению технологических характеристик следующих поколений ускорителей.

Электроны, движущиеся по накопительному кольцу ускорителя, разбивают на отдельные сгустки — банчи (от английского *bunch* — пучок, пачка) длиной 3–30 см. Вследствие этого СИ состоит из периодических вспышек-импульсов длительностью 0,03–0,3 нс с регулируемым интервалом

между импульсами от 5 нс до 1,2 мкс. Возможен режим с одним банчем. В типичных для описываемых ниже взрывных экспериментов условиях устанавливалась длительность банча $\tau \cong 1$ нс при интервале между ними («скважность импульсов») $\Delta t \cong 124$ или 248 нс.

Спектр СИ ВЭПП-3 — сплошной в интервале энергий рентгеновского излучения $E\gamma \leq 100$ кэВ при угловой расходимости на уровне $\sim 1 \times 10^{-4}$ радиан и полной мощности излучения $\sim 0,1$ кВт, что на несколько порядков величины превышает мощность излучения стандартных импульсных рентгеновских трубок. Специальной конструкцией ондуляторов разработчики ВЭПП-3 могут трансформировать спектр СИ с концентрацией энергии в нескольких сравнительно узких спектральных полосах, еще более увеличивая интенсивность излучения на этих длинах волн.

По сравнению с традиционными источниками рентгеновского излучения, возникающего при торможении ускоренных электрическим полем электронов на аноде, СИ имеет более высокую интенсивность потока ($\sim 10^{16}$ – 10^{21} фотонов/с \times см²), малую угловую расходимость ($\sim 10^{-3}$ – 10^{-5} рад), когерентность, стабильность, малое время экспозиции ($\sim 0,08$ – 1 нс) и высокую периодичность повторения (от ~ 5 – 1200 нс) [1], что в совокупности открыло перспективы рентгеновской хронографии взрывных процессов высокого пространственного и временного разрешения.

11.2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВЗРЫВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Проводить исследования взрывных и ударно-волновых процессов с помощью СИ стало возможным после того, как в конце 90-х годов XX века стали появляться быстродействующие детекторы рентгеновского излучения с микро- и наносекундным разрешением [2].

Такие эксперименты проводятся в России в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (г. Новосибирск) на ускорителях ВЭПП-3 и ВЭПП-4 [2], в США на источнике синхротронного излучения Advanced Photon Source (APS) Аргоннской национальной лаборатории (Argonne National Laboratory) и на европейской установке ESRF (European Synchrotron Radiation Facility). В отечественных экспериментах принимают участие специалисты из институтов Сибирского отделения РАН: ИГиЛ, ИЯФ, ИХТТМ и российских ядерных центров: РФЯЦ-ВНИИЭФ и РФЯЦ-ВНИИТФ ГК «Росатом». В США — сотрудники Лос-Аламосской и Ливерморской национальных лабораторий.

При прохождении СИ, которое для ВЭПП-3 представляет собой мягкое рентгеновское излучение кэВ-ного диапазона со средней энергией спектра ~ 20 кэВ, через объект исследования часть излучения поглощается и рассеивается веществом. Проходящее с малой расходимостью излучение имеет наибольшую интенсивность и несет информацию о массовой ($\bar{\rho} \times l$) плотности вещества в динамике — благодаря многобанчевой структуре СИ.

Излучение, отклоняемое на малые углы, несет информацию о флуктуациях плотности в веществе. Интенсивность этих лучей на порядки ниже прямопроходящих. И, наконец, излучение, дифрагированное (рассеянное)

на большие углы, несет информацию о параметрах периодической структуры вещества.

Важно еще раз отметить, что, в отличие от традиционной рентгеновской диагностики в однократных импульсах, СИ позволяет исследовать динамику процессов.

Для регистрации прошедшего через исследуемый объект СИ на ВЭПП-3 (ВЭПП-4) используют линейный детектор рентгеновского излучения DIMEX (разработка ИЯФ СО РАН) [3, 4] или многокадровую систему получения фазоконтрастных изображений (Multi-frame X-ray phase contrast imaging (MPCI)) [5, 6].

Детектор DIMEX (Detector for IMaging of EXplosions — детектор для исследования взрывов) представляет собой ионизационную камеру высокого давления со считывающей микрополосковой структурой с шагом 0,1 мм. Детектор наполнен смесью Хе–СО₂ (3 : 1) при абсолютном давлении 7 атм. Упрощенно работа детектора может быть описана следующим образом. Фотоны рентгеновского излучения поглощаются в газовом объеме между двумя параллельными электродами: высоковольтным дрейфовым электродом, на который подается отрицательный потенциал, и полосковой считывающей плоскостью, полоски которой параллельны направлению пучка. При этом образуется первичная ионизация, электроны которой дрейфуют в сторону считывающей полосковой структуры, а положительные ионы — в сторону дрейфового электрода. На полоски наводится заряд, поступающий на входы малощумящих интеграторов, подключенных к каждой полоске. Для быстрого считывания зарядов, образовавшихся от последовательно приходящих пучков СИ, они во время эксперимента записываются в аналоговую память, а оцифровка происходит после опыта.

Линейный детектор рентгеновского излучения DIMEX регистрирует распределение интенсивности в проходящем потоке СИ со скоростью следования пучков СИ (до 124 нс между пучками) и имеет 512 чувствительных каналов шириной 0,1 мм. Апертура детектора 51,2 × 2 мм. Можно регистрировать до 100 кадров. Эффективность регистрации квантов 50 % для энергии 30 кэВ. Динамический диапазон ~ 100.

Многокадровая система получения фазоконтрастных изображений (Multi-frame X-ray phase contrast imaging (MPCI), США) позволяет получать до восьми радиографических изображений разрешением 2–3 мкм, следующих с интервалами, соответствующими интервалам между пучками СИ (от 153,4 нс). СИ, прошедшее через исследуемый объект, падает на сцинтиллятор (обычно LSO), преобразуется в видимый свет и регистрируется через систему объективов при помощи четырех камер на основе ПЗС-матриц (Princeton Instruments PI-MAX ICCD) [7, 8].

Исследования проводят с использованием зарядов взрывчатых веществ, газовых пушек, лазера и стержней Гопкинсона. Во взрывных экспериментах для защиты от осколков, ударных волн и продуктов взрыва используют взрывозащитные камеры с радиографическими окнами.

В экспериментах, как уже говорилось, используют либо прямо прошедшее СИ, либо лучи СИ, отклонившиеся на малые углы, или излучение, рассеянное на большие углы, что дает возможность получать данные о плотно-

сти, флуктуации плотности и о кристаллической структуре вещества на атомарном уровне, соответственно.

С помощью прямопрошедшего СИ регистрируют динамику распределения плотности за фронтом детонационных волн [9–12], ударных волн [13–15] и в ударно-индуцируемых пылевых потоках [16, 17], получают радиографические изображения кумулятивных струй, выбрасываемых из канавок на свободной поверхности образцов при выходе ударной волны [18, 5], процессов сжатия материалов со сложной внутренней структурой, в том числе изготовленных по аддитивным технологиям [19, 20], процесса электровзрыва проводников.

Опыты с прямопрошедшим СИ. Линейный детектор

Схемы постановки экспериментов, в которых прямопрошедшее СИ регистрируют на линейном детекторе DIMEX, показаны на рис. 11.1. Плоскость луча СИ и детектор могут располагаться либо в направлении исследуемого движения, либо поперек.

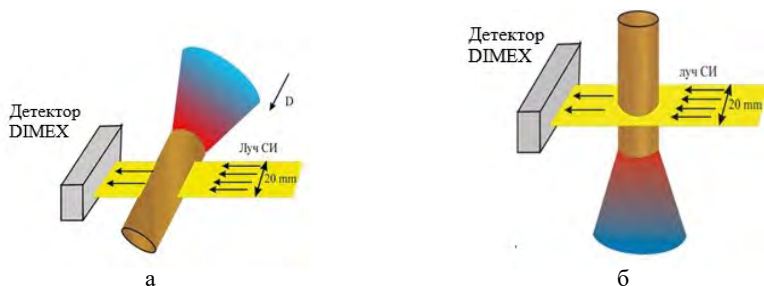


Рис. 11.1. Схемы постановки экспериментов с линейным детектором DIMEX на примере эксперимента по измерению распределения плотности за фронтом детонационной волны. а — плоскость луча вдоль движения, б — поперек движения

На рис. 11.2 показаны примеры получаемых распределений плотности продуктов взрыва за фронтом детонационной волны и в ударно-индуцированном пылевом потоке при продольном расположении пучка СИ.

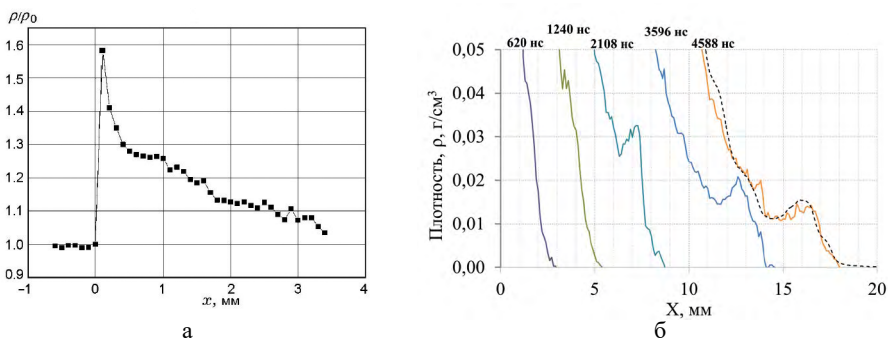


Рис. 11.2. Распределения плотности продуктов взрыва за фронтом детонационной волны (а) и в ударно-индуцированном пылевом потоке (б), полученные при продольном расположении пучка СИ

На рис. 11.2 *a* показано распределение плотности вещества за фронтом детонационной волны, распространявшейся по цилиндрическому заряду из гексогена [21] $\varnothing 15 \times 36$ мм плотностью $1,64 \text{ г/см}^3$. Схема эксперимента показана на рис. 11.1 *a*. Заряд ВВ располагался горизонтально, перпендикулярно сформированному пучку СИ. Плоскость пучка СИ проходила вдоль оси исследуемого заряда ВВ. Инициирование осуществлялось плосковолновой линзой. Непосредственно в опытах линейный детектор DIMEX регистрирует распределение интенсивности прошедшего через детонирующий заряд ВВ синхротронного излучения. Затем, используя калибровочную зависимость поглощения СИ от количества просвечиваемого вещества (гексогена), восстанавливается распределение плотности вещества за фронтом детонационной волны (см. рис. 11.2 *a*).

Как видно из рис. 11.2 *a*, метод СИ позволяет уверенно проводить исследование структуры фронта детонационной волны: определять плотность вещества в пике Неймана ρ_N и точке Чепмена — Жуге $\rho_{\text{ч-ж}}$, протяженность зоны химической реакции Δ . В данном случае эти параметры равны: $\rho_N = 2,6 \text{ г/см}^3$, $\rho_{\text{ч-ж}} = 2,26 \text{ г/см}^3$, $\Delta = 0,4 \pm 0,1 \text{ мм}$.

На рис. 11.2 *б* показаны полученные в разные моменты времени распределения плотности в ударно-индуцированном пылевом потоке, образовавшемся при выходе ударной волны с амплитудой давления 45 ГПа на свободную, граничащую с вакуумом (0,01 атм) поверхность оловянного образца, имевшую шероховатость Rz60.

Схема экспериментальной сборки, использовавшейся в опыте, показана на рис. 11.3.

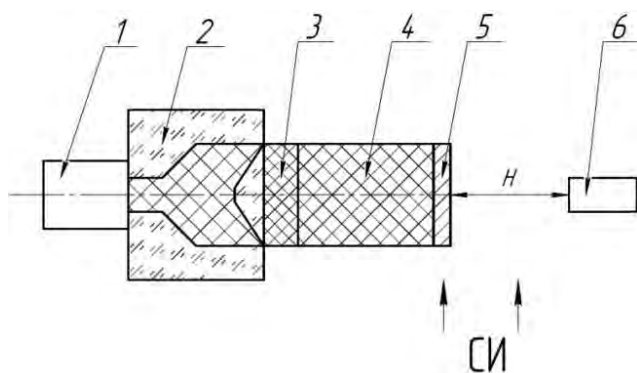


Рис 11.3. Схема экспериментальной сборки для исследования ударно-волнового пыления

В опыте при помощи электродетонатора (1) взрывная плосковолновая линза (2) инициировала вначале детонационную волну (ДВ) промежуточного заряда ВВ (3), далее (ДВ) основного заряда ВВ (4), которая нагружала исследуемый образец из олова (5).

Перед опытом луч СИ располагали таким образом, чтобы один его край касался образца. Это позволяло определять момент начала движения поверхности образца после выхода на нее ударной волны. В опыте вели непрерывную регистрацию интенсивности проходящего СИ с интервалом

124 нс. Это позволило зарегистрировать развитие пылевого потока от момента его зарождения до выхода потока за пределы поля обзора детектора. На рис. 11.2 б показаны отдельные зарегистрированные кадры. В опыте также устанавливали пьезоэлектрический датчик на расстоянии 28 мм от образца. Измерения распределения плотности пылевых потоков методом СИ и с помощью пьезодатчиков хорошо согласуются. На рис. 11.2 б пунктирной кривой показаны распределения плотности в потоке на момент 4,588 мкс после выхода ударной волны из образца, пересчитанные из данных, полученных пьезодатчиком [22].

По изменению интенсивности проходящего СИ можно определять распределения плотности $\rho L(x)$ в пылевом потоке. Для определения плотности потока необходимо знать его поперечную толщину. В представленном опыте вся свободная поверхность образца, имевшего диаметр 20 мм, имела шероховатость Rz60. Для определения толщины потока проводили специальный опыт в той же редакции, но луч СИ направляли поперек потока, как показано на рис. 11.1 б. Для более точного определения толщины пылевого потока на поверхности образца оставляют полосу известной толщины с заданной шероховатостью, а остальную часть образца полируют.

При регистрации проходящего СИ поперек заряда ВВ реализован метод, позволяющий проводить томографию плотности продуктов взрыва [9]. На рис. 11.4 представлена томограмма плотности детонирующего заряда тротила размерами $\varnothing 12,5 \times 60$ мм и плотностью 1,6 г/см³.

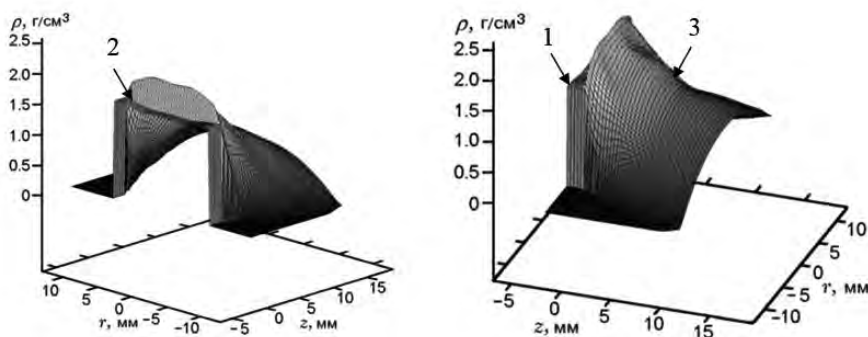


Рис. 11.4. Пространственное распределение количества просвеченного вещества. 1 — непрореагировавшее ВВ; 2 — фронт детонационной волны; 3 — продукты детонации

Схема эксперимента показана на рис. 11.1 б. Плоскость пучка СИ проходила поперек оси исследуемого заряда ВВ. В опытах с помощью детектора DIMEX измеряется интенсивность прошедшего и ослабленного взаимодействием с веществом луча СИ. Так как детектор DIMEX состоит из 256 чувствительных элементов, расположенных с шагом 0,1 мм, и имеет возможность запоминать 32 кадра, следующих через 0,5 мкс, то результатом одного эксперимента является рентгеновское щелевое «кино» продолжительностью 16 мкс с пространственной шириной исследуемой области ≈ 25 мм. Инициирование осуществлялось плосковолновой линзой.

Использование зарядов цилиндрической формы обеспечивает осевую симметрию течения продуктов детонации, что позволяет восстановить распределение плотности вдоль радиуса в наблюдаемом сечении заряда на основе информации, полученной при просвечивании только с одного ракурса. В предположении стационарности течения восстанавливается полное распределение плотности продуктов детонации (строится функция $\rho(r, z)$, где r, z — радиальная и осевая координаты).

Метод позволяет получать информацию о распределении плотности в области детонационного превращения и разлета продуктов взрыва, однако при существующих в данное время возможностях генерации пучка СИ и параметрах детектора не удается получать надежные данные о зоне химической реакции.

Помимо воспроизведения объемного распределения плотности ПВ метод позволяет определить распределение давления и массовой скорости ПВ. Далее эти данные могут использоваться для построения УРС ПВ.

Путем регистрации интенсивности проходящего СИ линейным детектором можно получать $x-t$ -диаграммы движения границ ударников, плоскостей соударения и ударных волн, в том числе при многократном сжатии материала [15]. На рис. 11.5 представлены постановка и результаты опыта по сжатию образца из ПММА.

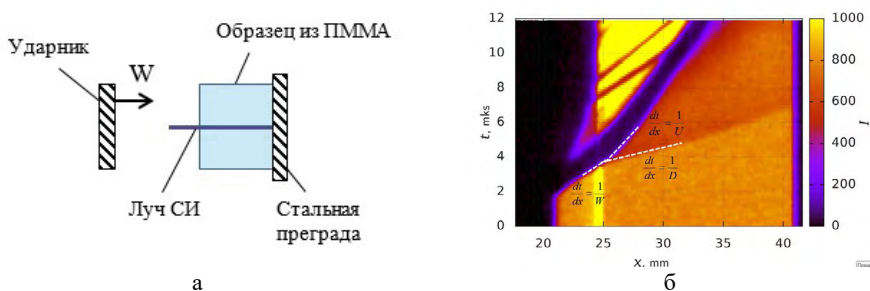


Рис. 11.5. (а) Схема опыта по исследованию ударно-волнового сжатия образца из ПММА; (б) диаграмма зависимости интенсивности проходящего СИ от времени

В опыте металлический ударник разогнался от взрыва шашки взрывчатого вещества. Плоскость луча СИ располагали вдоль направления движения ударника. Луч СИ направлен перпендикулярно к рисунку 11.5 а. Часть луча СИ проходила через свободное пространство перед поверхностью образца ПММА. Это позволяло измерять скорость движения ударника W перед его соударением с образцом. На рис. 11.5 б ударник входит в поле обзора детектора в момент ~ 2 мкс, и вплоть до соударения с поверхностью образца, находившегося на расстоянии 25 мм, двигался равномерно. После соударения, в момент ~ 4 мкс, на диаграмме кроме тени ударника, полностью затмевающей СИ, появляется частично затемненная область сжатого ПММА. Смещение границы этой области с более светлой, соответствующей несжатой части образца, позволяет определить скорость ударной волны D в ПММА, а по смещению границы между ударником и образцом можно определить массовую скорость U .

Опыты с прямопрошедшим СИ. Фазоконтрастная радиография

На рис. 11.6 показаны упрощенная схема регистрации фазоконтрастных изображений с использованием СИ и примеры получаемых изображений.

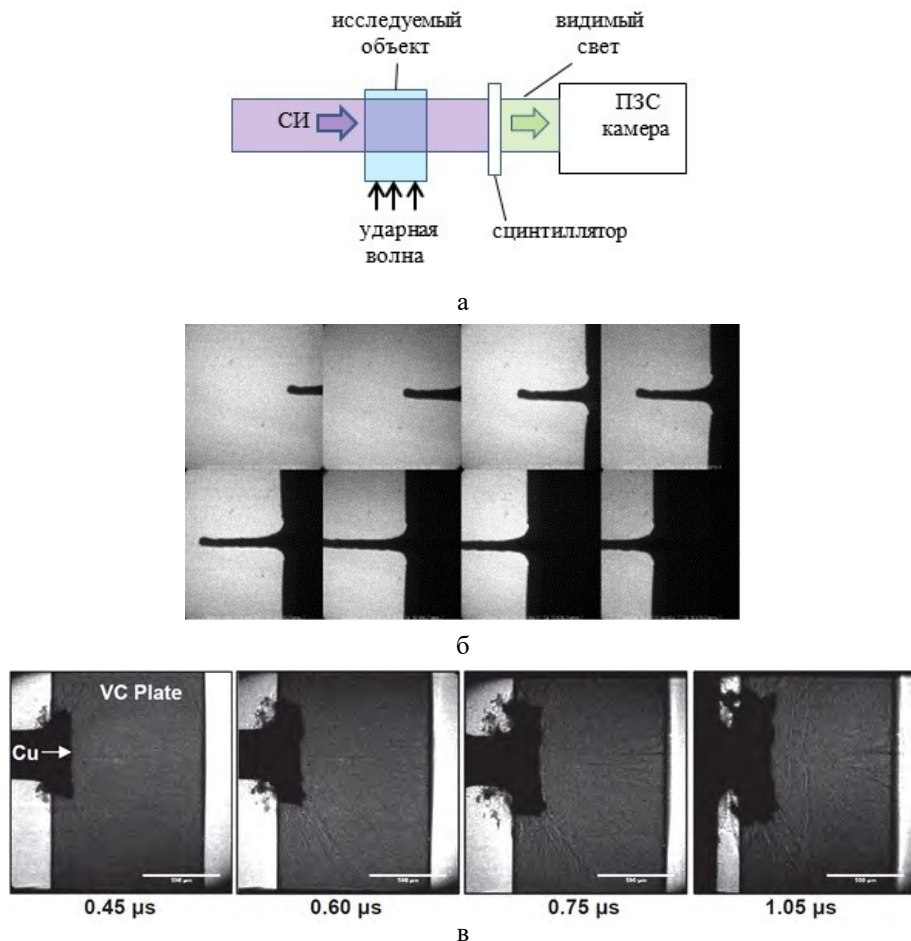


Рис. 11.6. Упрощенная схема регистрации фазоконтрастных изображений (а); восьмикадровая, с интервалом 153 нс, регистрация развития струи из канавки в образце из церия (б); соударение медного цилиндра диаметром 300 мкм со стеклогуглеродной пластиной (в)

На рис. 11.6 б показаны восемь кадров с интервалами в 153 нс в опыте по исследованию образования микроструй из цериевого образца под действием ударной волны. Изображения имеют разрешение 2–3 мкм. На поверхности цериевого образца были предварительно нанесены канавки глубиной ~ 0,1 мм и шириной ~ 0,4 мм. Ударное нагружение ~ 5,6 ГПа создавали медным ударником, разогнанным газовой пушкой до ~ 0,6 км/с.

На рис. 11.6 в показаны кадры, полученные в опыте по соударению медного цилиндра диаметром 300 мкм с стеклогуглеродной (vitreous carbon) пластиной [18].

Представленные опыты демонстрируют возможности использования СИ для многокадровой визуализации газодинамических процессов с микронным разрешением.

Опыты с МУРР. Линейный детектор

С использованием лучей СИ, отклонившихся на малые углы (малоугловое рентгеновское рассеяние — МУРР), исследуют наличие и динамику изменения размеров наночастиц, образующихся в продуктах взрыва (наноалмазы) [23] или в ударно-индуцированных пылевых потоках [16, 17, 24].

Пример схемы измерений в экспериментах с МУРР показан на рис. 11.7 а. Из пучка СИ с помощью коллиматора Кратки (ножи K_1 и K_2) формируется полоса высотой 0,4–1 мм и шириной 3–16 мм. Отклоненные лучи (распределение интенсивности МУРР) регистрируются линейным детектором DIMEX с интервалом следования пучков СИ.

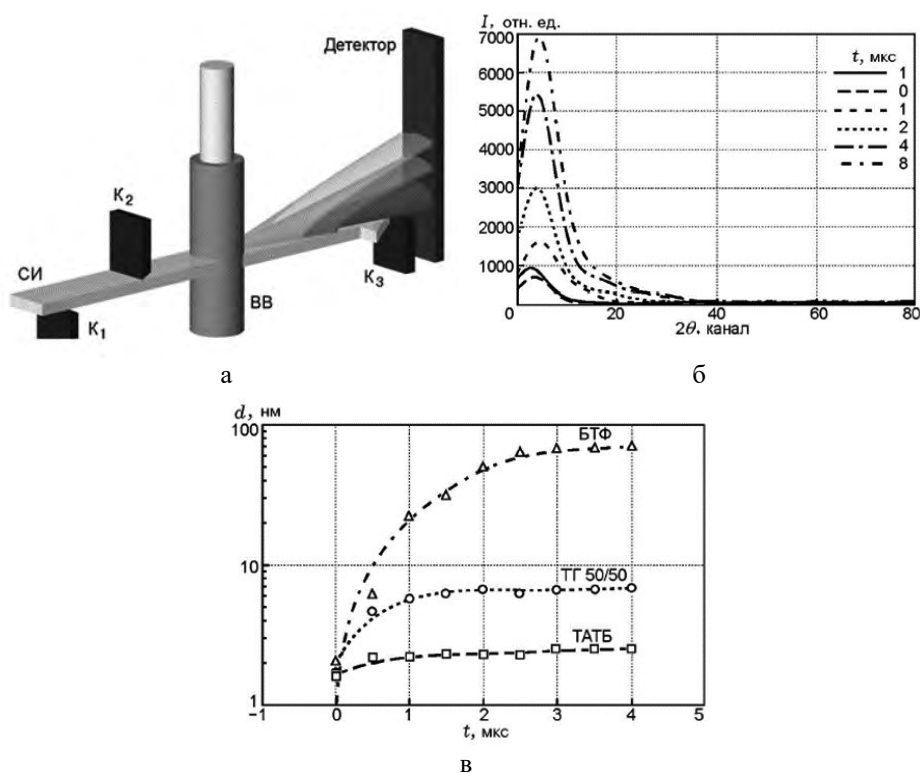


Рис. 11.7. Схема измерений в экспериментах с МУРР (а); динамика углового распределения интенсивности МУРР в опыте с ВВ на основе БТФ (б); зависимости размеров наночастиц от времени для ВВ на основе БТФ, ТГ 50/50 и ТАТБ (в)

Опыты с рассеянным СИ

Регистрация дифракции рентгеновского излучения СИ позволяет исследовать изменения атомной структуры и фазовые переходы при ударно-волновом нагружении методами Лауэ и Дебая — Шеррера [25, 26].

В отличие от ранее проводившихся подобных исследований на одноимпульсных рентгеновских установках, использование СИ от циклических ускорителей дает возможность исследовать изменения атомной структуры вещества во времени. Для регистрации последовательно, с интервалом следования пучков СИ, возникающих рентгеновских дифракционных картин используют сцинтиллятор, преобразующий рентгеновское изображение в видимое, которое затем регистрируют на скоростных фотокамерах, как в методе фазово-контрастного изображения, описанном выше.

На рис. 11.8 представлены постановка и зарегистрированные дифракционные картины в опытах по исследованию ударно-индуцированного α - ϵ -фазового перехода в железе [25].

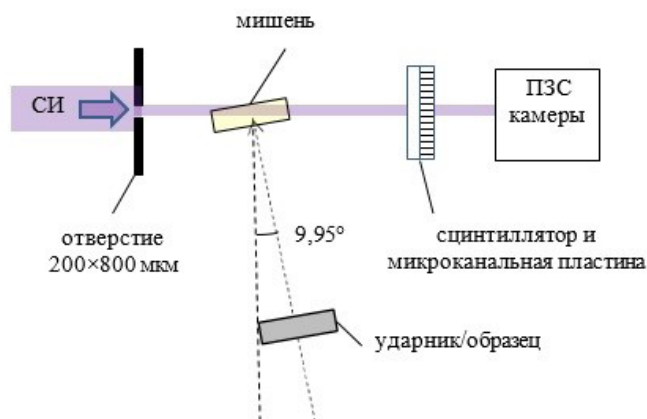


Рис. 11.8. Схема опытов по исследованию ударно-индуцированного α - ϵ -фазового перехода в железе

В этих опытах образцы поликристаллического железа диаметром 10 мм и толщиной 1,5–3 мм были установлены на поликарбонатных снарядах, разгонявшихся в газовой пушке. Образцы ударялись о лексановую (Lexan) мишень. В опытах использовали пучки СИ ($E = 25 \pm 0,9$ keV, $\lambda = 0,5386$ Å), длительностью 80 пс с интервалом следования 153,4 нс, проходившие через отверстие 200×800 мкм. При ударе образцов о мишень проходящее СИ падало на 150-мм пластину, покрытую сцинтиллирующим порошком LSO, где оно преобразовывалось в видимый свет и усиливалось микроканальной пластиной (micro-channel plate — MCP). Затем изображение регистрировалось с помощью четырех скоростных фотокамер PI-MAX4:2048f и оптической системы, используемой для получения фазоконтрастных изображений.

На рис. 11.9 приведены дифракционные картины и построенные по ним профили рентгенограмм, полученные в одном опыте в последовательные моменты времени. В образце из железа создавали давление 13 ГПа.

На кадрах 1 и 2 стрелками показаны пики, указывающие на появление ϵ -фазы, после разгрузки видны только пики, соответствующие α -фазе (кадры 3 и 4).

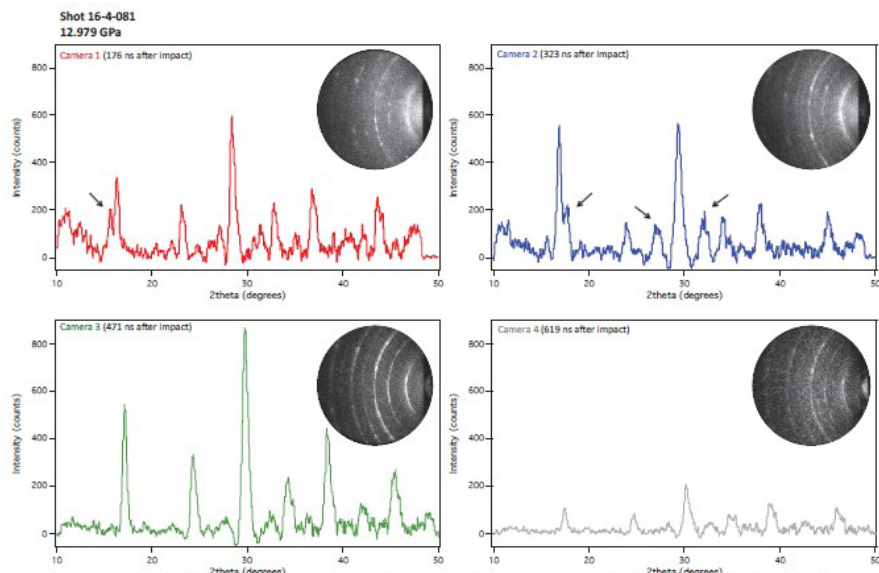


FIGURE 4. X-ray diffraction results and the integrated spectrum for all four frames at an impact pressure of 12.979 GPa, where additional peaks can be seen upon impact indicative of the ϵ -phase of polycrystalline iron (Camera 1 & 2) followed by a release back to α -phase as seen at later times (Camera 3 & 4).

Рис. 11.9. Дифракционные картины и профили рентгенограмм, полученные в опытах по исследованию фазового перехода в железе

Представленные отдельные примеры использования СИ для исследования ударно-волновых и детонационных процессов демонстрируют уникальные возможности по исследованию процессов, происходящих в материалах на макро-, микро- и атомарном уровне. В настоящее время методы, основанные на СИ, быстро развиваются, что связано с появлением специализированных источников СИ, развитием регистрирующего оборудования и строительством специализированных станций для проведения газодинамических исследований. Пока основные ограничения этих методов связаны с возможностью проведения экспериментов только на станциях вблизи циклических ускорителей — источников СИ — и ограничениями, связанными с малыми габаритами исследуемых объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 11

1. Невозмущающие методы диагностики быстротекущих процессов / Под ред. доктора техн. наук А.Л. Михайлова. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015. 322 с.
2. Алешаев А.Н., Зубков П.И., Кулипанов Г.Н. и др. Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов // ФГВ. 2001. № 5. С. 104–113.
3. Zolotarev K., Kulipanov G., Levichev E. et al. Synchrotron radiation applications in the Siberian Synchrotron and Terahertz radiation center // International Conference «Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application» (SFR — 2016), 4–8 July 2016, Novosibirsk, Russia. Physics Procedia 84 (2016) 4–12.

4. *Aulchenko V.M., Evdokov O.V., Zhogin I.L. et al.* A Detector for Imaging of Explosions on a Synchrotron Radiation Beam // *Instruments and Experimental Techniques*. 2010. Vol. 53. № 3. P. 334–349.

5. *Jensen B.J., Luo S.N., Hooks D.E. et al.* Ultrafast, high resolution, phase contrast imaging of impact response with synchrotron radiation // *AIP Advances*, 2012. **2**. 012170.

6. *Jensen B.J., Cherne F.J., Prime M.B. et al.* Jet formation in cerium metal to examine material strength // *J. Appl. Phys.* 2015. **118**, 195903.

7. *Jensen B.J., Ramos K.J., Iverson A.J. et al.* Dynamic experiment using IMPULSE at the Advanced Photon Source // 18th APS-SCCM and 24th AIRAPT. *Journal of Physics: Conference Series*. 2014. **500**. 042001.

8. *Homel M.A., Herbol E.B., Lid J. et al.* Simulations and Experiments of Dynamic Granular Compaction in Non-ideal Geometries. SCCM — 2017. *AIP Conf. Proc.* **1979**. 180004.

9. *Прууэл Э.Р., Мерзиевский Л.А., Тен К.А. и др.* Распределение плотности разлетающихся продуктов стационарной детонации тротила // *ФГВ*. 2007. Т. 43. № 3. С. 121–131.

10. *Тимова В.М., Прууэл Э.Р., Тен К.А. и др.* Опыт применения синхротронного излучения для исследования детонационных процессов // *ФГВ*. 2011. Т. 47. № 6. С. 3–16.

11. *Тен К.А., Prueel E.R., Spirin I.A., Mikhailov A.L. et al.* Ultra dispersed mixture of PETN and RDX for explosive welding // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. **754**, 072006.

12. *Прууэл Э.Р., Тен К.А., Спиринов И.А. и др.* Восстановление синхротронным излучением газодинамических характеристик течения при детонации гексанитрогексаазаизовюрчитана по данным рентгеновской томографии // *Боеприпасы XXI век*. 2018. № 2. С. 182–185.

13. *Тен К.А., Прууэл Э.Р., Кашкаров А.О. и др.* Исследование ударно-волновых переходных процессов во взрывчатых веществах с помощью синхротронного излучения // *Известия РАН. Серия физическая*. 2013. Т. 77. № 2. С. 254–256.

14. *Кашкаров А.О., Лукьянчиков Л.А., Мерзиевский Л.А. и др.* Ударная адиабата пластифицированного ТАТБ по данным рентгенографии синхротронным излучением // *Труды XV Харитоновских тематических научных чтений. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны*. 18–23 марта 2013 г., Саров, Россия. С. 106–111.

15. *Смирнов Е.Б., Петров Д.В., Гармашев А.Ю., Долгих С.М. и др.* Синхротронная диагностика процессов двукратного ударного сжатия // *Сборник тезисов Забабахинских научных чтений*. 18–22 марта 2019 г., Снежинск, Россия. С. 152–153.

16. *Тен К.А., Прууэл Э.Р., Антипов М.В., Георгиевская А.Б., Михайлов А.Л., Спиринов И.А. и др.* Регистрация выброса частиц из ударно-нагруженных металлов методами синхротронного излучения // *ФГВ*. 2018. Т. 54. № 5. С. 103–111.

17. *Тен К.А., Prueel E.R., Kashkarov A.O., Rubtsov I.A., Antipov M.V., Georgievskaya A.B., Mikhailov A.L., Spirin I.A. et al.* Dynamic registration of ejection from shock-loaded metals // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. **1147**, 012020.

18. *Jensen B.J., Cherne F.J., Prime M.B. et al.* Jet formation in cerium metal to examine material strength // *J. Appl. Phys.* 2015. **118**, 195903.

19. *Herbold E.B., Homel M.A., Lind J. et al.* Microscale investigation of dynamic impact of dry and saturated glass powder // *AIP Conference Proceedings*. 2018. 070015.

20. *Lind J., Jensen B.J., Barham M. et al.* In situ dynamic compression wave behavior in additively manufactured lattice materials // *J. Mater. Res.* Jan. 14, 2019. **34**, 1.

21. *Тен К.А., Евдоков О.В., Жогин И.Л. и др.* Распределение плотности во фронте детонации цилиндрических зарядов малого диаметра // ФГВ. 2007. Т. 43. № 2. С. 91–99.

22. *Антипов М.В., Утенков А.А., Юртов И.В. и др.* Применение пьезоэлектрического метода для измерения параметров ударно-индуцированных пылевых потоков // ФГВ. 2018. Т. 54. № 5. С. 96–102.

23. *Gustavsen R.L., Dattelbaum D.M., Watkins E.B. et al.* Time resolved small angle X-ray scattering experiments performed on detonating explosives at the advanced photon source: Calculation of the time and distance between the detonation front and the x-ray beam // J. Appl. Phys. 2017. **121**, 105902.

24. *Тен К.А., Prueel E.R., Kashkarov A.O. et al.* Synchrotron radiation methods for registration of particles ejected from free surface of shock-loaded metals // International Conference «Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application» (SFR — 2016). 4–8 July 2016, Novosibirsk, Russia. P. 16–22.

25. *Branch B. and Jensen B.J.* Dynamic x-ray diffraction to study the shock induced α - ϵ phase transition in iron // AIP Conference Proceedings. 2018. **1979**, 040001.

26. *Turneure S.J., Sharma S.M. and Gupta Y.M.* Nanosecond Melting and Recrystallization in Shock-Compressed Silicon // Phys. Rev. Lett. 2018. **121**, 135701.

ГЛАВА 12

ТЕНЕВАЯ ФОТОРЕГИСТРАЦИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

С.И. Герасимов, М.А. Трепалов

Оптико-фотоэлектрические методы исследований и измерений применимы для широкого класса задач и определяются выбором схемы, требованиями по пространственному и временному разрешению, спектральной чувствительностью. Даже простейший случай — визуализация того или иного процесса — требует оценки параметров, характеризующих этот процесс, таких как скорость, характерные размеры, собственное и фоновое свечение, что позволяет определиться со схемой постановки диагностики, а это, в свою очередь, задает требования к разработке отдельных узлов схемы (например, источника света с заданными размерами тела свечения, длительностью, интенсивностью). В общем случае комплексный оптико-фотоэлектрический метод позволяет в условиях эксперимента получать информацию о радиационных параметрах изучаемого процесса и визуализировать данный процесс.

12.1. ТЕНЕВОЕ ФОТОГРАФИРОВАНИЕ В РАСХОДЯЩЕМСЯ ПУЧКЕ ЛУЧЕЙ

Силуэтное изображение неоднородности среды строится на экране (фотографическом материале) при ее освещении гомоцентрическим пучком света по схеме Дворжака. Физическая основа метода заключается в следующем.

Если на пути светового луча находится оптическая неоднородность с показателем преломления n , проходящий через нее луч отклоняется, смещаясь на экране на величину, пропорциональную второй производной n (угловое отклонение пропорционально градиенту n). Оптическая диагностика с использованием теневого метода может решать два класса задач: количественные с пересчетом распределения различных параметров фотографируемой неоднородности и качественные с максимально возможной визуализацией газодинамических течений, сопровождающих диагностируемый объект или эффект. В зависимости от класса задач может меняться геометрия взаимного расположения источник — объект — экран. Независимо от физического состояния диагностируемого объекта, будь это плазма, твердое тело, диэлектрик и т. п., границы его изображения выявляются перераспределением освещенности экрана. Если показатель преломления n диагностируемого объекта — оптической неоднородности — имеет бесконечный градиент, то освещенность экрана изменяется только на границах изображения объекта, поскольку все проходящие через него лучи отклоняются на один угол $\delta\theta$ (рис. 12.1). Считая, что $\delta\theta \rightarrow 0$ и $\frac{\operatorname{tg}(\theta + \delta\theta)\ell}{r} \approx 1$, выразим относительное

изменение освещенности экрана, пропорциональное отношению смещения луча δy к размеру теневого изображения r^* :

$$\frac{\delta y}{r^*} = \frac{\operatorname{tg}(\theta + \delta\theta)}{r} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{\ell} \right)^{-1}. \quad (12.1)$$

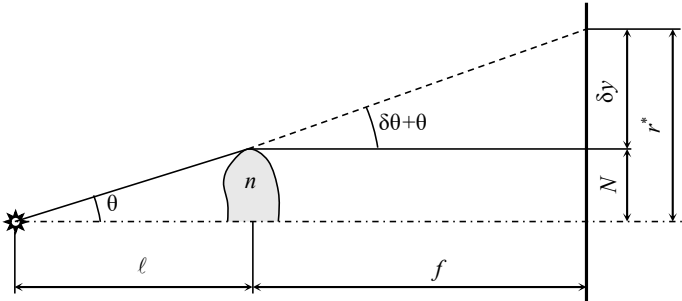


Рис. 12.1. Схема построения теневого изображения

Поскольку $f + \ell = \text{const}$, из уравнения (12.1) следует, что максимальное относительное изменение освещенности экрана в данной схеме достигается, когда объект располагается посередине между источником и экраном ($\ell = f$). Контрастность изображения улучшается с увеличением расстояния от источника до экрана ($\ell + f$).

Внесение в схему любого дополнительного оптического элемента ухудшает качество из-за нарушения гомоцентричности пучка, при этом изображение периферийной области подвергается бóльшим искажениям. Физически это означает изменение каустики — точечный источник заменяется протяженным. Так, в простейшем случае, когда между лучами точечного источника и экраном помещается плоскопараллельная пластина толщиной δ_0 , вершина каустики для преломления лучей смещается от точечного источника ближе к пластине на расстояние $\frac{n_{\text{пл}} - n_0}{n_{\text{пл}}} \delta_0$. Гомоцентрическим в дан-

ном случае остается узкий пучок в окрестности нормального луча ($\alpha = 0$), а с увеличением угла увеличивается разность хода между параллельными падающим и преломленным лучами.

Геометрические параметры, характеризующие искажения при построении изображения протяженных тел в теновом методе, зависят от расстояния между источником и объектом (рис. 12.2 и 12.3).

Особенность метода заключается в том, что из-за дифракции Френеля независимо от физических параметров объекта граница его теневого изображения содержит чередование зон максимумов и минимумов освещенности. На экране граница теневого изображения модели и возмущений сопровождается дифракционным ореолом (первым дифракционным максимумом освещенности). Граница геометрической тени определяется по положению ореола

$$\Delta_1 = 1,2 \left(\frac{\lambda f}{2k} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где λ — длина волны; f — расстояние от объекта до экрана; k — оптическое увеличение.

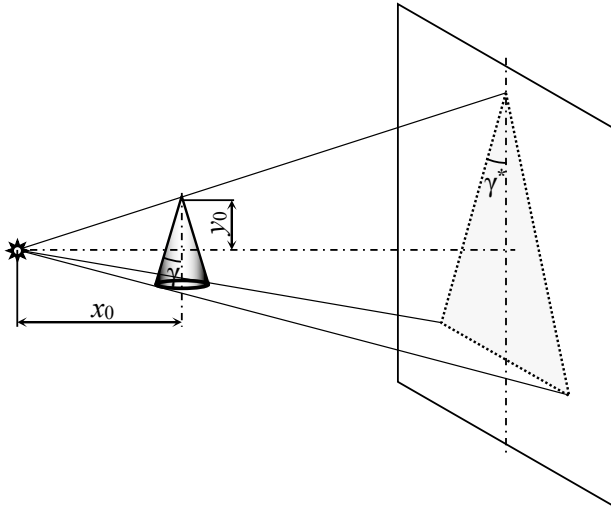


Рис. 12.2. Теневое изображение конуса

Объект: конус с углом полураствора γ . Изображение: треугольник с половиной угла при вершине $\text{tg}\gamma^* = \frac{\text{tg}\gamma}{\sqrt{1 - \left(\frac{y_0}{x_0} \text{tg}\gamma\right)^2}}$.

$$\text{tg}\gamma^* = \frac{\text{tg}\gamma}{\sqrt{1 - \left(\frac{y_0}{x_0} \text{tg}\gamma\right)^2}}$$

Ось конуса параллельна экрану и пересекает нормальный к экрану луч.

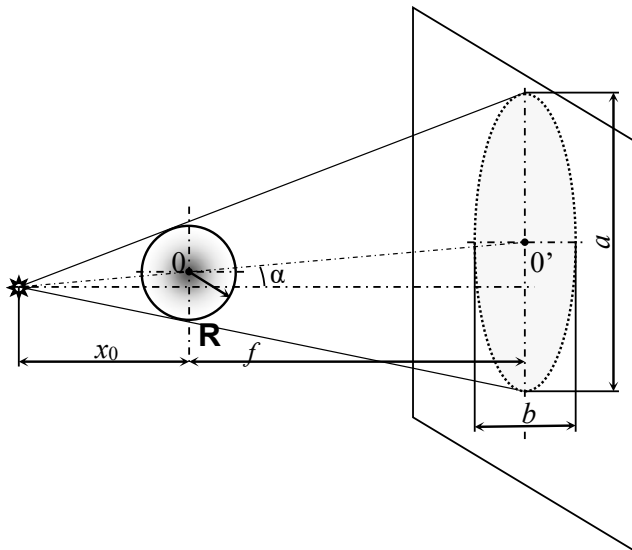


Рис. 12.3. Теневое изображение сферы

Объект: сфера с радиусом R . Изображение:

$$\text{эллипс с полуосями } a, b: a = Rk \frac{\sqrt{1 - \frac{R^2}{x_0^2} + \operatorname{tg}^2 \alpha}}{1 - \frac{R^2}{x_0^2}}; \quad b = Rk \sqrt{\frac{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}{1 - \frac{R^2}{x_0^2} + \operatorname{tg}^2 \alpha}},$$

где $k = \frac{x_0 + f}{x_0}$ — оптическое увеличение схемы.

Качество дифракционной картины зависит от точечности источника света и времени экспозиции t_3 . Требования к этим параметрам задаются способом определения плотности газа за фронтом волны с помощью измерения его теневого изображения.

На рис. 12.4 *a* приведена картина дифракционного распределения освещенности у границы тени УВ и вблизи каустики на экране, расположенном на расстоянии f от УВ и перпендикулярно лучу, касательному к УВ. Картина типична для изображения осесимметричных УВ, образующихся перед затупленными телами вращения, движущимися со сверхзвуковой скоростью в газовой среде. Особенности данного случая [1] заключаются в том, что внутренняя граница теневой области является каустикой преломленных лучей DA с асимптотой Ee , совпадающей с направлением луча, минимально отклоняющегося от внешней границы Ss (касательной). При этом каустика образуется пучком лучей, расположенных в угле $O(10^{-3})$, эти лучи углубляются в УВ не более чем на величину $O(10^{-2}R)$ и пронизывают сегмент с дугой $O(10^{-1}R)$, где R — радиус кривизны УВ в точке касания. На рис. 12.4 *б* УВ выделена в прозрачный круг радиусом R с однородным показателем преломления n_2 , θ — угол падения, $\theta + \delta\theta$ — угол преломления, $\delta\theta$ — угол отклонения преломленного луча от направления падающего луча, γ — угол отклонения преломленного луча от луча, касательного к УВ. Базовые соотношения для теневого изображения прозрачного круга с показателем преломления n_2 (рис. 12.4 *б*) можно записать в виде

$$\begin{cases} \varphi + \upsilon + \theta + \delta\theta = \frac{\pi}{2}; \\ \gamma = \upsilon + 2\delta\theta; \\ \cos(\varphi + \upsilon) = \cos \vartheta - (b/R_c) \sin \upsilon; \\ \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin(\theta + \delta\theta)}{\sin \theta}. \end{cases} \quad (12.2)$$

Качество дифракционной картины для изображения движущегося объекта с реальным протяженным источником с конечной длительностью вспышки зависит от линейного размера источника S и времени экспозиции t_3 . Для получения допустимого размыва первого дифракционного максимума освещенности у границы геометрической тени должны выполняться следующие условия.

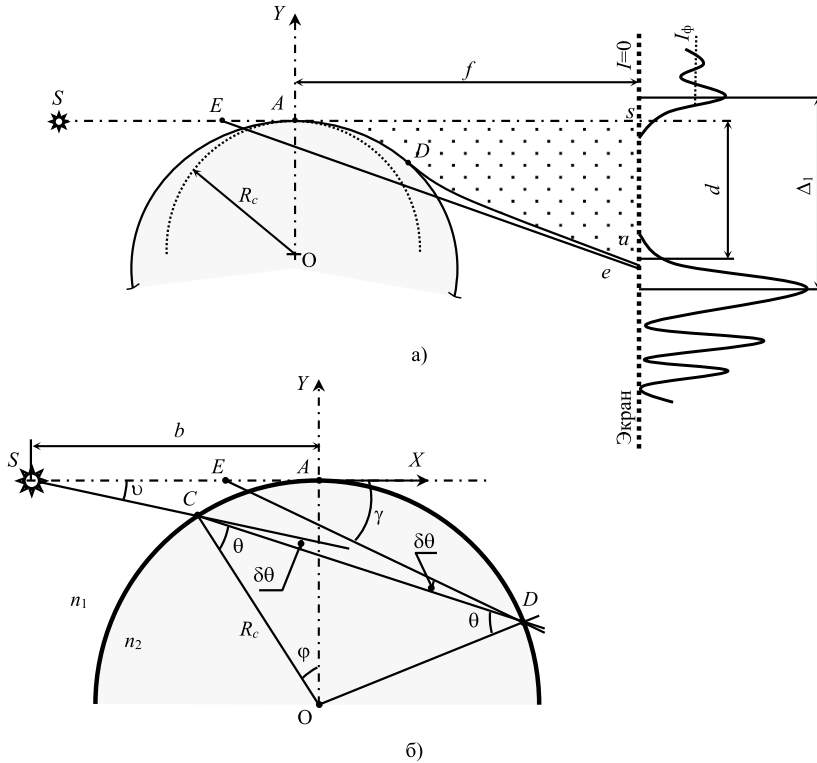


Рис. 12.4. Отклонение луча, проходящего фронт УВ

1. Размытие из-за протяженности источника света должно быть меньше расстояния между первыми дифракционными максимумами [1]. Поскольку второй дифракционный максимум располагается в освещенной области на расстоянии $2,35\sqrt{\frac{\lambda f}{m}}$, то $S < 1,15(\ell + r)\sqrt{\lambda[(2 + m)(f - r)]^{-1}}$ (для прозрачного цилиндра радиусом r), где $m' = \frac{\ell + f}{\ell + r}$, или $S < 1,15b\sqrt{\frac{\lambda}{2mx}}$, где $m = \frac{b + x}{b}$.

2. За время экспозиции теневое изображение должно иметь смещение, меньшее, чем расстояние между первыми дифракционными максимумами: $t_3 < \frac{1,15}{m'\bar{u}(t_3)}\sqrt{\frac{\lambda(f - r)}{2m'}}$ (для прозрачного цилиндра радиусом r) или $t_3 < \frac{1,15}{m\bar{u}(t_3)}\sqrt{\frac{\lambda x}{2m}}$, где $\bar{u}(t_3)$ — средняя скорость фотографируемого объекта за время экспозиции. Расстояние между геометрической тенью изображения и первым дифракционным минимумом Δ_1 задает нерезкость изображения. Поскольку эта величина пропорциональна $(\ell f)^{\frac{1}{2}}$, она максимальна при

$f = \ell$, т. е. когда объект находится посередине между источником и экраном. Если диаметр точечного источника равен S , а нерезкость составляет S^* , то, поскольку $S^* = S \frac{f}{\ell}$ и $r^* = r \frac{f + \ell}{\ell}$, отношение $\frac{S^*}{r^*}$ пропорционально m^{-1} . То есть теневое изображение тем четче, чем ближе расстояние между диагностируемым объектом и экраном, а также чем меньше диаметр источника света. Поскольку отношение между расстоянием от геометрической тени до первого дифракционного минимума и смещением изображения на экране $\frac{\Delta}{r^*}$ пропорционально $(f\ell^3)^{\frac{1}{2}}$, то помехи, вносимые дифракцией с учетом уменьшения контрастности за счет конечных размеров источника, являются наибольшими в том случае, когда расстояние между объектом и экраном составляет три четверти расстояния между источником и экраном.

Количественная обработка теневых фотографий приводилась в работе [1]. Алгоритм определения плотности газа за УВ по теневому изображению этой волны вдоль оси симметрии ее изображения может быть следующим. По записи кривой почернения изображения УВ на регистрирующем микрофотометре измеряется расстояние между первыми дифракционными максимумами. Находится ширина темной полосы d . Методом графического дифференцирования границы теневого изображения УВ на оптическом дериваторе определяется радиус кривизны УВ в ее вершине. При усреднении первых разностей производных вдоль контура теневого изображения волны на линейном участке изменения производной типичное среднее отклонение от среднего значения R составит около 12 %. Определяется показатель преломления n набегающего потока, вычисляемого с помощью формулы для стандартного показателя преломления $n_{\text{ст}}$ ($P = 1$ атм, $T = 273$ К):

$$(n_1 - 1) = \frac{273 P_0}{760 T_0} (n_{\text{ст}} - 1),$$

где P_0 , T_0 — начальное давление (торр) и температура (К) в условиях эксперимента; $n_{\text{ст}}$ — табличное значение, вычисленное для данного типа газа и длины волны максимума излучения источника света. Степень уплотнения на фронте УВ можно рассчитать, определив плотность за фронтом ρ_1 через постоянную Глэдстона — Дэйла G :

$$\rho_1 = \rho_0 + \frac{1}{G} \sqrt{\frac{2d^3}{27mRx^2}},$$

а показатель преломления при переходе через УВ находится как

$$n_2 = n_1 \left(1 + \sqrt{\frac{2d^3}{27mRx^2}} \right).$$

Примеры теневых изображений, полученные в опытах, представлены ниже.

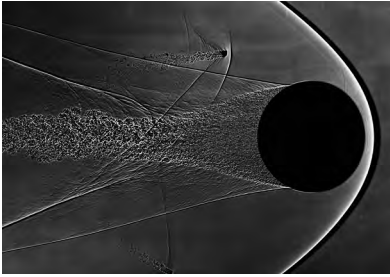


Рис. 12.5. Теневая фотография движущегося со сверхзвуковой скоростью шара, полученная в схеме с отсутствием оптических деталей в аэробаллистическом типе ВНИИЭФ

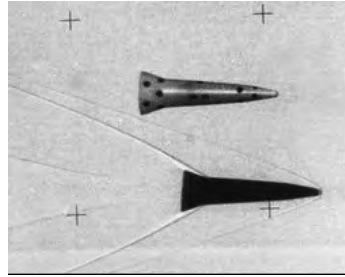


Рис. 12.6. Фотография аэробаллистической камерой в отраженном свете с одновременным получением теневого изображения



Рис. 12.7. Фрагмент полученного камерой с электронно-оптическим затвором теневого изображения в проходящем свете торца удлиненного заряда в оболочке при взрыве в воздухе

12.2. ТЕНЕВОЙ ФОНОВЫЙ МЕТОД (ТФМ)

Возможность применения ТФМ для исследования УВ обусловлена зависимостью коэффициента преломления газов от их плотности и, как следствие, от давления на фронте УВ. Для неионизированных газов с большой точностью выполняется соотношение Глэдстона — Дэйла: $n = 1 + G\rho$, где n — показатель преломления; G — постоянный для данного газа и данной длины волны коэффициент (постоянная Глэдстона — Дэйла); ρ — плотность.

Схема регистрации с помощью ТФМ приведена на рис. 12.8. В плоскости $\xi\eta$ находится плоская случайная картина, играющая роль фонового экрана. Плоскость xu — плоскость регистрации, в ней расположена приемная матрица видеокамеры. OS — оптическая система с фокусным расстоянием f , формирующая изображение, Ob — плоскость, в окрестности которой расположен исследуемый объект. Метод чувствителен к компонентам градиента показателя преломления объекта, перпендикулярным лучу зрения. Отклонение луча $\Delta\theta$, вызванное прохождением его через среду, содержащую оптическую неоднородность, приводит к смещению в плоскости приемной матрицы изображения соответствующего участка случайной картины на Δx и Δy . На регистрации Δx и Δy основан ТФМ. Распространение луча через неоднородность в плоскости ZOY описывается соотношениями:

$$\Delta\theta = \int_0^s \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} dz; \quad \Delta y' = \int_0^s \left(\int_0^s \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} dz \right) ds ,$$

где $\Delta y'$ — смещение и $\Delta\theta$ — отклонение луча на выходе из неоднородности. Интегрирование производится по пути луча внутри неоднородности (S).

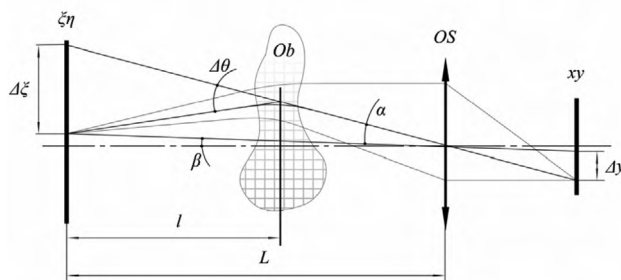


Рис. 12.8. Траектория луча, проходящего через оптическую неоднородность [5]

В предположении, что угол α мал, а объект можно считать локализованным в плоскости Ob , по смещению Δy можно из геометрии схемы рассчитать угол $\Delta\theta$

$$\Delta\theta \approx \Delta y \frac{L-f}{lf} \cos^2 \beta .$$

Угол β обычно мал, и в большинстве случаев множитель $\cos^2 \beta$ стремится к единице и может быть опущен.

Приведенная схема регистрации и соотношения показывают, что чувствительность схемы ТФМ при фиксированных значениях регистрируемой оптической неоднородности (УВ с определенным значением ΔP) зависит от параметров схемы регистрации (L, l, f). Минимальное регистрируемое значение Δy в случае кросскорреляционной обработки определяется параметрами экрана и физическим размером пикселя.

Визуализация УВ с помощью ТФМ осуществляется на основе регистрации двух и более снимков фонового экрана, с высоким оптическим контрастом и структурой. Одно изображение фонового экрана регистрируется без наличия УВ в кадре, другие — при наличии УВ. Последующий программный анализ полученных изображений позволяет визуализировать УВ. В качестве фонового экрана могут использоваться как специально сгенерированные, так и естественные природные фоны [2].

12.2.1. Визуализация ударных волн с помощью теневого фонового метода

Области применения ТФМ в качестве инструмента визуализации оптических неоднородностей (УВ в частности) условно можно разбить на два направления. Первое направление объединяет в себе схемы оптической регистрации с применением специально созданных фоновых экранов с заранее подобранными оптимальными параметрами (размер и величина раз-

броса зерна) для достижения положительного результата визуализации интересующей оптической неоднородности. На рис. 12.9 приведен один из таких экранов. Во втором направлении в качестве фоновых экранов используются естественные фоны (лес, облака, трава, песок и т. д.). Ниже представлены результаты визуализации УВ на фоне специальных экранов (рис. 12.10–12.12) и на фоне естественных фонов (рис. 12.14–12.15).

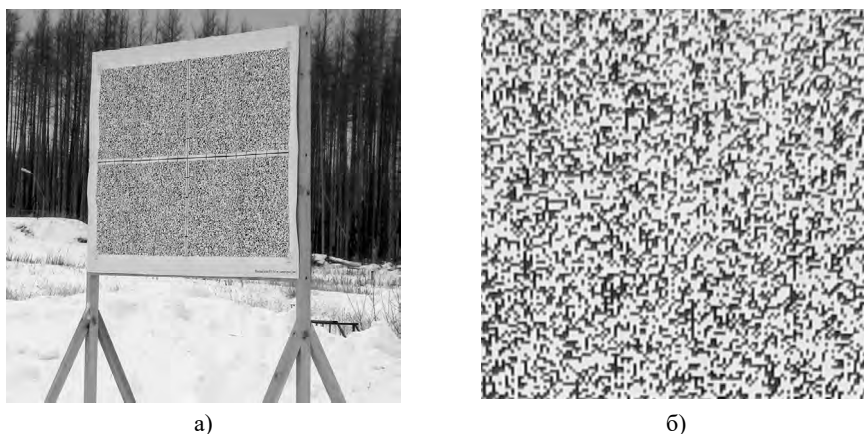


Рис. 12.9. Внешний вид фоновго экрана (а) и увеличенный фрагмент (б). Размер рабочей зоны экрана 2×1 м

На рис. 12.10 представлен фрагмент высокоскоростной видеорегистрации движения пули патрона $7,62 \times 54R$ ПС, выпущенной из снайперской винтовки Драгунова (СВД), и результат визуализации УВ, вызванной движением пули со сверхзвуковой скоростью. Видеорегистрация осуществлялась на расстоянии порядка 15 м от СВД. Скорость движения пули в зоне видеорегистрации составила 775 м/с.

На рис. 12.11–12.12 представлены фрагменты визуализации картины процесса выстрела из крупнокалиберного пулемета Владимира танкового (КПВТ) и пороховой баллистической установки калибра 14,5 мм (ПБУ-14,5). На приведенных рисунках видны фронт дульной УВ и фронт головного скачка уплотнения. Скорость метаемого объекта (МО) в зоне регистрации составила 998 м/с (КПВТ) и 1695 м/с (ПБУ-14,5).

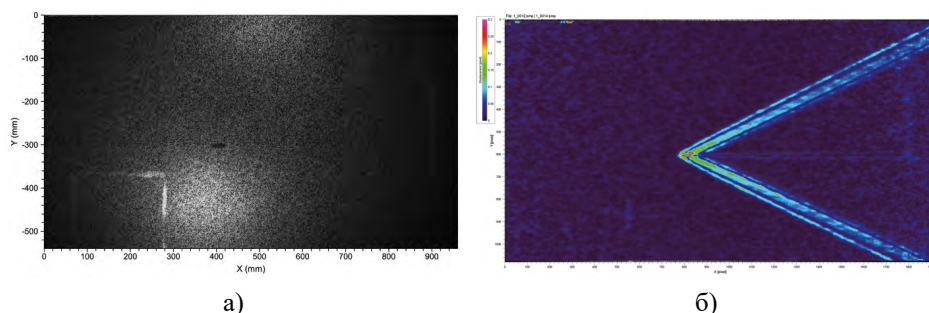


Рис. 12.10. Исходное изображение (а) и результат визуализации УВ (б)

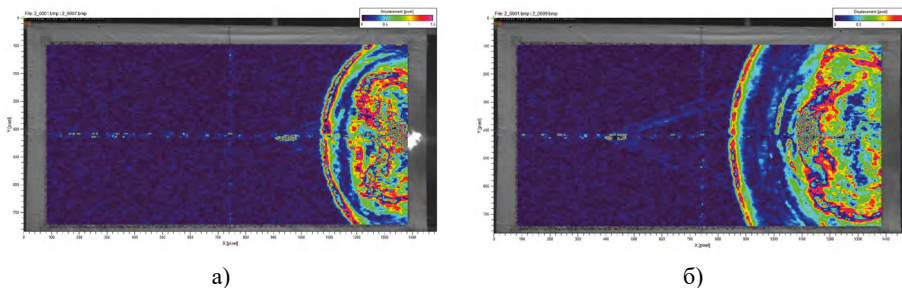


Рис. 12.11. Визуализация УВ при выстреле из КПВТ

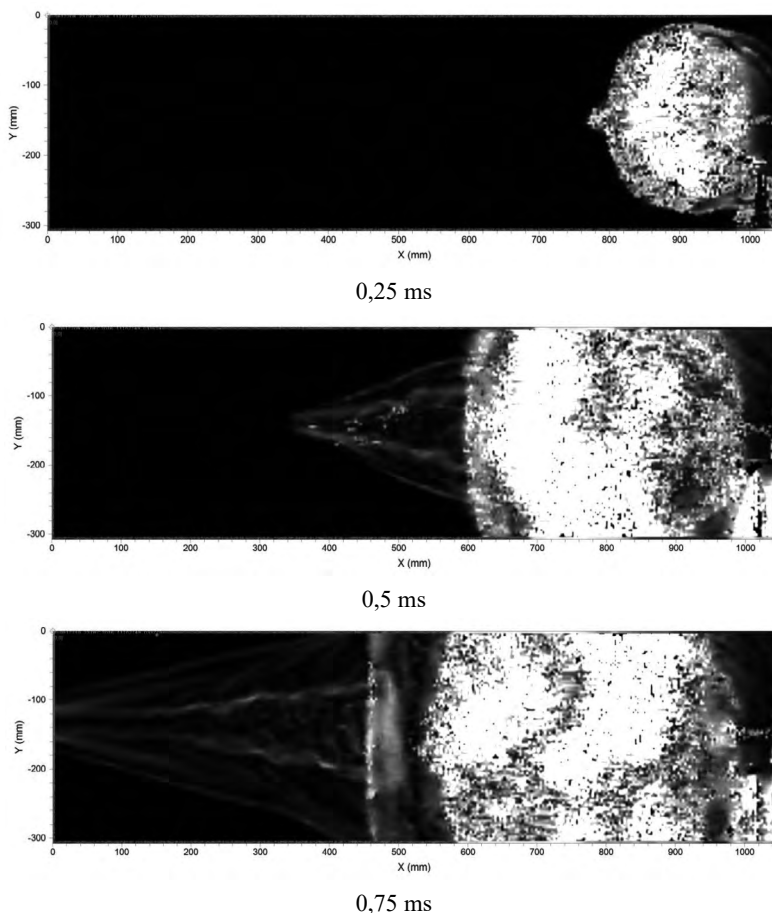


Рис. 12.12. Визуализация УВ при выстреле из ПБУ-14,5

В общем случае форма ударной волны (УВ) при взрыве цилиндрического заряда ВВ не сферична на достаточно большом удалении от источника взрыва. На рис. 12.13, 12.14 приведены фрагменты видеорегистрации распространения УВ от зарядов ВВ цилиндрической формы. На рис. 12.13 представлена визуализация УВ от взрыва заряда ВВ, находящегося в тон-

костенной пластиковой цилиндрической оболочке с удлинением заряда 1,8. Заряд представлял собой сборку из ВС-2 [3] и ТЭН (5 г). На рис. 12.14 представлена визуализация УВ от взрыва заряда ВВ (ПВВ-7 200 г.) цилиндрической формы с удлинением $L/D = 4,3$. Заряд располагался в центре зоны видеорегистрации и устанавливался цилиндрической поверхностью на деревянной подставке, ось заряда была перпендикулярна оси видеорегистрации. Результаты визуализации показывают неравномерное распространение УВ на начальном этапе движения, и при дальнейшем распространении ее форма постепенно приближается к сферической.

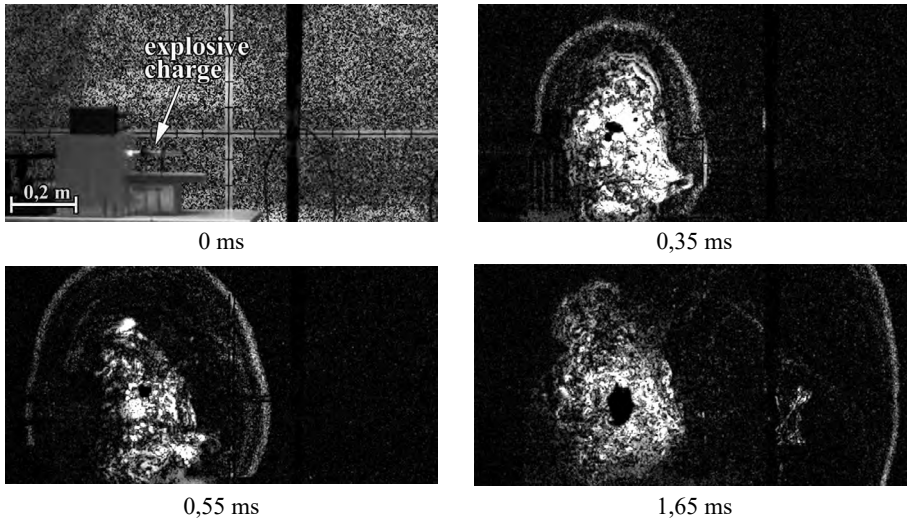


Рис. 12.13. Взрыв заряда ВВ цилиндрической формы с удлинением 1,8

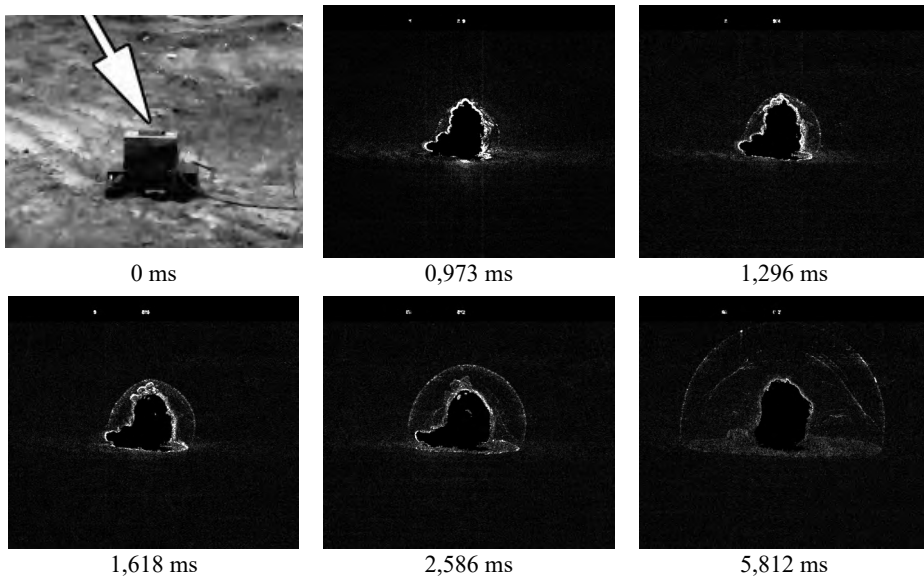


Рис. 12.14. Взрыв заряда ВВ цилиндрической формы с удлинением 4,3

Постановка опытов на ракетно-катапультирующей установке, чаще именуемой ракетным треком, включает разгон объектов испытания (ОИ) по рельсовым направляющим с помощью так называемых ракетных поездов. Разгон ОИ по рельсовым направляющим ракетного трека сопровождается рядом эффектов, требующих качественной визуализации для последующего учета при анализе результатов каждого такого испытания [3]. На рис. 12.15 приведен пример визуализации УВ, образованной движением ОИ по рельсовым направляющим ракетного трека со скоростью 352 м/с.



Рис. 12.15. Исходное изображение (а) и результат визуализации УВ (б)

12.2.2. Измерение параметров ударных волн

Одним из методов определения параметров УВ является анализ скорости распространения фронта первичной УВ с использованием зависимости [4]:

$$\Delta P = \frac{2\rho_0}{k+1} (D^2 - c_0^2), \quad (12.3)$$

где ΔP — избыточное давление на фронте УВ (Па); ρ_0 — плотность воздуха в невозмущенной области атмосферы ($\text{кг}/\text{м}^3$); $k = 1,4$ — коэффициент адиабаты Пуассона для воздуха; D — скорость фронта УВ (м/с); c_0 — скорость звука в невозмущенной области (м/с).

Есть несколько способов, с помощью которых могут быть определены времена прихода фронта УВ в заданную точку. Самый большой объем информации о перемещении УВ можно получить путем высокоскоростной видеорегистрации (массив данных $R(t)$). Для того чтобы использовать эти данные для расчета параметров УВ, необходимо вычислить скорость УВ. При непрерывном наборе дискретных $R(t)$ -данных скорость УВ в любом положении зоны регистрации может быть найдена путем дифференцирования аппроксимирующей зависимости исходных данных о перемещении УВ.

Скорость ударной волны с момента опережения продуктов детонации (число Маха ≈ 3) монотонно уменьшается с увеличением радиуса и в пределе становится равной скорости звука [5]. Это обстоятельство накладывает ограничения на уравнение аппроксимирующей зависимости. В работе [6] для этих целей предложено аппроксимирующее уравнение (12.4).

$$R(t) = A + Bc_0t + C \ln(1 + c_0t) + D\sqrt{\ln(1 + c_0t)}, \quad (12.4)$$

где A , B , C и D — коэффициенты аппроксимации; c_0 — скорость звука в невозмущенной среде.

Для сильных ударных волн с числом Маха больше 3,5, что соответствует избыточному давлению на фронте УВ больше чем 13 атм, зависимость (12.4) не выполняется и необходимо использовать уравнения реального газа.

С целью отработки ТФМ для регистрации параметров УВ проведены эксперименты, в которых осуществлены как высокоскоростная видеорегистрация, так и регистрация с помощью датчиков давления (ДД).

На рис. 12.17–12.19 приведены результаты одного из таких опытов. На рис. 12.16 представлена схема расположения регистрирующего оборудования. В опыте производился подрыв заряда из прессованного тротила массой 260 г (3), расположенного на деревянной подставке. Регистрация УВ, созданной при инициировании заряда, осуществлялась с помощью ДД (2) и высокоскоростной видеокамеры (1). Видеорегистрация осуществлялась на фоне контрастного экрана (1) шириной 2 и высотой 1 м. ДД размещались в горизонтальной плоскости заряда с целью измерения избыточного давления во фронте проходящей УВ. Измерения параметров УВ с использованием ДД (XCQ-080-25PSI) проводились по аттестованной методике измерений, с заявленной погрешностью измерений $\pm 5\%$.

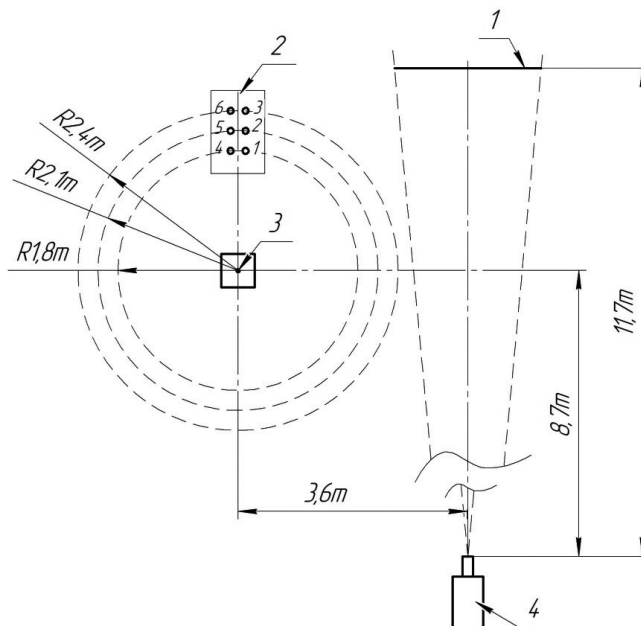


Рис. 12.16. Схема регистрации УВ

На рис. 12.17 представлен один из кадров видеорегистрации и результат визуализации УВ. Визуализирована как первичная (1), так и вторичная УВ (2). С использованием результатов визуализации дискретных положений

УВ и известным расположением элементов схемы оптической регистрации найдена диаграмма перемещения фронта первичной УВ $R(t)$. $R(t)$ -диаграмма перемещения фронта УВ приведена на рис. 12.18, где 1 — экспериментальные значения радиуса фронта УВ в дискретные моменты времени; 2 — аппроксимирующая зависимость. В качестве аппроксимирующей зависимости использовалась функция вида (6). Коэффициенты аппроксимации для приведенного случая соответствовали: $A = 0,005$; $B = 1,008$; $C = -0,426$; $D = 1,661$. Используя аппроксимирующую зависимость $R(t)$, путем дифференцирования найдена скорость распространения УВ и по формуле (12.3) произведена оценка избыточного давления во фронте первичной УВ.

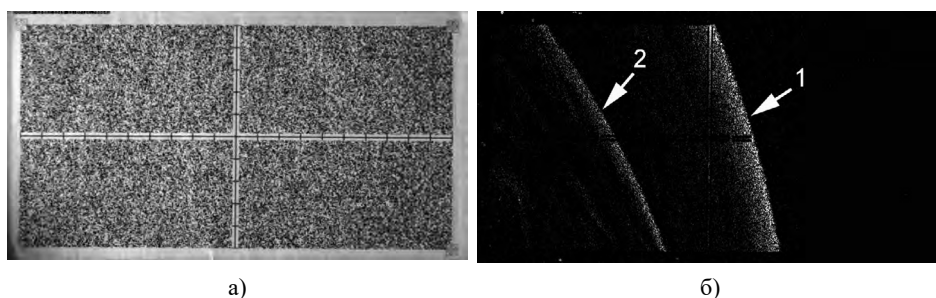


Рис. 12.17. Фрагмент видеорегистрации (а) и результат визуализации УВ (б) в момент времени 7,6 мс после подрыва

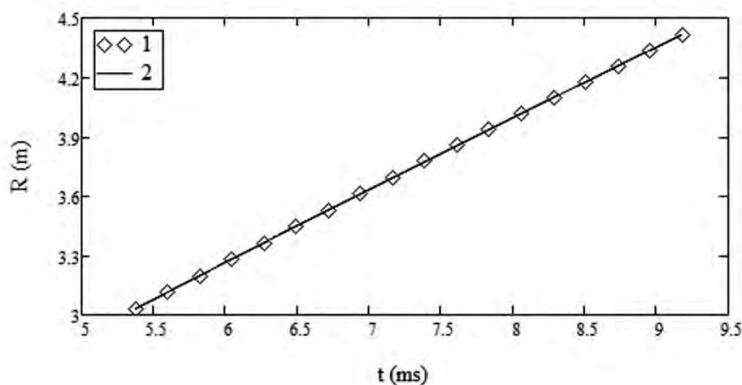


Рис. 12.18. $R(t)$ -диаграмма распространения первичной УВ

Зависимости, полученные с помощью ДД, представлены на рис. 12.19, где 1 — информация с ДД1, ДД4; 2 — информация с ДД2, ДД5; 3 — информация с ДД3, ДД6. На данном графике также представлены зависимости, полученные по результатам оптической регистрации (4 и 5). Согласно схеме регистрации (рис. 12.16) ДД и видеокамера регистрировали УВ в разных непересекающихся областях пространства. Кривая 4 является прогностической, она найдена с использованием аппроксимирующей зависимости $R(t)$, однако полученные результаты показывают хорошее согласование с результатами ДД.

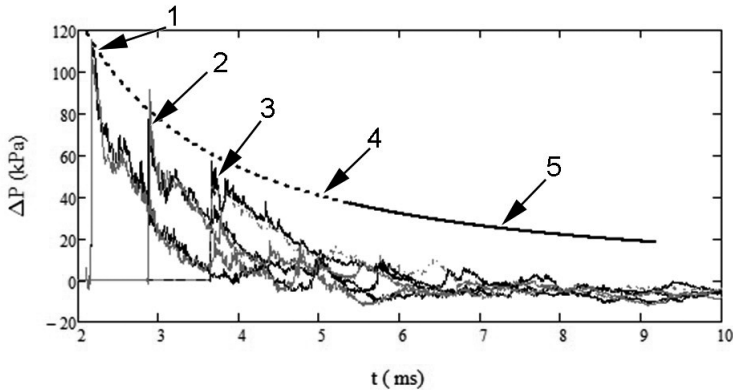


Рис. 12.19. Профили давлений (1–3) и зависимости, полученные путем пересчета $R(t)$ -диаграммы (4, 5)

Приведенные данные показывают возможность использования ТФМ для регистрации ударных волн. В результате применения данного метода визуализируется полная картина исследуемой области, включающей первичные, вторичные и отраженные ударные волны, что существенно повышает информативную отдачу при проведении различных экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 12

1. Семёнов А.Н. Простые оптические методы исследования сверхзвуковых потоков // В сб. «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений». Л.: Наука, 1967.
2. Raffel M. Background-oriented schlieren (BOS) techniques // Experiments in Fluids. 2015. № 56 (3). P. 1–17.
3. Герасимов С.И., Файков Ю.И. Теневое фотографирование в расходящемся пучке света. Монография. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010. 344 с.
4. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко. Изд. 3-е, испр. В 2 т. Т. 1. М.: Физматлит, 2004. 832 с.
5. Герасимов С.И., Михайлов А.Л., Трепалов М.А. Распространение ОВ при взрыве ВВ с пластичным наполнителем // ФГВ. 2017. Т. 53. № 6. С. 79–86.
6. Dewey J.M. The properties of a blast wave obtained from an analysis of the particle trajectories // Proc. Roy. Soc. Lond. 1971. Ser. A. Vol. 324. P. 275–299.

Экспериментальные методы и средства в физике экстремальных состояний вещества

Монография

Под редакцией
академика Р.И. Илькаева
д.т.н. А.Л. Михайлова
д.ф.-м.н. М.В. Жерноклетова

Подписано в печать 30.12.2021. Формат 70x100 1/16.
Гарнитура Times. Печ. л. 30,25.
Тираж 300 экз. Заказ № 6233.

Издатель – Российская академия наук

Оригинал-макет подготовлен
ООО «Красногорский полиграфический комбинат»

Публикуется в авторской редакции

Отпечатано в ООО «Красногорский полиграфический комбинат»
115093 г. Москва, Партийный переулок, д. 1, корп. 58, стр. 1, эт. 1, пом. 1

Издается в соответствии с постановлением Научно-издательского совета
Российской академии наук (НИСО РАН) от 12 февраля 2021 г. № 01
и распространяется бесплатно