

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА

НЕЙТРОН

Учебное пособие

Под редакцией Д.Е. Ланского, М.Е. Степанова, Т.Ю. Третьяковой

Москва
2021

УДК 539.17 (075.8)
ББК 22.38

Коллектив авторов:

Ю.А. Брюханова, И.Д. Дашков, И.С. Дьячков, С.В. Каплун, Э.И. Кэбин,
Д.Е. Ланской, С.С. Рогатнев, С.В. Сидоров, Т.Ю. Третьякова, Н.А. Федоров,
Н.Ю. Фурсова, С.М. Чашин, Р.А. Шоркин

Нейтрон. — М.: КДУ 2021. — с. 156

Учебное пособие написано на основе курса лекций «Свойства атомных ядер», читаемом для студентов магистратуры на физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова. В пособии разбираются как фундаментальные, так и прикладные аспекты физики нейтрона и нейтронной физики и демонстрируется их связь с более общими проблемами ядерной физики. Рассмотрены такие вопросы, как свойства нейтрона, основные типы ядерных реакций взаимодействия нейтронов с атомными ядрами, а также роль нейтронов в астрофизических процессах. Представлен обзор источников нейтронов, а также изложены некоторые вопросы, связанные с практическим использованием нейтронов.

Пособие рассчитано на студентов нефизических специальностей, а также людей, интересующихся современными проблемами физики.

*В оформлении обложки использован
фрагмент картины Т. Ван Риссельберга «В Тюэне или партия в теннис».*

© МГУ имени М.В. Ломоносова, 2021
© НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына, 2021

ISBN

Содержание

Фундаментальные свойства нейтрона	5
Взаимодействие нейтронов с атомными ядрами	13
Ультрахолодные нейтроны	34
Нейтроны в астрофизике	47
Нейтронные звезды	63
Источники нейтронов	73
Методы детектирования нейтронов	89
Распространение нейтронов в веществе	100
Ядерный топливный цикл	107
Нейтронная оптика.....	124
Нейтронный активационный анализ	136
Нейтронная терапия	147

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОНА

Д. Ланской

Нейтрон n – нестабильная в свободном состоянии частица, которая вместе с протоном и электроном формирует окружающую нас материю. Нейтроны наряду с протонами образуют атомные ядра, в составе которых могут стать стабильны. Взаимодействие нейтронов с протонами и между собой – ключевой вопрос физики атомного ядра. Процессы взаимодействия нейтронов с тяжелыми ядрами лежат в основе ядерной энергетики, о чем, как и о многих других прикладных областях использования нейтронов, пойдет речь в последующих разделах пособия. В данном разделе рассматриваются свойства свободного нейтрона и их связь с фундаментальными вопросами физики.

Нейтрон был открыт в 1932 г. английским физиком Джеймсом Чедвиком при облучении ядер бериллия α -частицами в Кавендишской (Резерфордской) лаборатории. В 1934 г. сотрудник Чедвика Морис Гольдхабер измерил массу нейтрона в реакции фоторасщепления дейтрона.

Сегодня масса нейтрона измерена с высокой точностью: $m_n = 939.5654133(58)$ МэВ (здесь и далее численные значения взяты из компиляции Particle Data Group [1]). Нейтрон лишь немного (на 1.29 МэВ) тяжелее протона. Спин нейтрона равен $\frac{1}{2}$, т.е. нейтрон, как и протон и электрон, является фермионом. Вследствие действия принципа Паули в ядре, если нижайшие протонные состояния заняты, нейтрон становится стабильным.

Распад нейтрона происходит посредством слабого взаимодействия. Основным каналом распада свободного нейтрона – β -распад $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ (вероятность около 99%). Известен также редкий канал, когда β -распад сопровождается испусканием γ -кванта: $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e \gamma$ ($0.92 \pm 0.07\%$). Можно еще представить себе распад, соответствующий следующему порядку по электромагнитному взаимодействию (с испусканием двух γ -квантов), однако такой распад (а тем более распад следующего порядка по слабому взаимодействию с испусканием дополнительно пары «нейтрино-антинейтрино») до сих пор не наблюдался.

Возможен еще распад нейтрона на атом водорода и антинейтрино $n \rightarrow (pe^-) + \bar{\nu}_e$, от обычного β -распада отличающийся тем, что электрон захватывается протоном на атомную орбиту. Из эксперимента известно, что его вероятность не превышает 0.3%, теоретические оценки [2] дают на несколько порядков (10^{-4} %) меньшую величину. В тяжелых ядрах с большим зарядом захват β -электрона очевидно мог бы быть более вероятен, если бы нижайшие электронные уровни не были бы заняты. Такие распады, например, ядер ^{163}Dy и ^{187}Re , наблюдались в GSI (Дармштадт, Германия) на пучках полностью лишенных электронов ядер [3], см. также [4].

Нейтрон – единственная нестабильная частица, обладающая макроскопическим средним временем жизни $\tau = 879.4 \pm 0.6$ с (почти 15 мин). Может показаться, что измерение такого большого времени жизни гораздо проще, чем для других нестабильных частиц, живущих максимум микросекунды. Однако относительная ошибка измерения времени жизни мюона ($\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с) составляет по порядку величины сотые доли процента, короткоживущего нейтрального каона ($\tau \approx 9 \cdot 10^{-11}$ с) – менее одной сотой процента, в то время как для нейтрона – десятые доли.

Трудности измерения времени жизни нейтрона связаны как раз с тем, что время его жизни – макроскопическое, в то время как скорости свободных нейтронов характерны для микромира. Даже холодный нейтрон с кинетической энергией 0.01 эВ обладает скоростью около 5000 км/час, т.е. за среднее время жизни он мог бы (если бы не захватывался ядрами воздуха) успеть совершить путешествие из Петербурга в Москву (или, скажем, из Гатчины в Дубну) и легко исчезнуть из поля зрения экспериментатора. О проблеме измерения времени жизни нейтрона более подробно говорится в разделе «Ультрахолодные нейтроны».

Нейтрон вместе с протоном образуют изоспиновый дублет, т.е. изоспин нейтрона $I=1/2$. Проекцию изоспина нейтрона I_z сейчас принято считать равной $-1/2$. На протяжении нескольких десятилетий чаще встречался выбор $I_z=+1/2$ для нейтрона и $I_z=-1/2$ для протона. Удобство такого выбора для физики ядра состоит в том, что при этом проекции изоспина всех стабильных ядер (кроме ^1H и ^3He) неотрицательны. Однако с развитием физики элементарных частиц, где принято, что проекция изоспина увеличивается с увеличением алгебраического значения заряда частицы, ось z в изоспиновом пространстве повернулась на 180° и в ядре. Поэтому в современной литературе у нейтрона $I_z=-1/2$.

Изоспиновый дублет нуклонов является частью унитарного октета, объединяющего легчайшие барионы со спином $\frac{1}{2}$ и положительной пространственной четностью. С точки зрения модели конститюентных кварков нейтрон состоит из одного u -кварка и двух d -кварков. Кварковая волновая функция барионов этого октета симметрична по пространственным координатам кварков, т.к. в легчайших системах орбитальные возбуждения отсутствуют, и антисимметрична по цветовой переменной, т.к. цветовой синглет, построенный из трех цветов, антисимметричен. Спиновая волновая функция трех частиц со спинами $\frac{1}{2}$, складывающимися в суммарный момент $\frac{1}{2}$, обладает смешанной симметрией, т.е. не является ни полностью симметричной, ни полностью антисимметричной. Это означает, что и изоспиновая волновая функция должна обладать смешанной симметрией, такой, чтобы полная волновая функция была антисимметричной. Проще говоря, поскольку суммарный изоспин двух d -кварков равен единице (симметричная волновая функция), то и их суммарный спин тоже должен быть равен единице. Произведение спиновой и изоспиновой волновых функций для нейтрона со спином, направленным по оси z , может быть записано следующим образом:

$$n_+ = (2d_+d_+u_- + 2d_+u_-d_+ + 2u_-d_+d_+ - u_+d_+d_- - u_+d_-d_+ - d_+u_+d_- - d_-u_+d_+ - d_+d_-u_+ - d_-d_+u_+) / (3\sqrt{2}). \quad (1)$$

Индексы $+$ и $-$ обозначают проекции спинов частиц $+1/2$ и $-1/2$, соответственно.

Первая строка (1) содержит члены, соответствующие спинам d -кварков, направленным вверх. При этом суммарная проекция $+1/2$ получается благодаря тому, что спин u -кварка направлен вниз. Во второй строке видно, что спины двух d -кварков противоположно направлены, и их суммарная проекция равна нулю. Проекция спина нейтрона $+1/2$ обеспечивается u -кварком, спин которого направлен вверх. Отметим, что комбинация типа $d_+d_- + d_-d_+$ соответствует суммарному спину 1 и его проекции 0 и не противоречит сказанному выше (нулевому суммарному спину двух d -кварков отвечала бы комбинация $d_+d_- - d_-d_+$).

Используя эту волновую функцию, из общего выражения для магнитного момента бариона (величина, называемая обычно просто магнитным моментом частицы, строго говоря, является дипольным магнитным моментом), все кварки которого находятся в s -состоянии,

$$M_n = \langle n_+ | \sum_{i=1}^3 Q_i \mu_i \sigma_{i3} | n_+ \rangle, \quad (2)$$

легко получить (см., например, [5, 6])

$$M_n = -(2\mu_u + 4\mu_d)/3. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3) M_n – магнитный момент нейтрона, Q_i и σ_{i3} – заряд и третья матрица Паули, соответственно, i -го кварка, суммирование в (2) проводится по трем кваркам, составляющим нейтрон. Магнитный момент кварка $M_q = Q_q \mu_q$, т.е. μ_q играет роль кваркового магнетона, однако, поскольку речь идет о конституентных кварках, связать его с массой кварка проблематично. Отметим, что в некоторых источниках (например, [7]), через μ_q обозначается магнитный момент кварка (у нас – M_q), и формула (3) выглядит иначе, что может привести к путанице.

Аналогичным образом вычисляя магнитный момент протона, волновая функция которого получается из (2) очевидной перестановкой $u \leftrightarrow d$, и предполагая $\mu_u = \mu_d$, получаем

$$M_p = -1.5M_n. \quad (4)$$

Эксперимент дает $M_p = -1.46M_n$.

Отношение магнитных моментов протона и нейтрона стало одним из первых ярких подтверждений кварковой структуры адронов. Сейчас не вызывает сомнения, однако, что структура адронов гораздо сложнее, чем предполагается в модели конституентных кварков. Кроме трех легких валентных кварков, в нейтроне имеется глюонное поле, и постоянно возникают и исчезают кварк-антикварковые пары. Вопрос о том, почему столь наивная модель дает в этом и во многих других случаях прекрасное согласие с экспериментом, выходит далеко за рамки этого пособия.

Абсолютное значение $M_n = -1.91304273(45)$ в ядерных магнетонах. Минус означает, что магнитный момент направлен в противоположную спину сторону.

Наличие у нейтрона ненулевого магнитного момента задолго до возникновения представления о кварках показало, что нейтрон – неточечная частица, имеющая внутреннюю структуру. У точечной нейтральной частицы магнитный момент не может быть отличен от нуля. Наличие магнитного момента означает, что внутри объекта имеются заряженные токи.

Еще более наглядным подтверждением наличия у нейтрона внутренней структуры является отличие от нуля зарядового радиуса и зарядового распределения нейтрона. Среднее значение квадрата зарядового радиуса

$$\langle r_n^2 \rangle = \int \rho_n(r) r^2 d^3r = -0.1161(22) \text{ фм}^2. \quad (5)$$

Здесь $\rho_n(r)$ – распределение электрического заряда в нейтроне, предполагаемое сферически симметричным. Отрицательное значение (5) не должно смущать. Поскольку полный заряд нейтрона $\int \rho_n(r) d^3r$ должен равняться нулю, отрицательное значение (5) означает, что на больших расстояниях от центра преобладает отрицательный заряд, а на малых – положительный.

Поскольку нейтрон состоит из трех кварков почти одинаковой массы, существенное отличие зарядового распределения от нуля может показаться удивительным. Его свойства проще понять, используя адронные степени свободы. Считая, что нейтрон окружен шубой из виртуальных мезонов, мы можем заключить, что периферия нейтрона содержит в основном легчайшие мезоны – пионы. Испускание нейтрального пиона не приводит к возникновению зарядового распределения, а испускание π^- -мезона с превращением нейтрона в протон дает именно вышеописанную картину: положительный заряд в центре и отрицательный – на периферии. Очевидно, что возникновение π^+ -мезона невозможно, если нейтрон остается нуклоном.

На кварковом уровне можно сказать, что образование на периферии пары $d\bar{u}$ (π^-) оставляет в центре тройку uud (протон), в то время как при образовании положительно заряженной пары $u\bar{d}$ в центре возникает система ddd (Δ^-) с большей массой, вследствие чего положительно заряженная кварк-антикварковая пара не может отойти от центра на столь же большое расстояние, как отрицательно заряженная.

Существование у нейтрона магнитного момента и зарядового распределения означает, что нейтрон может взаимодействовать с электроном. Сечение упругого рассеяния электрона на нейтроне на угол θ описывается формулой Розенблютта

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \left[\frac{G_E^2(t)}{1-\tau} - \tau \left(\frac{1}{1-\tau} + 2\text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) G_M^2(t) \right]. \quad (6)$$

Здесь $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$ – сечение моттовского рассеяния [7], описывающее рассеяние электрона на бесспиновой точечной мишени, t – квадрат переданного в процессе рассеяния 4-импульса, $\tau = t/(4m_n^2)$. Формула Розенблютта (6) – весьма общая формула для упругого рассеяния точечной заряженной частицы на мишени со спином $1/2$, она годится также, например, для рассеяния мюона на любом ядре со спином $1/2$. Единственное приближение, делаемое при ее выводе – первый порядок по электромагнитному взаимодействию, т.е. однофотонный обмен.

Информация о внутренней структуре нейтрона содержится в электрическом G_E и магнитном G_M формфакторах. В ядерной физике обычно считается, что формфакторы являются фурье-образами соответствующих распределений в координатном представлении. Это справедливо в нерелятивистском приближении, которое для движения ядра, возникающего в результате отдачи, почти всегда выполняется.

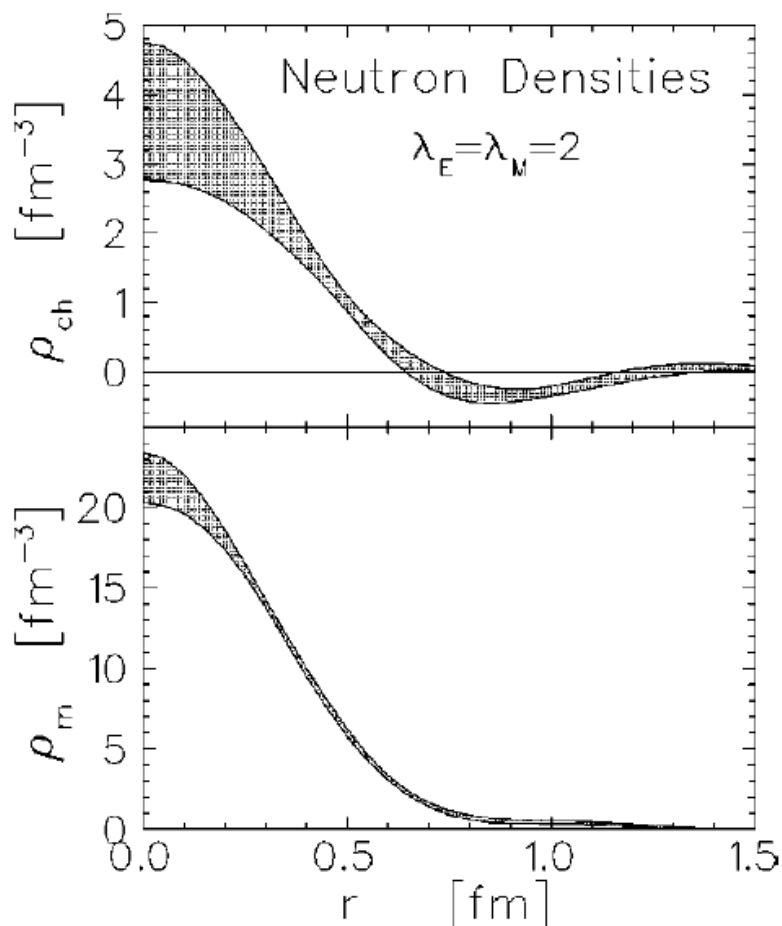


Рис. 1. Распределение заряда (вверху) и магнитного момента (внизу) в нейтроне, полученное из анализа формфакторов в работе [8].

Если нейтрон отдачи движется с релятивистской скоростью, то вопрос о том, в какой системе отсчета измеряется, например, зарядовое распределение, становится неочевидным. Показано, что электрический формфактор является фурье-образом зарядового распределения в системе Брейта, в которой импульсы нейтрона до и после столкновения равны по величине и противоположны по направлению. Магнитный формфактор аналогичным образом связан с распределением магнитного момента.

Представление о распределении заряда и магнитного момента в нейтроне дает рис. 1, взятый из работы [8]. Следует, однако, отметить,

что имеющиеся данные об электрическом формфакторе нейтрона не слишком точны. Кроме того, фурье-преобразование формально требует данных, полученных для сколь угодно больших переданных импульсов. Поэтому в реальных расчетах приходится использовать модельные представления об асимптотическом поведении формфакторов. Наконец, фурье-преобразование данных, содержащих численные погрешности, является сложной вычислительной проблемой. Различные результаты расчетов, пример которых показан на рис. 1, не всегда согласуются между собой. В то же время зарядовый радиус (5) извлекается из данных при небольших переданных импульсах q :

$$G_E(q) \rightarrow -\frac{1}{6}q^2 < r_n^2 > \text{ при } q \rightarrow 0 \quad (7)$$

и находится из эксперимента вполне однозначно (разумеется, с точностью, определяемой точностью данных).

Из нарушения Т-инвариантности следует существование у нейтрона ненулевого электрического дипольного момента. До настоящего времени нарушение СР-инвариантности, которое вследствие СРТ-теоремы означает нарушение и Т-инвариантности, наблюдалось только в экспериментах с нейтральными К-, D-, В- и В_s-мезонами, а прямое нарушение Т-инвариантности – лишь в эксперименте с нейтральными каонами. Обнаружение у нейтрона электрического дипольного момента дало бы независимое подтверждение нарушения Т-инвариантности. В настоящее время из эксперимента известна лишь верхняя граница для этой величины [1].

Через год после открытия в 1955г. антипротона был открыт антинейтрон. Известные на сегодня характеристики антинейтрона не противоречат известным законам: масса и время жизни частицы и античастицы совпадают, а все зарядовые характеристики противоположны. В частности, магнитный момент антинейтрона направлен так же, как его спин.

Гипотеза о несохранении барионного заряда приводит, помимо нестабильности протона (см. [9]), к возможности осцилляций «нейтрон-антинейтрон». Разумеется, период этих осцилляций T (если они есть), на много порядков превышает время жизни нейтрона. Осцилляции можно искать в мощных потоках нейтронов от ядерного реактора, но вероятность того, что будет зарегистрирован хотя бы один антинейтрон, очень мала. С другой стороны, в антинейтроны могут превращаться и стабильные нейтроны, входящие в состав ядра. До настоящего времени превращения нейтронов в антинейтрон не наблюдались. Установлена

лишь весьма слабая нижняя граница для периода осцилляций $T/2\pi > 2.7 \cdot 10^8$ с.

Фундаментальным свойствам нейтрона посвящена монография [10], где они рассмотрены гораздо более подробно, однако, разумеется, на материале сорокалетней давности.

Литература

1. P.A. Zyla *et al.* (Particle Data Group). Prog. Theor. Exp. Phys., 083C01 (2020) (2093p).
2. J.N. Bahcall Phys. Rev., 124 (1961) 495-499.
3. F. Bosch, Yu.A. Litvinov, T. Stöhlker. Prog. Part. Nucl. Phys., 73 (2013) 84.
4. *Радиоактивность атомных ядер*. Учебное пособие. Под ред. Б.С. Ишханова. М., КДУ, 2017.
5. А.Б. Говорков. *Введение в теорию кварков*. Дубна, 1979.
6. Я. Коккедэ. *Теория кварков*. М., Мир, 1971.
7. Д. Перкинс. *Введение в физику высоких энергий*. М., Энергоатомиздат, 1991.
8. J.J. Kelly, Phys. Rev. C66 (2002) 065203(23p).
9. *Протон*. Учебное пособие. Под ред. Б.С.Ишханова. М., КДУ, 2018.
10. Ю.А. Александров. *Фундаментальные свойства нейтрона*. М. Энергоиздат, 1982.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

И. Дашков, Н. Фёдоров

Введение

Нейтрон — адрон, не обладающий электрическим зарядом, и принимающий участие в сильном (ядерном) и слабом взаимодействиях. Из-за отсутствия электрического отталкивания между нейтроном и атомным ядром, нейтрон-ядерные реакции возможны при любых энергиях, но то, какой из возможных процессов будет в таких реакциях доминирующим, зависит от энергии нейтрона. Обычно нейтроны группируют по их кинетическим энергиям, и границы этих групп определяются наиболее вероятными процессами, происходящими при нейтрон-ядерном взаимодействии, либо особенностями этих процессов. Единая договорённость о числе категорий и чётких границах по энергии в настоящее время отсутствует, в литературе можно найти разные варианты группировки [1,2]. В таблице 1 представлен один из вариантов классификации нейтронов по их кинетической энергии T_n .

Табл. 1. Условные границы классификации нейтронов по энергиям.

Энергетическая группа		Диапазон энергий T_n , эВ	Длина волны λ_n
Медленные	Ультрахолодные	$< 3 \cdot 10^{-7}$	$> 500 \text{ \AA}$
	Холодные	$3 \cdot 10^{-7} - 0,025$	$1,8 - 500 \text{ \AA}$
	Тепловые	$0,025 - 0,5$	$0,4 - 1,8 \text{ \AA}$
	Резонансные	$0,5 - 10^3$	$0,01 - 0,4 \text{ \AA}$
	Промежуточные	$10^3 - 100 \cdot 10^3$	$100 - 1000 \text{ Фм}$
Быстрые		$> 100 \cdot 10^3$	$< 100 \text{ Фм}$

Кроме энергий, в таблице 1 указаны длины волн де Бройля λ_n для нейтронов, которые можно рассчитать из их кинетической энергии:

$$\lambda_n = \frac{h}{p_n} = 2\pi \frac{\hbar c}{p_n c} = \frac{2\pi \hbar c}{\sqrt{T_n^2 + 2T_n m_n c^2}} \approx \frac{28,6}{\sqrt{T_n}}, \quad (1)$$

где кинетическая энергия нейтронов T_n подставляется в МэВ, $T_n \ll m_n$, и λ_n получается в Фм. Волновой подход удобен для оценки характерных размеров систем, с которыми взаимодействуют нейтроны данной энергии.

Рассмотрим каждую из групп нейтронов более подробно:

Ультрахолодные нейтроны

Ультрахолодные нейтроны (УХН) — это свободные нейтроны с очень низкой кинетической энергией, до сотен нэВ. Такая низкая энергия приводит к очень большой длине волн де Бройля у этих нейтронов, около 50 нм, что в сотни раз больше размера атома. Если такой нейтрон столкнётся со стенкой, состоящей из атомов, то он одновременно будет взаимодействовать примерно с десятью тысячами ядер по всей своей «площади». Таким образом, столкновения с хаотично движущимися отдельными атомами усреднятся и приведут к упругому отражению нейтрона от стенки, несмотря на то что энергия теплового движения атомов при температуре около 300°К в сотни тысяч раз больше энергии ультрахолодного нейтрона.

Холодные нейтроны

Холодными называют нейтроны с энергиями ниже 0,025 эВ. Длина волны холодного нейтрона больше междуатомных расстояний (несколько ангстрем). Холодные нейтроны используются в экспериментах по дифракции, в которых определяется атомная структура материала.

Тепловые нейтроны

Тепловые нейтроны находятся в тепловом равновесии с атомами среды. Их средние энергии — сотые доли электронвольта. Часто в качестве характерной энергии теплового нейтрона указывают величину 0,025 эВ, полученную из соотношения $E_{therm} = kT$, где k — постоянная Больцмана, для абсолютной температуры $T \approx 300^\circ$, т. е. комнатной температуры.

Резонансные нейтроны

Нейтроны с энергиями от ≈ 1 эВ до 10 кэВ называют резонансными, потому что в этой области для средних и тяжёлых ядер полное нейтронное сечение велико и его зависимость от энергии представляет собой густой частокол резонансов, которые соответствуют возбуждению отдельных уровней ядра-продукта.

Промежуточные нейтроны

Нейтроны с энергиями от 10 кэВ до 0,1 МэВ называют промежуточными. Часто в промежуточные включают и резонансные нейтроны.

В этой области энергий отдельные резонансы сливаются (исключением являются лёгкие ядра) и сечения в среднем падают с ростом энергии.

Быстрые нейтроны

Сечения взаимодействия таких нейтронов с ядрами уже намного меньше, чем для медленных нейтронов. Прикладное значение быстрых нейтронов обусловлено тем, что часто источником нейтронов является ядерные реакции, порождающие нейтроны с энергиями больше 1 МэВ. Полное сечение в этой области $\sigma_{tot} \approx 2\pi(R + \lambda_n)^2$, где R — радиус ядра, λ_n — приведённая де-Бройлевская длина волны нейтронов.

В быстрой области де-Бройлевская длина волны нейтрона λ_n сопоставима с радиусом ядра. При таких энергиях зависимости дифференциального сечения от косинуса угла рассеяния в системе центра масс (СЦМ) подобны дифракционной картине с главным максимумом при $\theta = 0^\circ$ и побочными максимумами при θ порядка нескольких десятков градусов.

Модельное описание взаимодействия нейтронов с атомными ядрами

При взаимодействии нейтрона с ядром могут происходить следующие процессы: захват нейтрона, деление, упругое и неупругое рассеяние. При упругом рассеянии не происходит возбуждения ядра; при неупругом рассеянии ядро-мишень оказывается в возбужденном состоянии, и это возбуждение впоследствии снимается испусканием вторичных частиц. Захват и деление не будут рассматриваться в этой работе, они обсуждаются в других разделах данного сборника.

Упругое рассеяние

При упругом рассеянии между нейтроном и ядром осуществляется перераспределение кинетической энергии, при котором внутренняя энергия ядра не изменяется.

Используя законы сохранения энергии и импульса, можно вычислить энергию нейтрона после взаимодействия, зная энергию ядра отдачи. Для ядра с числом нуклонов A максимальная энергия отдачи составляет $\frac{4AT_n}{(1+A)^2}$, а минимальная — нуль.

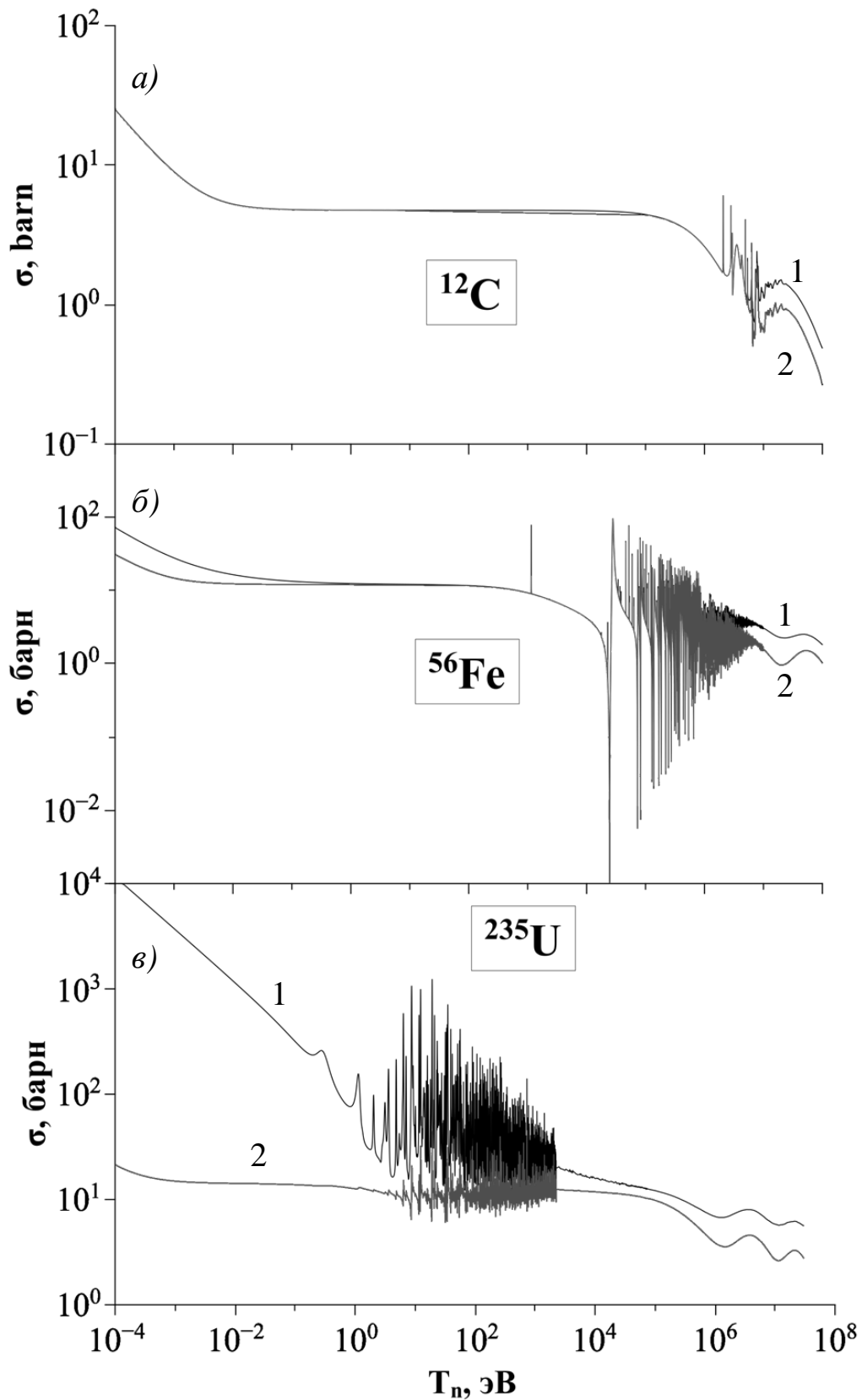


Рис. 1. Полное сечение взаимодействия σ_{tot} (1) и упругого рассеяния (2) нейтронов в зависимости от энергии нейтронов для ядер ^{12}C (а), ^{56}Fe (б), ^{235}U (в). Данные — оценка ядерной базы данных ENDF/B-VIII.0.

Упругое рассеяние нейтрона — один из наиболее вероятных процессов взаимодействия нейтрона с ядром. На рис. 1 приведены полные сечения взаимодействия ядра с нейтроном и сечения упругого рассеяния для лёгкого ядра ^{12}C , среднего ^{56}Fe и тяжёлого ^{235}U . Вклад упругого рассеяния в полное сечение для ^{12}C и ^{56}Fe оказывается подавляющим для нейтронов практически каждой энергетической группы, для которых приведена оценка сечений. В случае с ^{235}U реакция деления вплоть до энергии 1 эВ оказывается более вероятной, чем упругое рассеяние.

Для большинства ядер сечение упругого рассеяния медленных нейтронов слабо зависит от энергии (см. рис. 1а, б). Только при приближении к резонансной области сечение спадает, прежде чем дойти до резонансного частотола. При дальнейшем увеличении энергии, в области быстрых нейтронов, сечение упругого рассеяния для данных ядер в среднем спадает ещё быстрее, но наблюдаются осцилляции сечения.

Неупругое рассеяние

При неупругом рассеянии ядро переходит в возбуждённое состояние за счёт кинетической энергии нейтрона. Затем ядро выделяет энергию путём испускания γ -кванта, нуклона или кластера.

Неупругое рассеяние с последующим испусканием γ -кванта можно представить в виде реакции $(n, n'\gamma)$. Эта реакция имеет энергетический порог, определяемый расстоянием E_I между основным состоянием и первым возбуждённым уровнем ядра-мишени.

В случае лёгких ядер обычно $E_I > 1$ МэВ, для тяжёлых ядер энергия первого возбуждённого состояния равна десяткам и сотням кэВ. Поэтому неупругое рассеяние для нейтронов с энергией порядка 1 МэВ на лёгких ядрах невозможно. Однако нейтроны с энергией порядка 1 МэВ и выше с большой вероятностью испытывают неупругое рассеяние на тяжёлых ядрах.

Если нейтрон обладает энергией T_n , достаточной для возбуждения нескольких уровней E_i , то возбуждение каждого из них характеризуется собственным парциальным сечением $\sigma_{inel}(E_i)$.

При небольших энергиях налетающих нейтронов реакции происходят в основном с образованием составного ядра. С ростом же энергии нейтронов возрастает влияние предравновесных и прямых процессов. Физически они соответствуют взаимодействию нейтронов не с ядром, как цельной системой, а с отдельными нуклонами, либо с группой нуклонов.

Для описания нейтрон-ядерных реакций применяются оптическая модель, модель составного ядра и модель прямых реакций, описывающие разные аспекты взаимодействия нейтрона с ядром. Оптическая модель рассматривает нейтрон как волну, налетающую на ядро. Величины, которые предоставляет оптическая модель, могут сильно влиять на оценки, сделанные в других моделях. Например, этими величинами являются коэффициенты прохождения для составного ядра, а также искажённые волновые функции для прямых неупругих реакций. Кроме того, сечения реакций, получаемые с помощью оптической модели, имеют важное значение для расчёта в рамках полуклассических предравновесных моделей. Рассмотрим эти подходы более подробно:

Оптическая модель

На первый взгляд кажется, что любая частица, попав в ядро, должна им поглотиться. Значит, по аналогии с оптикой, ядро является чёрным диском для волн падающих на него частиц. Однако в области быстрых нейтронов вместо плавного падения с ростом энергии $\sim 2\pi(R + \lambda_n)^2$ наблюдаются осцилляции полного сечения σ_{tot} (см. рис. 2).

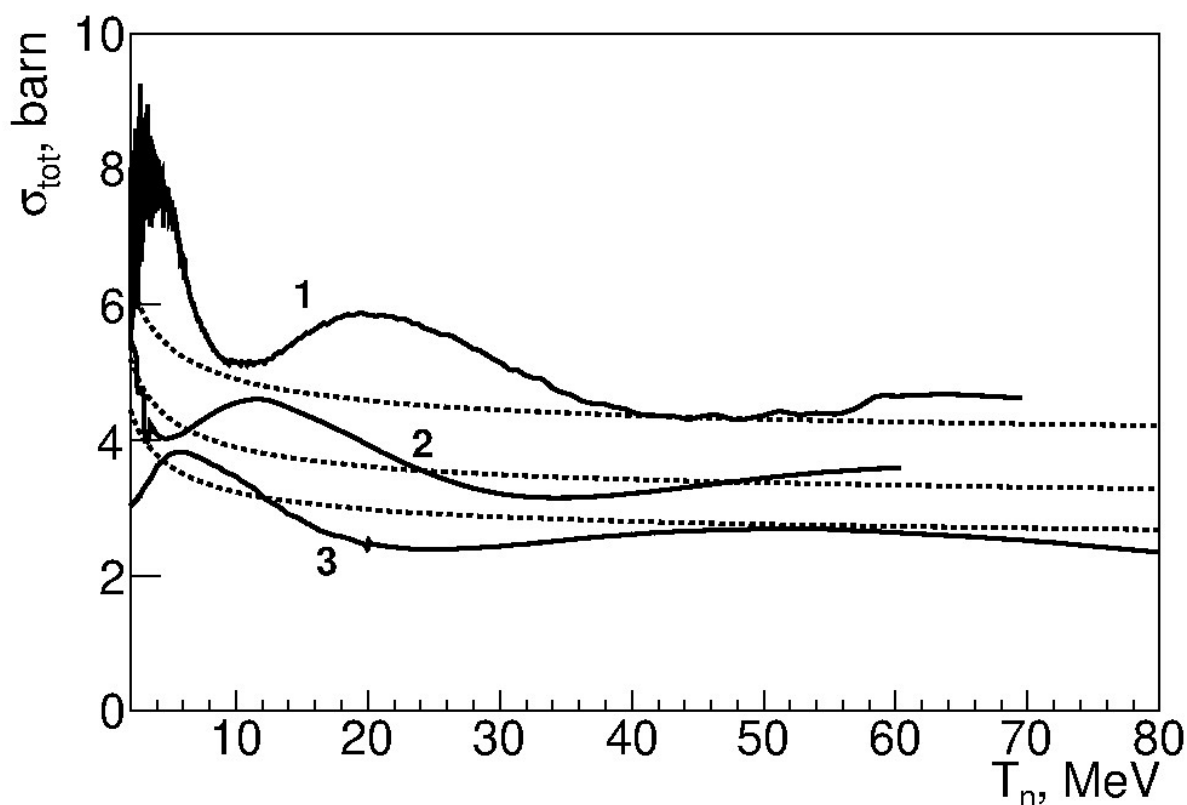


Рис. 2. Полное сечение взаимодействия нейтронов σ_{tot} в зависимости от T_n для ^{208}Pb (1), ^{118}Cd (2), ^{63}Cu (3). Сплошная линия — экспериментальные данные или оценка базы данных ENDF/B-VIII.0, прерывистая линия — оценка в рамках модели «чёрного диска»: $\sigma_{tot} = \pi(R + \lambda_n)^2$.

Осцилляции свидетельствуют о том, что существует достаточно интенсивная прошедшая волна, которая интерферирует с падающей волной. Для описания усредненного поведения сечений Г. Фешбах, К. Портер и В. Вайскопф в 1954 году предложили оптическую модель [3]. Изначально она вводилась для описания интегральных и дифференциальных сечений взаимодействия нейтронов с атомными ядрами, сейчас успешно применяется для описания взаимодействия с протонами, альфа-частицами и ионами. В оптической модели предполагается, что воздействие атомного ядра на частицу может быть описано комплексной потенциальной ямой: $U(r) = V(r) + iW(r)$, где $V(r)$ — средний потенциал ядра, описывает преломление и отражение волны нейтрона на границе ядра, $W(r)$ описывает затухание волны в среде в результате поглощения нейтронов. Под «поглощением нейтронов» здесь понимается выход из упругого канала взаимодействия.

Можно разделить оптические модели на микроскопические и феноменологические. В микроскопической оптической модели используются компоненты потенциала, зависящие от энергетических состояний и плотности ядерной материи. Характеристики ядерной материи могут быть получены из расчётов, использующих нуклон-нуклонное эффективное взаимодействие. В феноменологической оптической модели принимают подходящую аналитическую форму для потенциала, обычно форму Вудса–Саксона, и определяет его глубину и геометрические параметры путем подстройки параметров для наилучшего соответствия имеющимся экспериментальным данным.

Примером феноменологической модели может служить потенциал [4]:

$$U(r, T_n) = -(V_V + iW_V)f_{VS}(r, R_V, a_v) + i4a_D W_D \frac{d}{dr} f_{VS}(r, R_D, a_D) + 2(V_{SO} + iW_{SO}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{VS}(r, R_{SO}, a_{SO}) (\vec{l} \cdot \vec{\sigma}), \quad (2)$$

где \vec{l} — оператор орбитального углового момента, $\vec{\sigma}$ — спиновый оператор, V_j, W_j — реальная и мнимая части одной из компонент потенциала. Компоненты потенциала отмечены разными индексами (j). В потенциале присутствует объёмная компонента (V), поверхностная компонента (D), спин-орбитальная компонента (SO). Форм-фактор Вудса–Саксона задаёт радиальную зависимость для каждой компоненты:

$$f(r, R_j, a_j) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_j)/a_j]}. \quad (3)$$

Глубины компонент V , W могут зависеть от: энергии нейтрона T_n , количества в ядре-мишени нейтронов N , протонов Z , нуклонов A и подбираемых из аппроксимации параметров. В данной параметризации потенциал считается сферическим, компоненты могут иметь разный радиус: $R_j = r_j A^{1/3}$.

Параметры оптического потенциала определяются путем аппроксимации экспериментальных интегральных и дифференциальных сечений. Последнее по сути — обратная задача теории рассеяния, которая практически не имеет однозначного решения, поэтому имеется несколько равноправных наборов параметров оптического потенциала для широких диапазонов ядер. В случае глобальной параметризации, подбираемые параметры являются определёнными на широком диапазоне ядер функциями, зависящими от энергии, числа протонов, нейтронов в ядре. Для локального случая параметры находятся из аппроксимации экспериментальных данных для конкретного ядра.

Полученный оптический потенциал можно использовать для решения задачи стационарного рассеяния нейтрона на атомном ядре. Решение задачи рассеяния нейтрона с приведённой массой m в потенциале $U(r)$ сводится к решению уравнения Шрёдингера:

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(\vec{r}) = \frac{2m}{\hbar^2} U(\vec{r})\psi(\vec{r}), \quad (4)$$

где $k = \frac{\sqrt{2mT_n}}{\hbar}$ и $\psi(\vec{r})$ — волновое число и волновая функция нейтрона, соответственно. На большом удалении от ядра ($r \gg R$) будем искать решение уравнения (4) в виде суперпозиции плоской и расходящейся сферической волны:

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(k, k') \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (5)$$

где $f(k, k')$ — амплитуда рассеяния, зависящая от k и угла рассеяния θ . Найдя амплитуду рассеяния $f(k, k')$ можно найти дифференциальное сечение рассеяния:

$$\frac{d\sigma^{scat}(\theta)}{d\Omega} = |f(k, k')|^2 = |f|^2. \quad (6)$$

Проинтегрировав выражение (6) по углу рассеяния θ , можно найти интегральное сечения рассеяния:

$$\sigma^{scat} = 2\pi \int_0^\pi |f|^2 \sin(\theta) d\theta. \quad (7)$$

Полное сечение можно определить, зная амплитуду рассеяния вперед, так как ослабление пучка пропорциональное полному сечению представляет собой результат интерференции падающей волны нейтрона и волны, рассеянной вперед:

$$\sigma^{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}[f(\theta = 0)]. \quad (8)$$

Утверждение (8) называется оптической теоремой, его доказательство приведено в работе [5].

Без дополнительных поправок оптическая модель не способна воспроизводить резонансную структуру ядра, поэтому область её применения для воспроизведения экспериментальных сечений ограничивается по энергии нейтронов снизу областью «резонансного частотола». Подробнее о современных оптических моделях атомного ядра можно прочитать в обзоре [6].

Разложение по парциальным волнам

В случае сферической симметрии рассеивающего потенциала $U(r)$ момент количества движения является интегралом движения. Это значит, что состояния с различными орбитальными моментами l рассеиваются независимо. Поэтому удобно представить волновую функцию в виде разложения по полному набору собственных функций оператора момента количества движения, т.е. по полиномам Лежандра, P_l . Для плоской волны, соответствующей свободно двигающемуся нейтрону, имеем следующее разложение по парциальным волнам при движении волны вдоль оси z :

$$e^{ikz} = e^{ikr \cos(\theta)} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos\theta). \quad (9)$$

Радиальная зависимость в этом случае описывается сферической функцией Бесселя j_l . На больших расстояниях, когда $kr \gg 1$ эти функции имеют асимптотический вид:

$$j_l(kr) \rightarrow \frac{\sin(kr - l\frac{\pi}{2})}{kr}. \quad (10)$$

Поэтому, подставляя (10) в выражение (9), получим:

$$e^{ikz} \approx (kr)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \rho_l(r) P_l(\cos\theta), \quad (11)$$

где ρ_l — это суперпозиция расходящейся и сходящейся сферической волны:

$$\rho_l(r) = \sin(kr - l\frac{\pi}{2}) = \frac{i}{2} \{e^{-i(kr - l\frac{\pi}{2})} - e^{i(kr - l\frac{\pi}{2})}\}. \quad (12)$$

Решение уравнения Шрёдингера (3), описывающего рассеяние нейтрона, можно искать в виде разложения парциальных волн, аналогичном представлению (11):

$$\psi(r) = (kr)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l R_l(r) P_l(\cos\theta). \quad (13)$$

Чтобы волновая функция $\psi(r)$ была конечной при $r = 0$, решение должно удовлетворять граничному условию $R_l(0) = 0$. На больших расстояниях от центра функцию $R_l(r)$ можно записать в виде:

$$R_l(r) = \frac{i}{2} \{ e^{-i(kr - l\frac{\pi}{2})} - S_l e^{i(kr - l\frac{\pi}{2})} \}, \quad (14)$$

поскольку взаимодействие с рассеивающим полем изменит только амплитуду расходящихся от центра волн. Комплексные числа S_l называются диагональными элементами матрицы рассеяния. Сравнивая с асимптотическим выражением для функции $\psi(r)$, получим выражение амплитуды рассеяния через матричные элементы рассеяния:

$$f(\theta) = i(2k)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - S_l) P_l(\cos\theta). \quad (15)$$

При упругом рассеянии величины S_l можно выразить через вещественные фазовые смещения (фазовые сдвиги, или фазы рассеяния) δ_l следующим образом:

$$S_l = \exp(2i\delta_l), S_l - 1 = 2i \exp(i\delta_l) \sin(\delta_l). \quad (16)$$

В этом случае амплитуда также выражается через фазовые сдвиги:

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(i\delta_l) \sin(\delta_l) P_l(\cos\theta). \quad (17)$$

Используя выражение (8) для полного сечения взаимодействия, в данном случае получаем выражение для сечения упругого рассеяния как сумму сечений рассеяния парциальных волн:

$$\sigma^{tot} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2(\delta_l) = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l^{el}. \quad (18)$$

В классическом представлении момент импульса налетающего на ядро нейтрона M_l равен произведению импульса нейтрона на прицельный параметр: pb . В квантовой механике $M_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$, где l — орбитальное квантовое число. Значит, при заданном импульсе нейтрона p каждому орбитальному числу l соответствует свой прицельный параметр b_l :

$$b_l = \frac{\hbar \sqrt{l(l+1)}}{p} = \lambda_n \sqrt{l(l+1)}. \quad (19)$$

В случае рассеяния медленных нейтронов, когда $\lambda_n \gg R$, подавляющий вклад вносит s -волна ($l = 0$), нейтроны с $l \neq 0$ минуют область взаимодействия и не рассеиваются. При рассеянии медленных нейтронов, т. е. при $kR \ll 1$ парциальные фазы имеют вид:

$$|\delta_l| \approx \frac{(kR)^{2l+1}}{[(2l+1)!]^2} C, \quad (20)$$

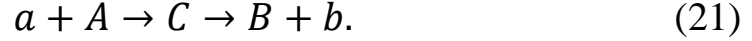
где константа C определяется видом потенциала.

Составное ядро. Резонансы. Формула Брейта-Вигнера

Важную роль в ядерных реакциях играет механизм составного (компаунд-) ядра, согласно которому реакция протекает в две стадии с образованием промежуточного ядра, на распад которого не влияет способ его образования. Понятие составного ядра применимо только в

тех случаях, когда время жизни составного ядра достаточно велико, т. е. значительно больше характерного ядерного времени $\tau_{\text{nucl}} \approx 10^{-21}$ с. Квантовые числа возможных состояний данного ядра ограничены законами сохранения.

Пусть на неподвижное ядро A падает частица a , образуется составное ядро C :



Будем считать, что частица a обладает кинетической энергией T_a , а компаунд-ядро испытало отдачу, энергию которой обозначим через T_c (энергии в лаб. системе отчёта). Запишем закон сохранения энергии:

$$(M_A + m_a)c^2 + T_a = M_c^*c^2 + T_c, \quad (22)$$

где $(M_A + m_a)c^2$ и $M_c^*c^2$ — энергия покоя соответственно для двух взаимодействующих частиц $A + a$ и компаунд-ядра C . Энергия возбуждения промежуточного ядра равняется

$$E = M_c^*c^2 - M_c c^2, \quad (23)$$

где $M_c c^2$ — энергия покоя составного ядра в основном состоянии. Подставляя в (23) значение $M_c^*c^2$ из (22), получим:

$$E = (M_A + m_a - M_c)c^2 + T_a - T_c. \quad (24)$$

Первый член справа в выражении (24) равен энергии связи захваченной частицы ε_a . Разность $T_a - T_c = T'_a$ может быть истолкована как энергия относительного движения частиц a и A . Поэтому

$$T'_a = \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a \quad (25)$$

и

$$E = \varepsilon_a + T'_a. \quad (26)$$

Таким образом, энергия возбуждения компаунд-ядра складывается из энергии связи захваченной частицы и кинетической энергии частиц a и A в с. ц. и.

Сечение σ_{ab} реакции (21) можно записать в виде произведения сечения σ_{ac} образования промежуточного ядра и вероятности Γ_b/Γ распада этого ядра по каналу b :

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}, \quad (27)$$

где $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \dots$ — полная ширина уровня промежуточного ядра, через который осуществляется реакция. Ширина Γ есть ширина резонансного пика по шкале энергий на половине его высоты. Эта величина связана со средним временем жизни компаунд-ядра τ соотношением $\Gamma = \hbar/\tau$. Индексы a , b , b' соответствуют различным каналам реакции, а величины Γ_a , Γ_b называются парциальными ширинами.

На рис. 3 показана связь энергетических уровней составного ядра с сечением его образования при поглощении нейтрона. Следует различать квазистационарные уровни (соответствующие энергии E больше энергии связи нейтрона ε_n) и стационарные уровни (для которых $E < \varepsilon_n$). В области квазистационарных уровней расстояния между ними больше ширины уровней, и зависимость сечения образования составного ядра от энергии обладает четко выраженными максимумами — резонансами (рис. 3, справа). Реакции, характеризуемые подобной кривой $\sigma(E)$, называют резонансными.

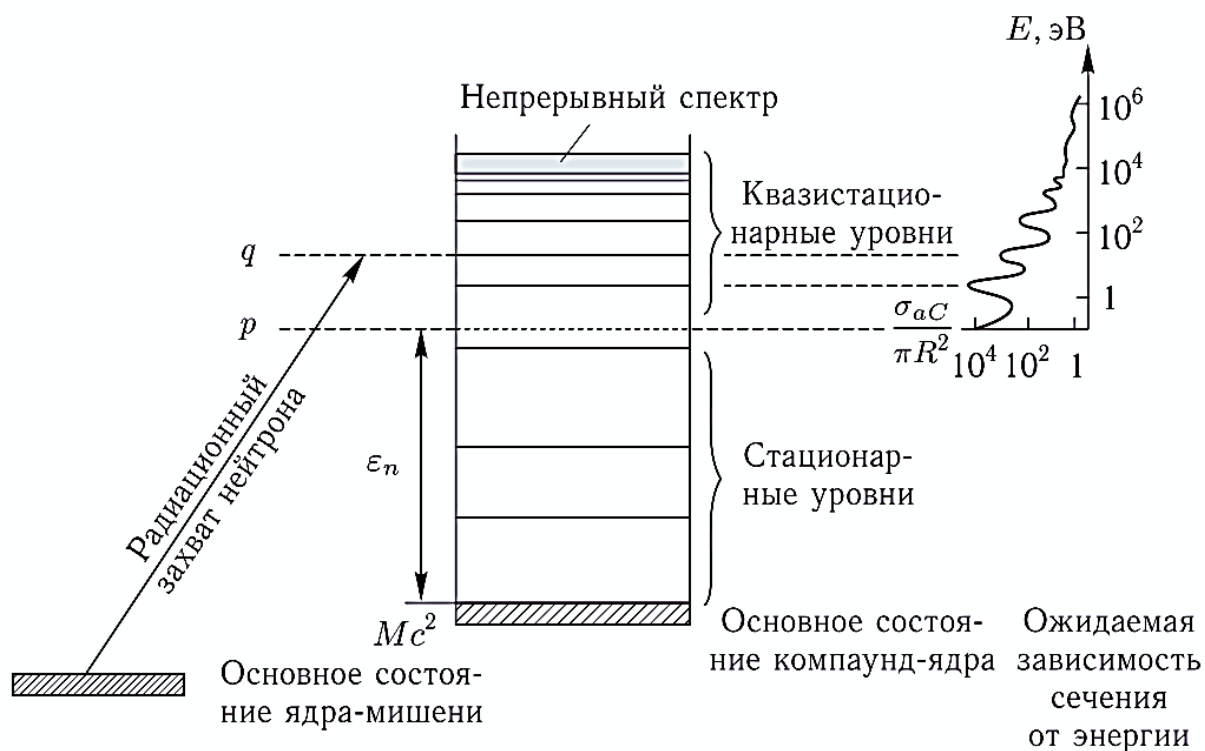


Рис. 3. Схема уровней составного ядра и характерный вид функции сечения образования составного ядра σ_{aC} , приведённое к поперечной площади ядра πR^2 [2].

Если же уровни расположены настолько густо, что расстояния между ними меньше их ширины, то уровни сливаются друг с другом. В этом случае реакция будет идти при любой энергии. Такие реакции называются нерезонансными. Для описания нерезонансных реакций применяется статистическая теория.

В квантовой механике получена формула для расчета эффективного сечения образования компаунд-ядра σ_{aC} с энергией возбуждения E в районе изолированного уровня — формула Брейта-Вигнера (вывод этой формулы можно найти, например, в работе [7]):

$$\sigma_{ac} = g(J) \cdot \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (28)$$

Энергия уровня E_r отсчитывается от энергии возбуждения составного ядра, равной энергии связи частицы a в этом ядре (на рис. 3 уровень отсчёта соответствует линии p ; в частности, для энергии уровня q имеем: $E_r = E_q - E_p = E_q - \varepsilon_n$). Коэффициент $g(J)$ — один из параметров резонанса, который называется статистическим множителем (статистическим весом, статистическим фактором), он учитывает тот факт, что моменты исходного ядра-мишени (J_A), компаунд-ядра (J_C) и частицы a (s_a, l) могут иметь различные ориентации относительно выделенной оси z :

$$g(J) = \frac{(2J_C + 1)}{(2J_A + 1)(2s_a + 1)(2l + 1)}. \quad (29)$$

В случае, когда взаимодействующая с ядром частица — это нейтрон ($a = n$): $s_a = 1/2$, а при низкой кинетической энергии ($T_n \leq 10^5$ эВ), момент относительного движения равен нулю, т.е. $l = 0$. В этом случае статистический множитель принимает вид:

$$g(J) = \frac{(2J_C + 1)}{2(2J_A + 1)} \quad (30)$$

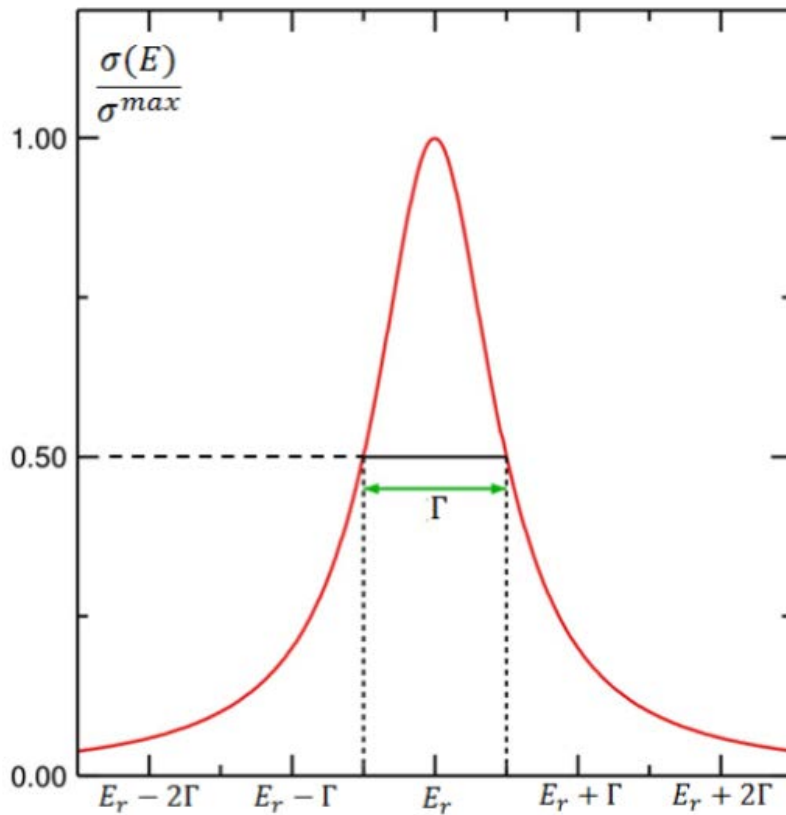


Рис. 4. Брейт-вигнеровская зависимость эффективного сечения от энергии [8].

Если известны характеристики уровней: энергия E_r , ширины Γ , Γ_n , и Γ_γ , а также спины исходного ядра и компаунд-ядра, то по формулам (27) и (28) можно вычислить эффективные сечения реакций (n,γ) , (n,n) как в резонансах, так и вблизи резонансов. Анализ формулы (27) после подстановки в неё (28) приводит к выводу, что между резонансами (а также при энергиях, меньших энергии первого резонансного уровня — уровня с минимальной энергией) энергетические зависимости сечений радиационного захвата $(n,\gamma) \sim 1/\sqrt{T_n}$ (так называемый «закон $1/v$ »).

Формула Брейта-Вигнера позволяет описать энергетическую зависимость нейтронных сечений только в окрестности резонанса; в межрезонансных областях применение этой формулы ведёт к погрешностям. Особенно велики эти погрешности могут быть при расчете энергетической зависимости сечения рассеяния. Как правило, погрешность расчета мала при определении энергетических зависимостей сечения в области резонанса по формуле Брейта-Вигнера для важнейших реакций — радиационного захвата и деления [9].

Прямые реакции

Прямые реакции — ядерные реакции, в которых налетающая частица и мишень находятся в зоне действия ядерных сил очень короткое время, порядка времени, нужного для нуклона, чтобы пролететь сквозь ядро-мишень, поэтому частица успевает провзаимодействовать лишь с небольшим числом нуклонов ядра-мишени и промежуточное ядро не образуется.

Прямые ядерные реакции существенны при больших энергиях налетающего нейтрона ($T_n > 5$ МэВ), однако могут играть заметную роль и при низких энергиях. Прямые процессы существенны в реакциях неупругого рассеяния (n,n') , перезарядки (n,p) . Прямыми являются реакции срыва и подхвата, например — (n,d) . Анализ данных, получаемых из экспериментов по реакциям срыва и подхвата, позволяет получить информацию о структуре атомного ядра: оценить спектроскопические силы и энергетическое положение ядерных подболочек.

Прямые процессы преобладают в тех случаях, когда ядру передается относительно небольшая энергия налетающей частицы. Так как импульс вперед налетающей частицы больше среднего импульса назад, приходящегося на участвующие во взаимодействии частицы ядра-мишени, то в прямых реакциях можно ожидать заметную асимметрию в угловых распределениях, например, вылета частиц преимущественно в переднюю полусферу в СЦМ. То обстоятельство, что частицы взаимодействуют не свободно, а в поле тяжелого кора ядра,

которому передают часть своего импульса, может несколько усложнить эту картину и в некоторых случаях привести к симметричному относительно 90° угловому распределению. Наличие асимметрии вперед-назад в угловых лучах рассматривать как достаточное, а не необходимое условие для протекания реакции через прямой механизм [10].

Прямые процессы при не слишком высокой энергии идут преимущественно на поверхности ядра. Поверхностный характер прямых реакций ведет к появлению дифракционной картины в угловых распределениях вылетающих частиц [10]. Вклады прямых процессов и процессов через составное ядро можно учитывать одновременно для конкретной ядерной реакции. Например, можно использовать оптическую модель для получения значений сечений упругого и неупругого рассеяния, а затем разбить эти сечения по вкладам через прямые процессы и составное ядро. Подобный подход даёт более полное описание реакций, нежели использование лишь одной модели, однако требует верно оценить величину вкладов различных приближений в описываемые ядерные процессы.

Особенности теоретического описания прямых реакций.

Наиболее просто представить модель прямых реакций можно следующим образом: налетающая на ядро частица взаимодействует с одним из валентных нуклонов, находящимся на некоторой высокой оболочке и слабо связанным с остальным ядром (кором) [11]. Тогда потенциал взаимодействия налетающего нуклона с ядром-мишенью примет следующий вид:

$$V = U_{SM} + V_{res} \quad (31)$$

где U_{SM} — объёмный ядерный потенциал, который может быть взят как, например, из оболочечной модели, так и из другого подхода, а V_{res} — потенциал взаимодействия налетающей частицы с валентным нуклоном. Тогда волновые функции начального и конечного состояний системы не будут значительно отличаться друг от друга, т. к. не будет происходить возбуждения кора. (В более сложном подходе возбуждения кора рассматриваются как коллективные.)

В случае, когда взаимодействия налетающей частицы с нуклоном не происходит (т. е. $V_{res} = 0$), она рассеивается упруго на потенциале U_{SM} (рис. 5а). Если взаимодействие с нуклоном было однократным, то в ядре сформировалось частично-дырочное состояние, на возбуждение которого была потрачена энергия налетающей частицы, т. е. произошло неупругое рассеяние (рис. 5б).

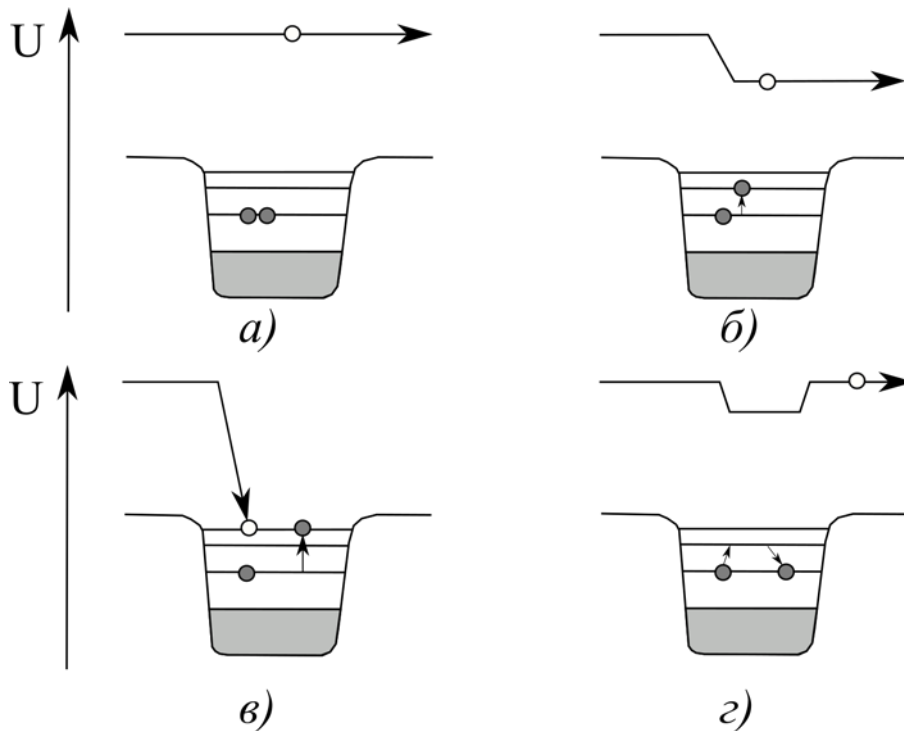


Рис 5. Возможные типы взаимодействия налетающего нуклона с ядром: упругое рассеяние (а), неупругое рассеяние (б), захват (в), упругое рассеяние, происходящие с промежуточным возбуждением ядра (г).

Как расширения этой простой модели можно рассмотреть два следующих случая: захват нуклона (рис. 5в) и упругое рассеяние, происходящее с образованием промежуточного возбужденного состояния ядра (рис. 5г). В первом случае произойдет формирование частично-дырочного возбуждения, которое станет начальным в длинном ряду возможных состояний в ходе предравновесного, либо компаунд-процесса, а во-втором случае энергия, потраченная на возбуждение ядра, возвратится обратно налетающей частице и экспериментально этот процесс не будет отличим от упругого рассеяния.

Таким образом, для полного описания процесса взаимодействия нуклона с ядром в рамках подхода прямых реакций необходимо решить уравнение, учитывающее большое количество возможных путей реакции и способов возбуждения ядра.

Борновское приближение искаженных волн (DWBA)

Исторически первым и наиболее простым подходом для описания прямых реакций стало борновское приближение. При использовании этого способа реакцию можно рассмотреть, как переход из состояния свободного движения частиц A и a с импульсами \vec{p}_A и \vec{p}_a в некоторое конечное состояние со свободным движением частиц B и b с

импульсами \vec{p}_B и \vec{p}_b . Свободно движущиеся частицы представляют из себя плоские волны

$$\psi_i(\vec{r}_i, \vec{k}_i) = \exp(i\vec{r}_i \vec{k}_i) \varphi_i, \quad (32)$$

где \vec{r}_i — радиус-вектор частицы, \vec{k}_i — её волновой вектор, а φ_i — «внутренняя» волновая функция частицы. Тогда амплитуда вероятности реакции $A(a,b)B$ в первом борновском приближении будет определяться как

$$T_{BA} = \int e^{-i\vec{k}_b \vec{r}_b} \langle \varphi_B \varphi_b | V | \varphi_A \varphi_a \rangle e^{i\vec{k}_b \vec{r}_a} d\vec{r}_a d\vec{r}_b. \quad (33)$$

В основе приближения искаженных волн лежит предположение о том, что упругое рассеяние и поглощение являются доминирующими процессами в ядерной реакции, а вклады каждого из отдельных каналов невелики, а сами эти каналы слабо связаны между собой. Тогда рассеяние и поглощение можно описать с помощью оптической модели, а остальные каналы — с помощью теории возмущений. В этом случае волновые функции $e^{i\vec{k}_i \vec{r}_i}$ соответствующие плоским волнам, заменяются на $\chi_i = (e^{i\vec{k}_i \vec{r}_i} + \kappa_i^{OM})$, где κ_i^{OM} — искажающая добавка, и выражение для амплитуды перехода будет следующим:

$$T_{BA} = \int \hat{\chi}_b \langle \varphi_B \varphi_b | V | \varphi_A \varphi_a \rangle \chi_a d\vec{r}_a d\vec{r}_b \quad (34)$$

Параметры оптических потенциалов, используемых в DWBA, обычно подбираются для обеспечения наилучшего описания упругого рассеяния. Высокая чувствительность модели к значениям орбитальных моментов позволяет определять параметры отдельных ядерных состояний в реакциях срыва и подхвата [11].

Метод связанных каналов

При описании неупругого рассеяния в рамках подхода DWBA необходимо проявлять особую осторожность по сравнению с расчётом захвата или упругого рассеяния, так как иногда сечения неупругого рассеяния оказываются слишком большими, что нарушает базовое для DWBA предположение о том, что упругое рассеяние и поглощение являются доминирующими процессами, поэтому DWBA в этом случае неприменимо.

Одним из возможных решений этой проблемы является использование второго или более высоких приближений Борна. Выполнение таких вычислений — довольно сложная задача, поэтому чаще всего используют другой вариант — приближение связанных каналов [12].

Под каналами здесь подразумевается состояние системы частица-ядро, в котором взаимодействие ядра с частицами пренебрежимо мало из-за большого расстояния между частями системы. В случае упругого

канала ядро-мишень A в системе $a + A$ остаётся в основном состоянии: $a + A \rightarrow A + a$, в случае неупругого канала ядро A переходит в возбуждённое состояние: $a + A \rightarrow A^* + a'$. На близком расстоянии, там, где действует оператор взаимодействия частицы с мишенью V , различные каналы оказываются связанными между собой, и невозможно сказать, в каком из них находится система. Вариант теории столкновений, в котором, без каких-либо приближений, строго учитывается связь между ограниченным числом каналов, а влияние всех прочих каналов просто отбрасывается, называется методом сильной связи каналов или методом связанных каналов.

Для обсуждения уравнений метода связанных каналов рассмотрим неупругое рассеяние нейтрона. Начальный канал $n + A$, в котором нейтрон налетает на ядро в основном состоянии, будем называть каналом №1. Гамильтониан этого канала имеет вид $H_1 = T_n + H_A$, а гамильтониан системы нейтрон-ядро задаётся как $H = H_1 + V$, где T_n является оператором кинетической энергии налетающей частицы, а гамильтониан H_A содержит все кинетические энергии и энергии взаимодействия частиц внутри мишени. Воспользовавшись уравнением Липпмана-Швингера (подробнее см. в работе [13]), можно получить выражение для асимптотического вида стационарных волновых функций при удалении нейтрона после взаимодействия на бесконечность:

$$\psi(\vec{r}, \vec{r}_A) \rightarrow e^{ikr} \phi_1(\vec{r}_A) + \sum_{\alpha} f(k, k_{\alpha}) \frac{e^{ik_{\alpha}r}}{r} \phi_{\alpha}(\vec{r}_A), \quad (35)$$

где \vec{r}_A — совокупность координат частиц, составляющих мишень, ϕ_{α} — собственная функция гамильтониана мишени, соответствующая энергии E_{α} . В формуле (35) первое слагаемое соответствует падающей волне в канале №1, дискретные члены суммы отвечают улетающему нейтрону, оставляющему мишень в одном из связанных состояний $\phi_1 \dots, \phi_n$. В более общем случае в формуле (35) могло присутствовать дополнительное слагаемое, соответствующее непрерывному спектру состояний мишени, которые приводят к её разрушению.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния через канал α записывается в виде:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{\alpha} = \frac{k_{\alpha}}{k} |f(k, k_{\alpha})|^2. \quad (36)$$

Теперь разложим не просто асимптотическое приближение, как было сделано в формуле (35), а саму функцию $\psi(\vec{r}, \vec{r}_A)$ по собственным функциям гамильтониана мишени ϕ_{α} с коэффициентами разложения $\eta_{\alpha}(\vec{r})$, которые также называются канальными функциями:

$$\psi(\vec{r}, \vec{r}_A) = \sum_{\alpha} \eta_{\alpha}(\vec{r}) \phi_{\alpha}(\vec{r}_A). \quad (37)$$

Если подставить это разложение в уравнение Шрёдингера, используя свойства собственных функций мишени ϕ_{α} , можно получить непрерывную систему связанных уравнений:

$$\frac{-\nabla^2}{2m} \eta_{\alpha}(\vec{r}) + \sum_{\alpha'} \bar{V}_{\alpha\alpha'}(\vec{r}) \eta_{\alpha'}(\vec{r}) = (E - E_{\alpha}) \eta_{\alpha}(\vec{r}), \quad (38)$$

где $\bar{V}_{\alpha\alpha'}(\vec{r})$ — матрица потенциалов, которая задаётся равенством

$$\bar{V}_{\alpha\alpha'}(\vec{r}) = \int d\vec{r}_A \phi_{\alpha}^*(\vec{r}_A) V(\vec{r}, \vec{r}_A) \phi_{\alpha'}(\vec{r}_A) \quad (39)$$

При использовании метода связанных каналов из системы (38) остаётся лишь небольшое число N уравнений, соответствующие выбранным каналам, когда как остальные считаются несущественными и отбрасываются. Например, для приближения $N = 2$ можно записать в матричном виде:

$$\frac{-\nabla^2}{2m} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{V}_{11} & \bar{V}_{12} \\ \bar{V}_{21} & \bar{V}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (E - E_1) & 0 \\ 0 & (E - E_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}. \quad (40)$$

Используя такое упрощение, при котором мы пренебрегаем всеми каналами, кроме небольшого числа наиболее важных, мы можем получить надежные результаты для описания рассеяния в этих каналах. Например, для случая, когда ядро имеет единственное низко лежащее коллективное состояние (такое, как состояние 2_1^+ в ядрах ^{12}C или ^{24}Mg). Это означает, что рассеяние нейтронов на таких ядрах можно рассматривать в приближении двух состояний, включая только основное состояние и указанное одно коллективное состояние. Однако эти N уравнений являются только приближением, потому что они не допускают никакой возможности перехода частиц в те каналы, которые игнорируются.

Чтобы учесть влияние отброшенных каналов, можно воспользоваться оптическим потенциалом. Упомянутый здесь ранее оптический потенциал, задаваемый уравнением (2), позволяет определять сечение упругого рассеяния, он не дает никакой информации ни об одном из неупругих процессов, кроме информации о полном сечении, получаемой посредством оптической теоремы. Однако метод оптического потенциала можно обобщить так, чтобы получить возможность исследовать какое угодно выбранное конечное множество каналов. При любом данном выборе N каналов можно определить оптический потенциал V_{opt} , такой, что N волновых функций $\eta_{\alpha}(\vec{r})$ точно удовлетворяют N связанным уравнениям, заданных формулой (38), с матрицей потенциалов, определяемой величиной V_{opt} . При $N > 1$ потенциал V_{opt} иногда называется обобщённым оптическим потенциалом.

Для расчётов с использованием метода связанных каналов можно применять модифицированный деформированный оптический потенциал:

$$V(r, \theta, \varphi) = -(V_V + iW_V)f_{VS}(r, R_V, a_V) + i4a_D W_D \frac{d}{dr} f_{VS}(r, R_D, a_D) + \\ + V_{SO} (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \lambda_\pi^2 \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} f_{VS}(r, R_{SO}, a_{SO}), \quad (41)$$

в котором радиусы R_i теперь оказываются зависимыми от θ и φ как

$$R_i = R_{i0} (1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)) \quad (42)$$

в случае вибрационных возбуждений, и как

$$R_i = R_{i0} (1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta, \varphi)) \quad (43)$$

в случае вращательных. В этих формулах $R_{i0} = r_{i0} A^{1/3}$, а λ_π — комптоновская длина волны пиона.

Прямая подстановка выражений (42) и (43) в выражение для потенциала существенно его усложняет, поэтому имеет смысл предположить, что $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ в случае колебательных возбуждений, и $\sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta, \varphi)$ в случае вращательных возбуждений является малой величиной, и разложить полученный потенциал в ряд Тейлора, ограничившись членами второго порядка малости. В этом случае модифицированный оптический потенциал представляется в виде

$$V = V_{OM} + V_{coupl} \quad (44)$$

где V_{OM} — обычный оптический потенциал, не зависящий от θ и φ , и состоящий из членов нулевого порядка малости, получаемых в разложении потенциала (41), а члены первого и второго порядка малости содержатся в добавке V_{coupl} , который включает в себя суммы $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ или $\sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta, \varphi)$, реализующие связь каналов друг с другом.

Обсуждаемое приближение становится некорректным при сильных ($\beta_2 > 0.3$) деформациях, поэтому для вращательных возбуждений лучшим подходом будет разложение в ряд многочленов Лежандра, которое, к сожалению, будет слишком сложной процедурой в случае колебательных возбуждений.

У метода связанных каналов есть большое преимущество по сравнению с DWBA. Во многих ядрах есть низколежащие состояния, которые имеют коллективную природу, но неупругие сечения для них не обязательно очень велики. Это, например, многофононные состояния в колебательных спектрах или высоковозбужденные вращательные состояния, которые не могут быть получены в одноэтапном процессе. Описание таких множественных процессов с помощью теории возмущений требует использования приближений более высокого

порядка. В то же время в подходе связанных каналов такие процессы можно описывать путём увеличения количества связанных каналов.

Таким образом, расчёт связанных каналов требуется производить только тогда, когда существует сильная связь между каналами реакции, идущими через возбуждённые и основное состояния ядра, то есть, только тогда, когда низколежащие состояния мишени ядра имеют коллективную природу. Такие коллективные движения могут быть довольно хорошо описаны с использованием (постоянных или колебательных) деформаций формы ядра. С этой точки зрения описание потенциалов связи между каналами может быть сделано сравнительно простым и довольно однозначным способом.

Литература

1. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. *Ядерная физика*. Москва, Наука, 1980.
2. О.А. Барсуков. *Основы физики атомного ядра. Ядерные технологии*. Москва, Физматлит, 2011.
3. Н. Feshbach, et al. // *Phys. Rev.* 96 (1954) 448.
4. R.L. Varner, W.J. Thompson, T.L. McCabe, E.J. Ludwig and T.V. Clegg // *Phys. Rep.*, 201 (1991) 57.
5. С. Сунакава. *Квантовая теория рассеяния*. Москва, Мир, 1979.
6. W.H. Dickhoff, R.J. Charity. // *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 105 (2019) 252.
7. И.М. Капитонов. *Введение в физику ядра и частиц*. Москва, ЛЕНАНД, 2017 — 544 с.
8. И.М. Капитонов. *Ядерная резонансная флуоресценция*. Москва, МГУ, 2018.
9. Ю.В. Стогов. *Основы нейтронной физики*. Москва, МИФИ, 2008.
10. Б.С. Ишханов, Э.И. Кэбин. *Ядерные реакции*. Москва, МГУ, 2001.
11. G.R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. New York, 1983.
12. Т. Tamura // *Rev. Mod. Phys.*, 37 (1965) 679.
13. Д. Тейлор. *Теория рассеяния: Квантовая теория нерелятивистских столкновений*. Москва, Мир, 1975 — 444 с.
14. А.С. Давыдов. *Квантовая механика*. Москва, Наука, 1973 — 704 с.

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

Т. Третьякова

Спектр нейтронов делится на группы, и для каждой группы характерен определенный механизм взаимодействия нейтронов с веществом. Например, в случае тепловых нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой, длина волны соизмерима с расстояниями между ядрами вещества, и рассеяние нейтронов носит резонансный характер при энергиях, удовлетворяющих условию Брегга-Вульфа. При дальнейшем увеличении длины волны нейтронов условие Брегга-Вульфа нарушается: нейтрон становится таким «большим», что не «чувствует» атомную структуру вещества. Взаимодействие нейтронов с веществом в данной области описывается средним эффективным потенциалом, зависящего от концентрации ядер и их свойств, при этом наблюдается резкое уменьшение сечения взаимодействия нейтронов с веществом и вероятность их прохождения через кристаллы возрастает. Данная область спектра нейтронов носит название “холодных”. Когда же энергия нейтронов становится меньше величины эффективного потенциала, нейтроны не могут проникнуть внутрь вещества и полностью отражаются от границы. Именно такие нейтроны и называются ультрахолодными (УХН).

Хотя зачастую идея удержания нейтронов в бутылке приписывается Энрико Ферми, он, обсуждая диффузию нейтронов в веществе и сравнивая нейтроны в веществе с химическим раствором, утверждал: «... в то время как обычные растворы можно хранить в сосуде, к сожалению, не существует сосудов способных удерживать нейтроны». Первой опубликованной работой, в которой было указано на возможность хранения медленных нейтронов и сделаны оценки по времени удержания и плотности накапливаемых нейтронов, стала статья Я.Б. Зельдовича в ЖЭТФ в 1959 году [1]. Он также указал и на основную трудность — получить достаточное количество таких нейтронов.

Потенциал взаимодействия медленных нейтронов с веществом можно описать суммой трёх слагаемых:

$$U_{eff} = \frac{2\pi \cdot \hbar^2}{m} Nb \pm \mu \vec{B} + mgH$$

Здесь m – масса нейтрона, N – плотность ядер, b – амплитуда когерентного рассеяния, μ – магнитный момент нейтрона, B – магнитное поле [2]. Источником первого вклада является сильное взаимодействие, второго – электромагнитное. Для ультрахолодных нейтронов следует

также учесть гравитационное взаимодействие, которое становится важным при рассмотрении движения нейтрона в поле тяжести Земли [3]. Для УХН уравниваются по порядку величины силы всех фундаментальных взаимодействий. Ядерный потенциал многих веществ находится на уровне 10^{-7} эВ. Такую же энергию будет иметь нейтрон на высоте 1 м в гравитационном поле Земли. Энергия взаимодействия нейтрона с магнитным полем составит 10^{-7} эВ при магнитной индукции поля 1 Тесла. Таким образом, именно малая кинетическая энергия УХН отделяет их от остальных групп нейтронов, поскольку дает возможность удерживать нейтроны как в вещественных, так и в магнитных ловушках.

Свойства УХН

Кинетическая энергия УХН имеет величину порядка 10^{-7} эВ, соответственно их скорость не превышает 5 м/с, или 20 км/ч. Длина волны де Бройля таких нейтронов более 500 ангстрем или 50 нанометров. Благодаря этому УХН взаимодействуют с веществом когерентным образом и отражаются от вещества с очень высокой вероятностью $\sim 99,9\%$. Этот эффект позволяет удерживать нейтроны в материальных ловушках и транспортировать по нейтроноводам, подобно газу при исключительно низком давлении. Эффективная температура газа таких нейтронов 10^{-3} К. Благодаря высокому коэффициенту отражения УХН может совершить несколько тысяч соударений (по теоретическим оценкам до 10^6), прежде чем быть потерянным (поглощенным или неупруго рассеянным) на стенках ловушки. При длине пробега между стенками ~ 10 см общая длина пути ультрахолодного нейтрона может составлять несколько сотен метров. Удержание нейтронов возможно также и в магнитной ловушке сложной мультипольной формы, за счет взаимодействия магнитного момента нейтрона с магнитным полем. В такой ловушке будут удерживаться нейтроны только одной поляризации. Потенциал на стенке такой магнитной бутылки тоже составляет приблизительно 10^{-7} эВ.

Поскольку УХН не взаимодействуют с веществом, то детектирование таких нейтронов требует их ускорения. Наиболее часто для этого используют гравитационное поле Земли: нейтроны из ловушки попадают в нейтроновод, ведущий вниз к детектору, ускоряясь под действием силы тяжести, и проникают в детектор через тонкую фольгу с низкой граничной энергией (обычно фольга из алюминия). Вторым вариантом детектирования использует упругое рассеяние нейтронов на водороде. На границе нейтроновода ставится материал с высоким

содержанием водорода, например полиэтилен, при взаимодействии с которым нейтроны становятся тепловыми и вылетают через стенки, попадая в детекторы тепловых нейтронов, окружающие нейтроновод.

Получение УХН

Медленные нейтроны получают при помощи замедлителей, устанавливаемых у источников нейтронов, или используют замедление нейтронов гравитационным полем Земли в вертикальном нейтроновоме. Спектр нейтронов на выходе из замедлителя представлен на рис. 1 и имеет максвелловское распределение.

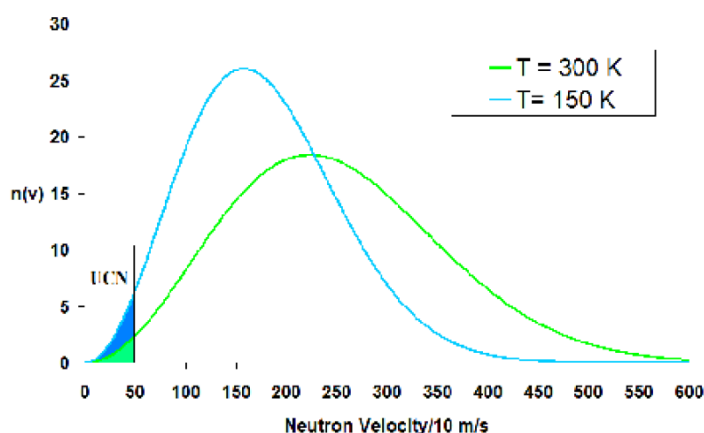


Рис. 1. Доля УХН нейтронов в максвелловском спектре.

Для получения УХН используется начальный участок спектра:

$$\Phi_{UCN} = \frac{1}{8} \Phi_0 \left(\frac{v_{lim}}{v_{th}} \right)^4 \frac{\sigma_{ie}^-}{\sigma_a + \sigma_{ie}^+},$$

относительная доля которого в спектре нейтронов реактора составляет всего $\sim 10^{-12}$. Здесь Φ_{UCN} — плотность потока УХН, Φ_0 — плотность потока тепловых нейтронов, $v_{th} = 2200$ м/с — скорость тепловых нейтронов, v_{lim} — граничная скорость в спектре УХН, σ_{ie}^\mp — неупругие сечения замедления и ускорения нейтрона, σ_a — сечение захвата нейтрона. Охлаждая замедлитель можно увеличить долю УХН в спектре. Поток УХН пропорционален глубине выхода их из замедлителя, которая обратно пропорциональна сечению нагрева и захвата. Соответственно наилучшие замедлители — это вещества, имеющие большое сечение неупругого рассеяния и малый захват.

Впервые использовать УХН для физических измерений предложил в 1968 году Ф.Л. Шапиро. Год спустя группа сотрудников ЛНФ под его руководством впервые в мире зарегистрировала УХН на импульсном реакторе ИБР в Дубне со средней мощностью 1 кВт.

Плотность потока УХН в этом эксперименте составляла $5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$, а скорость счёта – только 1 нейтрон в 100 сек. В настоящее время максимальная плотность потока УХН достигнута на высокопоточном стационарном реакторе института ILL (Гренобль, Франция).

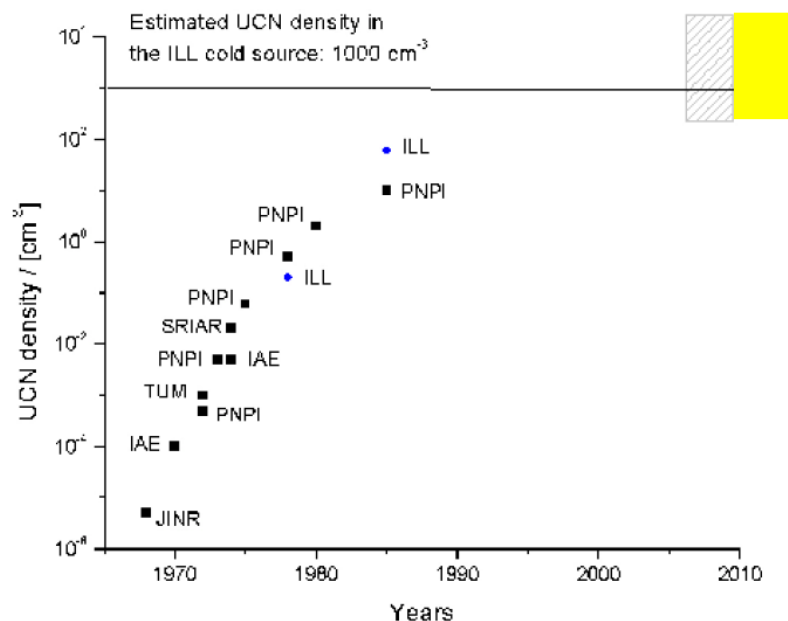


Рис. 2. Прогресс в развитии источников УХН.

На рис. 2 показана диаграмма роста плотности УХН за прошедшие годы. Выделенный прямоугольник относится к проектным параметрам новых источников, в том числе на реакторе ВВР-М ПИЯФ (Гатчина) на основе сверхтекучего гелия. К сожалению, после 90-х годов прогресс в увеличении плотности УХН практически остановился в связи с тем, что освоены прямые и достаточно эффективные методы – использование максимальных нейтронных потоков в реакторах при температуре 15–20 К. Для дальнейшего прогресса необходимы альтернативные методы получения УХН. Подробнее свойства УХН и методы их получения рассмотрены в обзорах [4, 5].

Измерение времени жизни нейтрона

Задача прецизионного измерения времени жизни нейтрона имеет большое значение для физики элементарных частиц и космологии. Распад свободного нейтрона на протон, электрон и антинейтрино происходит в результате слабого взаимодействия с превращением *d*-кварка в *u*-кварк. При этом выделяется энергия 782 кэВ. В Стандартной модели элементарных частиц смешивание кварков описывается матрицей Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ), которая должна быть

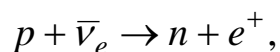
унитарной. Величины индивидуальных матричных элементов определяются из слабых распадов элементарных частиц. Вероятность распада нейтрона определяется матричным элементом V_{ud} [6]:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{V_{ud}^2 G_F^2}{2\pi^3} m_e^5 (1 + 3g_A^2) (1 + RC) f^R,$$

где $G_F = 1.1663787(6) \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻² – константа Ферми, $g_A = G_A/G_V$ – отношение аксиально-векторной и векторной констант слабого взаимодействия, RC обозначает вклад радиационных поправок, величина которого составляет порядка 10^{-2} , f^R – фактор фазового пространства. Точное значение V_{ud} играет большую роль для проверки унитарности СКМ матрицы. При этом необходимо измерять с высокой точностью и время жизни нейтрона τ_n , и асимметрию β -распада, зависящую от g_A . В настоящее время точность расчетов V_{ud} с учетом радиационных поправок составляет около 0,05%, соответственно столь же высокая точность требуется от экспериментальных измерений времени жизни нейтрона.

Знание точного значения времени жизни нейтрона также имеет большое значение в построении космологических моделей, т.к. определяет процессы нуклеосинтеза на ранних этапах формирования Вселенной. Одним из параметров, на которые опирается расчет концентрации ⁴He в молодой Вселенной, является скорость бета-распада нейтрона. При расширении Вселенной и охлаждении фотонов ниже мегаэлектронвольт нарушается термодинамическое равновесие между протонами и нейтронами, прекращаются реакции фоторасщепления дейтрона и начинается накопление гелия.

Исследования в физике нейтрино также весьма чувствительны к точности значения τ_n . При регистрации нейтрино, например в исследованиях осцилляций нейтрино, используется реакция обратного бета распада:



сечение которой обратно пропорционально времени жизни нейтрона. Соответственно, все оценки на пределы параметров осцилляций нейтрино напрямую зависят от τ_n и точности его измерения.

Первые эксперименты по определению времени жизни нейтрона были осуществлены в 50-е годы XX века, и на протяжении более чем 30 лет точность последующих экспериментов так и сохранялась на уровне нескольких процентов. Причиной тому чрезвычайная сложность единственного на тот момент пучкового метода определения вероятности распада нейтрона. В этих экспериментах измеряется

скорость распада нейтрона внутри выделенной области нейтронного пучка. Время жизни нейтрона определяется из уравнения:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_n},$$

где N – число нейтронов, dN/dt – скорость появления продуктов распада в распадной области. При этом требуются абсолютные измерения обоих значений, и N , и dN/dt .

Начиная с 80-х годов, в арсенале экспериментаторов появилась методика, основанная на хранении УХН. Эти эксперименты основаны уже на решении уравнения радиоактивного распада:

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right),$$

где $N(t)$ и $N(0)$ – число нейтронов, находящихся в ловушке в момент времени t и в момент $t = 0$. Если нейтроны хранятся в материальной ловушке, то необходимо добавить поправку на потери нейтронов при взаимодействии со стенками ловушки:

$$N(t) = N(0) \exp\left(-t \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{loss}} \right)\right) \Rightarrow$$

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{\ln(N(0)/N(t))}{t} - \frac{1}{\tau_{loss}}$$

Величину вероятности потерь нейтронов $1/\tau_{loss}$ можно определить методом экстраполяции путем проведения нескольких измерений с нейтронами разных энергий или в ловушках разной геометрии. Данный метод имеет важное преимущество перед пучковой методикой: относительный характер измерения числа нейтронов, что позволяет избежать целого ряда систематических погрешностей.

Подробное описание меток экспериментов и обсуждение их результатов приведено в обзорах [4, 7, 8]. На рис. 3 показано, как менялась точность измерений с течением времени. Существенный прогресс обозначился с 70-х годов, когда началось соревнование пучковых и хранительных методов. К 2004 году все наиболее точные результаты достаточно хорошо согласовывались друг с другом и по данным Particle Data Group средневзвешенное значение составляло $885,7 \pm 0,8$ сек. Однако в 2004 году группа из Гатчины на установке Ковш получила новое значение, отличающееся на 5 ошибок от среднемирового.

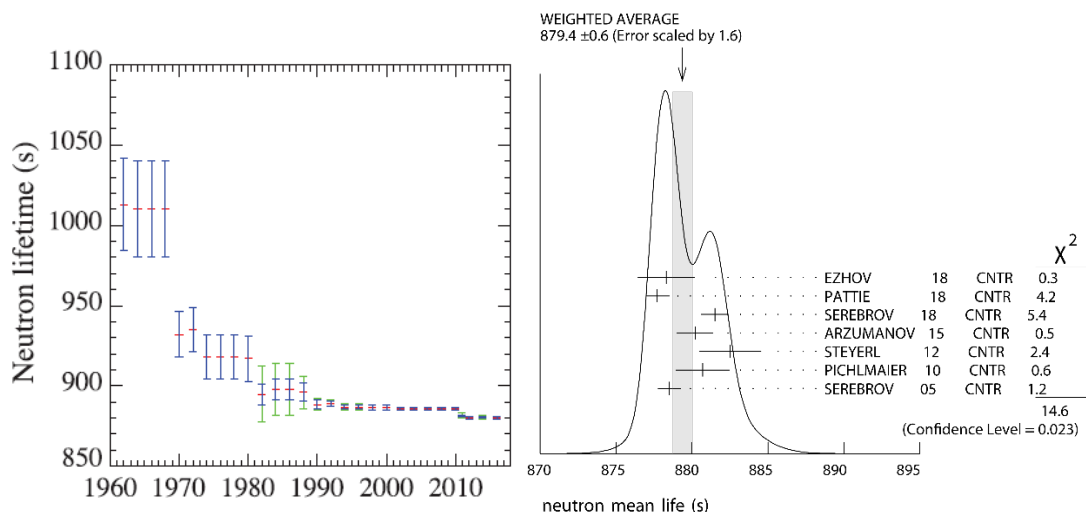


Рис. 3. Динамика увеличения точности экспериментальных значений времени жизни нейтрона (слева) и средневзвешенное по последним наиболее точным экспериментальным данным значение на 2020 год [9].

Новый результат был встречен скептически, однако затем другая группа из Гатчины получила аналогичный результат в магнитной ловушке. Затем последовал ряд новых экспериментальных данных от групп, работающих с УХН, и в 2013 году PDG сдвинуло среднемировое значение сразу на несколько ошибок. При этом группа, измеряющая время жизни нейтрона пучковым методом, пересмотрела свои данные и уменьшила значение погрешности. Но при этом само значение τ_n увеличилось. В результате на основании данных экспериментов с УХН на настоящий момент PDG для времени жизни нейтрона установлено значение $\tau_n = 879,4 \pm 0,6$ с [9]. Наиболее точное значение, полученное пучковым методом, составляет $\tau_n = 887,7 \pm 1,2 \pm 1,9$ сек, что отличается от данных УХН почти на 3 ошибки. Тем самым на повестке дня остается вопрос повышения точности эксперимента.

Электрический дипольный момент нейтрона

Еще одной фундаментальной характеристикой нейтрона, в экспериментальном определении которой достигнут существенный прогресс благодаря использованию УХН, является электрический дипольный момент нейтрона (ЭДМ). Интерес к данной характеристике обусловлен тем, что наличие ЭДМ нарушает как пространственную, так и временную четность. На сегодняшний день Стандартная Модель предсказывает ЭДМ нейтрона на уровне, недостижимом для экспериментаторов в обозримом будущем: 10^{-32} , однако вопрос о ненулевом значении ЭДМ остаётся хорошим способом проверки теорий, выходящих за рамки Стандартной модели.

Основой экспериментального метода определения ЭДМ является

явление резонансной переориентации спинов нейтронов в магнитном поле. Определяется изменение резонансной ларморовской частоты нейтрона, движущегося в магнитном и электрическом полях, при инверсии напряженности электрического поля. Достижимая точность в таком эксперименте зависит от напряженности магнитного поля, количества нейтронов и времени нахождения нейтрона в области действия полей. Именно благодаря свойству УХН находится долгое время в ловушке использование ультрахолодных нейтронов предпочтительней по сравнению с пучковым экспериментом, несмотря на меньшую статистику и меньшие напряженности электрического поля. Последнее наиболее точное значение получено в PSI (Швейцария) и составляет $d = (0,0 \pm 1,1 \pm 0,2) \times 10^{-26} e \text{ см}$ [9].

Квантовые уровни в гравитационном поле

Поскольку гравитационное взаимодействие существенно слабее электромагнитного или ядерных сил, то наблюдение соответствующих квантовых состояний является существенно более сложной задачей, чем изучение квантовых состояний электронов в атомной оболочке или состояний нуклонов в атомном ядре. Однако нейтрон, благодаря большому времени жизни, малой массе и электрической нейтральности, является уникальным объектом для наблюдения квантовых состояний в гравитационном поле. Для изучения данного эффекта можно использовать отражение УХН от горизонтального зеркала. В классическом описании величина отскока h зависит от вертикальной компоненты скорости нейтрона v_T , перпендикулярной поверхности зеркала:

$$h = \frac{v_T^2}{2g}.$$

Поскольку с квантовомеханической точки зрения h не может быть меньше длины волны λ , то соотношение

$$\frac{v_T^2}{2g} \geq \frac{2\pi\hbar}{mv_T}$$

приводит к оценке минимальной скорости нейтрона $v_T(\min) \approx 2 \text{ см/сек}$, при этом энергия первого уровня в гравитационном поле составит $E_1 \approx 1,4 \cdot 10^{-12} \text{ эВ}$ [10]. Это означает, что эффекты квантования можно изучать на измеримых высотах $h \sim 10 \text{ мкм}$ (см. рис. 4).

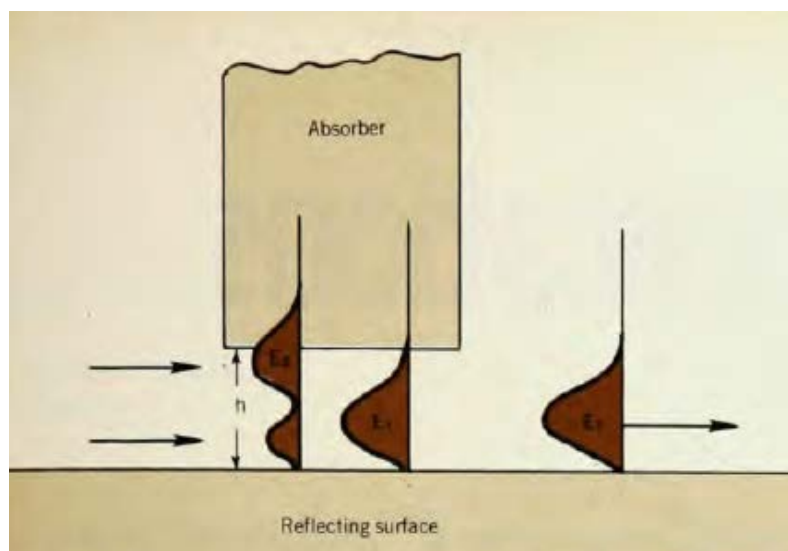


Рис. 4. Схема проточного эксперимента [10]. Высота между зеркалом и поглотителем h около 20 мкм и может быть изменена и точно измерена. Важно, что зазор преодолеть только нейтроны с энергией поперечного движения $E_1 \approx 1,4 \cdot 10^{-12}$ эВ (первый стационарный уровень). Длина волны второго состояния E_2 ($\approx 2,45 \cdot 10^{-12}$ эВ) примерно на 10 мкм больше.

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 4. Впервые гравитационные квантовые состояния нейтронов были обнаружены в 2002 году в Институте Лауэ-Ланжевена (Гренобль) [11]. В эксперименте из пучка УХН со скоростями около 10 м/с при помощи поглотителя выделялись нейтроны с поперечной скоростью ~ 2 см/с, при этом в зависимости от высоты поглотителя над зеркалом измерялась скорость счёта детектора нейтронов.

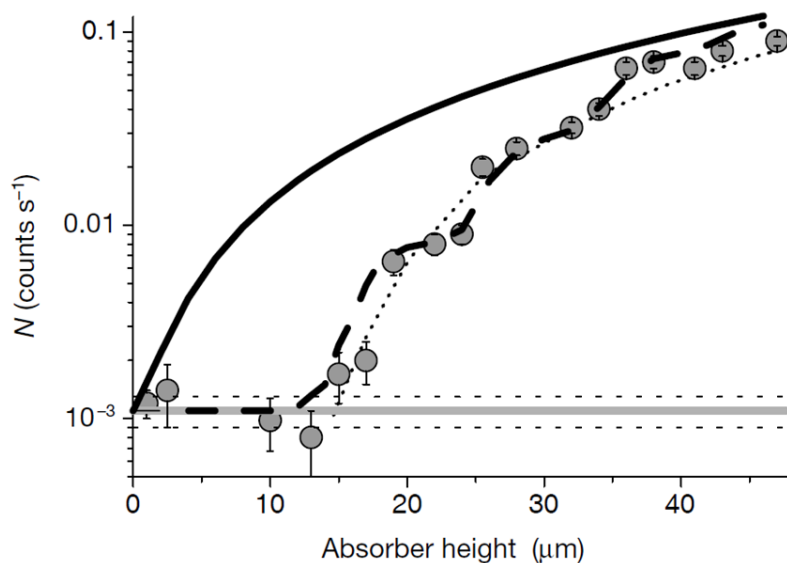


Рис. 5. Зависимость потока УХН от высоты поглотителя. Точки – экспериментальные значения, сплошная кривая – классическое описание, пунктирная линия – квантовомеханическая оценка.

На рис. 5 представлены полученные экспериментальные результаты в сравнении с теоретическими предсказаниями и классическим описанием. Видно, что пока зазор не превышает 10 мкм, соответствующим первому нижнему уровню, нейтроны через него не проходят. Подробное описание методики данного эксперимента представлено в обзоре [3].

Дальнейшее усовершенствование спектрометра позволило провести наблюдения и детектировать переходы между энергетическими уровнями нейтронов в гравитационном поле [12]. Принципиальная схема эксперимента сохранялась прежней, но помимо фиксации зазора была также предусмотрена возможность совершения вертикальных колебательных перемещений зеркала. Амплитуда колебаний подбиралась таким образом, чтобы наиболее вероятным состоянием нейтронов оставался первый уровень, на который настроена детектирующая система.

Чтобы индуцировать переход, частота колебаний зеркала должна быть пропорциональна разности энергий третьего и первого уровней. В этом случае будет наблюдаться резонанс — перемещение нейтронов с первого уровня на третий. Детектор, соответственно, должен зафиксировать уменьшение количества УХН (рис. 6).

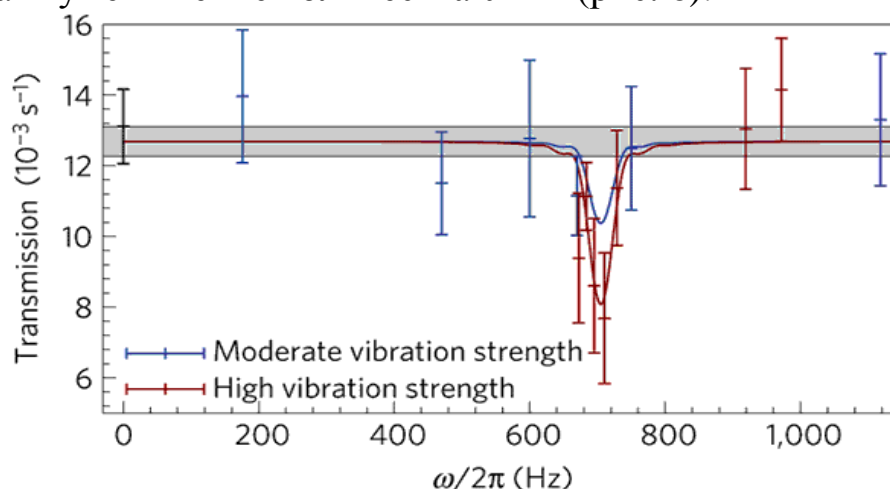


Рис. 6. Зависимость коэффициента прохождения УХН от частоты колебаний гладкого зеркала. При 705 ± 6 Гц наблюдается резонанс, означающий переход с первого квантового уровня на третий. Сплошные линии соответствуют теоретическим расчетам. Кривые и линии отвечают умеренным (ускорение a , с которым колеблется зеркало меняется в пределах $1,5 < a < 4,0$ м/с²) и сильным ($4,9 < a < 7,7$ м/с²) осцилляциям [12].

Важно отметить, что в данном эксперименте, в отличие от других квантовых систем (например, того же атома), переходы между уровнями индуцируются простыми механическими колебаниями.

Точное определение положение уровней или расстояния между уровнями может быть прекрасным инструментом для изучения так называемой «новой физики». Существуют теории, согласно которым предполагается наличие дополнительного слагаемого в законе всемирного тяготения, учитывающего появление «новой физики» в гравитационном взаимодействии на коротких (1 нм — 10 мкм) расстояниях. Если такая короткодействующая поправка существует, то уровни энергии нейтрона должны быть сдвинуты, а соответствующие им волновые функции искажены. Поэтому очень точные эксперименты по наблюдению квантования уровней энергий наряду с повышением точности спектроскопического метода могли бы проверить справедливость данной гипотезы.

Аномальные потери нейтронов

Существенная проблема при исследовании УХН связана с вопросом хранения нейтронов в замкнутых ловушках и состоит в том, что потери нейтронов при столкновении со стенками значительно превышают теоретические оценки для веществ с малым сечением захвата. Экспериментальное изучение этого эффекта показало, что дополнительные потери связаны с присутствием водорода на поверхности ловушки, однако всей величины потерь таким образом описать нельзя. Подробный анализ проблемы, экспериментальное исследование и возможные интерпретации результатов были рассмотрены в обзоре 1996 года [13].

Вероятность нагрева УХН при соударении со стенкой ловушки составляет $10^{-4} - 10^{-5}$ на одно столкновение. При этом энергия нейтронов в ловушке при комнатной температуре должна быть порядка энергии тепловых колебаний $10^{-2} - 10^{-1}$ эВ. Однако в 2000-х годах был обнаружен процесс, связанный с приращением энергии всего на 10^{-7} эВ, что существенно меньше энергии теплового нагрева, но сравнимо с самой величиной энергии УХН [14]. Вероятность данного процесса составляет всего $10^{-7} - 10^{-5}$ на одно столкновение, но в эксперименте ее возможно изменять в диапазоне от 10^{-8} до 10^{-3} . для жидкостей вероятность такого процесса больше, для твёрдых тел - меньше. В результате этого процесса нейтроны, энергия которых близка к граничной энергии как-бы испаряются из ловушки, по аналогии с процессом испарения молекул с поверхности жидкости их назвали выпаривающиеся ультрахолодные нейтроны (ВУХН). По всей видимости причиной этого явления является смещение Доплера энергии УХН при их рассеянии на поверхностных наночастицах с размером порядка длины волны нейтрона.

В тепловом движении могут находиться как молекулы вещества, так и наночастицы (наноструктуры) на его поверхности. В случае слабой связи наночастицы с веществом взаимодействие нейтрона с веществом можно описать как рассеяние на подвижной стенке. При квантовомеханическом описании изменение энергии нейтрона определяется частотой колебания наночастицы. При этом наиболее эффективным будет взаимодействие с наночастицами диаметра порядка де-бройлевской длины волны нейтрона: $\lambda_n[\text{нм}] \approx 63/v_n[\text{м/с}]$ [14]. При меньших диаметрах вероятность взаимодействия падает пропорционально значению диаметра частицы в шестой степени, а в случае слишком больших частиц скорость УХН практически не изменяется, поскольку скорость самих частиц ничтожно мала.

Вопрос о потерях на поверхности жидкости еще далек от разрешения. За наблюдаемые потери могут быть ответственны как рассеяние на поверхностных нанокляпьях, так и поверхностные капиллярные волны. Первая гипотеза хорошо описывает наблюдаемый спектр нагретых нейтронов, но не может пока предсказать температурную зависимость. Вторая гипотеза прекрасно объясняет температурную зависимость, но даёт неправильный спектр.

Результаты опытов по изучению УХН с веществом крайне важны как для понимания физики УХН, так и для прикладных задач. Важно то, что в большинстве экспериментов по хранению УХН температура экспериментальной установки была много выше температуры самих УХН. Поэтому при взаимодействии с ловушкой нейтроны в основном нагреваются. Однако если температура поверхностных наночастиц будет ниже температуры нейтронов, то взаимодействие с поверхностными наночастицами должно приводить к их охлаждению. Возможным кандидатом на замедлитель такого сорта является сверхтекучий гелий с примесями наночастиц.

Заключение

Основные перспективы развития физики ультрахолодных нейтронов связаны в первую очередь с областью фундаментальных исследований. Главной задачей при этом остается получение более интенсивных источников УХН. Они позволили бы значительно повысить точность измерений. Характерные плотности УХН первых источников были меньше нейтрона в кубическом сантиметре, во втором поколении характерная величина уже 10, а в существующих проектах плотность потока УХН составляет 1000-10000 нейтронов на см^3 . Сейчас в мире в области исследования УХН нарастает конкуренция. Если в 1980-х годах

было только два центра — Петербургский институт ядерной физики (Гатчина) и Институт Лауэ-Ланжевена (Гренобль), где проводились исследования по поиску электрического дипольного момента нейтрона с помощью УХН, то сейчас их уже девять, но при этом своего источника в России в данный момент нет. Новый источник создается в Гатчине и, если он достигнет запланированных характеристик, он станет одним из самых мощных источников УХН в мире.

Работа выполнена при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фундаментальные и прикладные исследования космоса»

Литература:

- [1] Я.Б. Зельдович. *Хранение холодных нейтронов*. ЖЭТФ 36 (1959) 1952
- [2] R. Golub. *Ultracold neutrons: Their role in studies of condensed matter*. Rev. of Mod. Phys., 68, (1996) 329
- [3] В.В. Несвижевский. УФН 180 (2010) 673.
- [4] Ю.А. Мостовой, К.Н. Мухин, О.О. Патаракин. *Нейтрон вчера, сегодня, завтра* УФН 166 (1996) 987
- [5] А.П. Серебров. УФН. 175 (2005) 905.
- [6] A. Czarnecki, W. J. Marciano, and A. Sirlin. *Neutron Lifetime and Axial Coupling Connection*. Phys. Rev. Lett. 120 (2018) 202002
- [7] А.П. Серебров. УФН. 185 (2015) 1179.
- [8] F. Wietfeldt, G.L. Greene. *The neutron lifetime*. Rev. of Mod. Phys., 83 (2011) 1173
- [9] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, (2020) 083C01
- [10] V.I. Luschikov. *Ultracold neutrons*, Physics Today 30 (6) (1977) 42
- [11] V.V. Nesvizhevsky et al. Nature. 415 (2002) 297
- [12] T. Jenke, P. Geltenbort, H. Lemmel, H. *Realization of a gravity-resonance-spectroscopy technique* // Nature Physics 7 (2011) 468–472.
- [13] В.К. Игнатович. *Ультрахолодные нейтроны – открытие и исследование*. УФН, 166(3) (1996) 303
- [14] В.В. Несвижевский. УФН 173 (2003) 102.

НЕЙТРОНЫ В АСТРОФИЗИКЕ

С. Чашин

Введение

Наиболее развитой и широко принятой теорией эволюции Вселенной является теория Большого Взрыва. Ее основы были заложены А. А. Фридманом, который в 1922 году на основе найденного им нестационарного решения гравитационного уравнения Эйнштейна предположил [1], что в самом начале существования Вселенной (последние данные дают оценку $13,799 \pm 0,021$ млрд лет назад [2]) имел место взрывной процесс (названный Большим Взрывом), и Г. А. Гамовым, который в 1948 году опубликовал работу о «горячей Вселенной» [3], основанную на концепции расширяющейся Вселенной Фридмана. Главная его идея заключалась в очень плотном и горячем состоянии вещества в ранней Вселенной. В таком состоянии могут активно происходить ядерные реакции, в результате которых в течение первых минут существования Вселенной синтезировались легкие ядра. В качестве прямых следствий этой теории, которые были впоследствии экспериментально подтверждены, можно выделить следующие явления (также называемые реликтовыми): существование микроволнового фонового излучения с температурой около 3 К (открыто А. Пензиасом и Р. Вильсоном в 1965 году [4]), отношение ($10^9:1$) между числом фотонов и барионов [5], а также между общей массой гелия и водорода [5] (как и аналогичные отношения для дейтерия и лития-7).

Нейтроны образовались во Вселенной в первые мгновения её существования, а именно, в результате кварк-адронного фазового перехода (примерно 10^{-6} с с момента Большого Взрыва), когда Вселенная охладилась настолько ($T = 10^{13}$ К), что тепловая энергия не разрушала адроны на кварки сразу же после объединения кварков. Основными составляющими Вселенной в ту эпоху являлись γ -кванты, лептоны, нуклоны, резонансы и гипероны (последние два распадались за $10^{-23} - 10^{-22}$ с и 10^{-10} с соответственно). Этот период называют эрой адронов, поскольку при дальнейшем охлаждении Вселенной наступает эра лептонов (примерно от 10^{-4} с с момента Большого Взрыва), когда энергия фотонов уже была недостаточной для образования пар адрон-антиадрон, при этом продолжалась их аннигиляция и распад (вымирание адронов); пары лептон-антилептон при этом продолжали рождаться, и Вселенная, помимо фотонов, состояла из лептонов и небольшого количества протонов и нейтронов, оставшихся после адронной эры. Примерно через 10 с с момента Большого Взрыва лептонная эра сменилась радиационной эрой, в течение которой лептоны и антилептоны в процессе аннигиляции превращались в излучение, и Вселенная от состояния, когда плотность массивных частиц была близка к плотности фотонов, перешла к состоянию, в котором плотность фотонов на много порядков превосходила

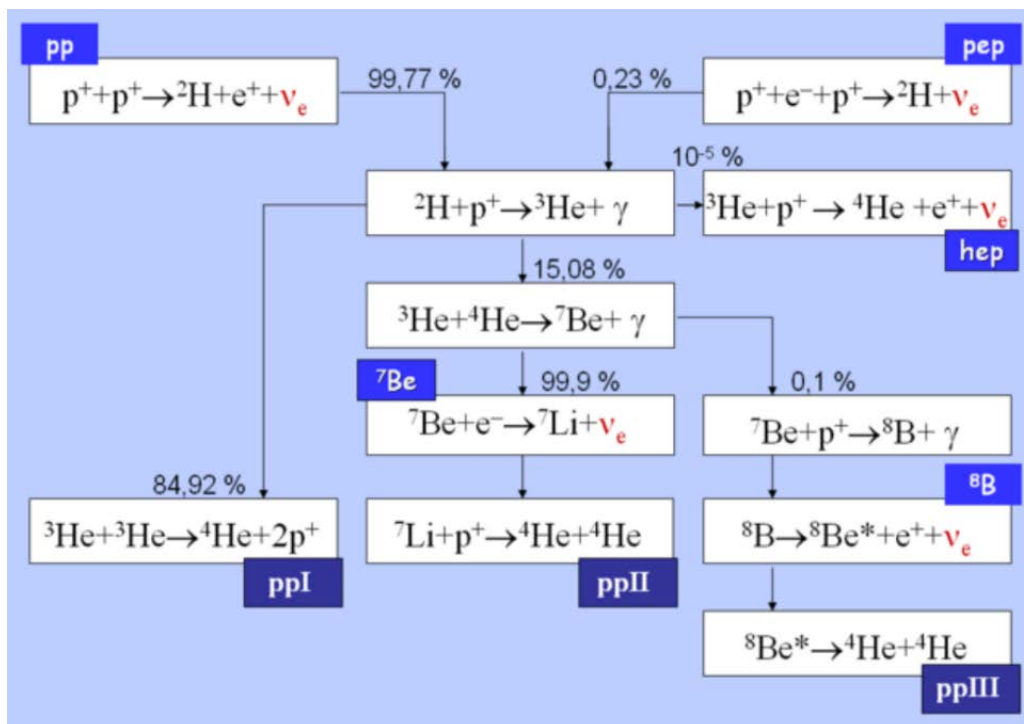
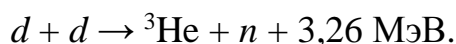


Рис. 1. Схема протон-протонного цикла.

плотность частиц с массой. Вселенная почти полностью стала состоять из фотонов и нейтрино. Температура Вселенной к этому времени опустилась достаточно (10^9 K) для того, чтобы при столкновениях протонов и нейтронов эффективно образовывалось их связанное состояние – дейтрон. При дальнейших столкновениях двух дейтронов образовывались ядра гелия, причем этот механизм является основным механизмом образования He. Таким образом, порядка 20-25% массы вещества Вселенной спустя примерно три часа с момента её образования составлял гелий, что наблюдается и сейчас. Также возможно дальнейшее образование в результате подобных реакций более тяжелых ядер (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$), однако их выход крайне мал и составляет порядка 10^{-12} – 10^{-9} от общего выхода изотопов по массе.

В процессе эволюции Вселенная постоянно обогащается все более тяжелыми химическими элементами. Одним из основных механизмов их образования является звездный нуклеосинтез. В случае образования гравитационной неоднородности, к которой притягивается массивное вещество, по мере сжатия температура в области этой неоднородности начнет возрастать, и начнется возбуждение, а затем и ионизация водорода. Когда температура достигает 10^4 – 10^6 K, образуется протозвезда и начинается реакция горения дейтронов с выделением энергии:



Поскольку энергия, образующаяся в результате данной реакции, повышает температуру и внешних слоев протозвезды, которые при получении достаточной энергии смогут покинуть область гравитационной неоднородности, данная реакция определяет массу вещества, которое будет

образовывать звезду. Дальнейшее гравитационное сжатие приводит к значительному увеличению плотности вещества, а температура достигает 10^7 К, что позволяет проходить реакциям термоядерного синтеза, образующим так называемый протон-протонный цикл (рис. 1).

В результате протон-протонного цикла протоны преобразуются в ядра ^4He , а также выделяется энергия величиной около 25 МэВ. Вещество звезд второго поколения наряду с водородом и гелием содержит более тяжелые элементы, образующиеся в реакциях горения водорода и гелия, и, в частности, азот, углерод, кислород, неон и другие. Эти элементы играют роль катализаторов в реакциях горения водорода.

При достижении более высокой температуры (порядка $2 \cdot 10^7$ К) становятся возможными реакции с ядрами углерода (которые образуются в результате реакций трех ядер ^4He), образующие так называемый CNO-цикл (рис. 2). В процессе этого цикла к ядру углерода последовательно добавляется 4 протона и из них в итоге образуется ядро ^4He . Для данного цикла также возможны более сложные цепочки реакций, которые оказывают значительно меньший вклад в выделение энергии в CNO-цикле, однако на образование изотопов кислорода и фтора их влияние существенно.

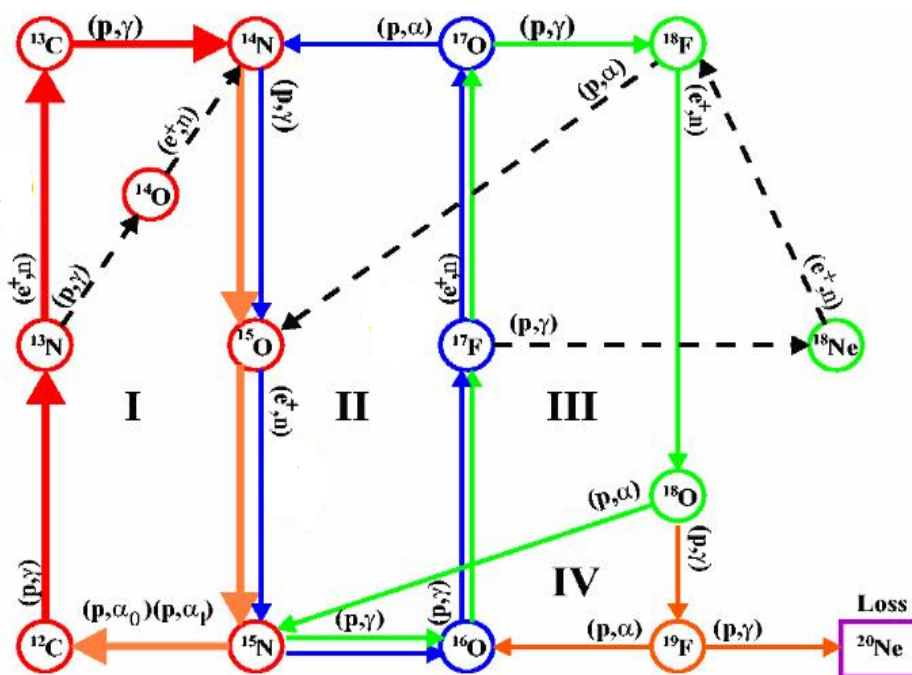


Рис. 2. Схема CNO-цикла.

В достаточно массивных звездах в результате выгорания водорода и гелия последовательно начинаются реакции горения углерода, кислорода, неона и кремния, а также возможен так называемый α -процесс, заключающийся в захвате ядер ^4He и являющийся одним из основных источников производства многих ядер. Данные реакции способны обеспечить образование весьма широкого разнообразия легких ядер, но самым тяжелым ядром, образующимся таким образом, является ^{56}Ni , который в процессе двух β^- распадов

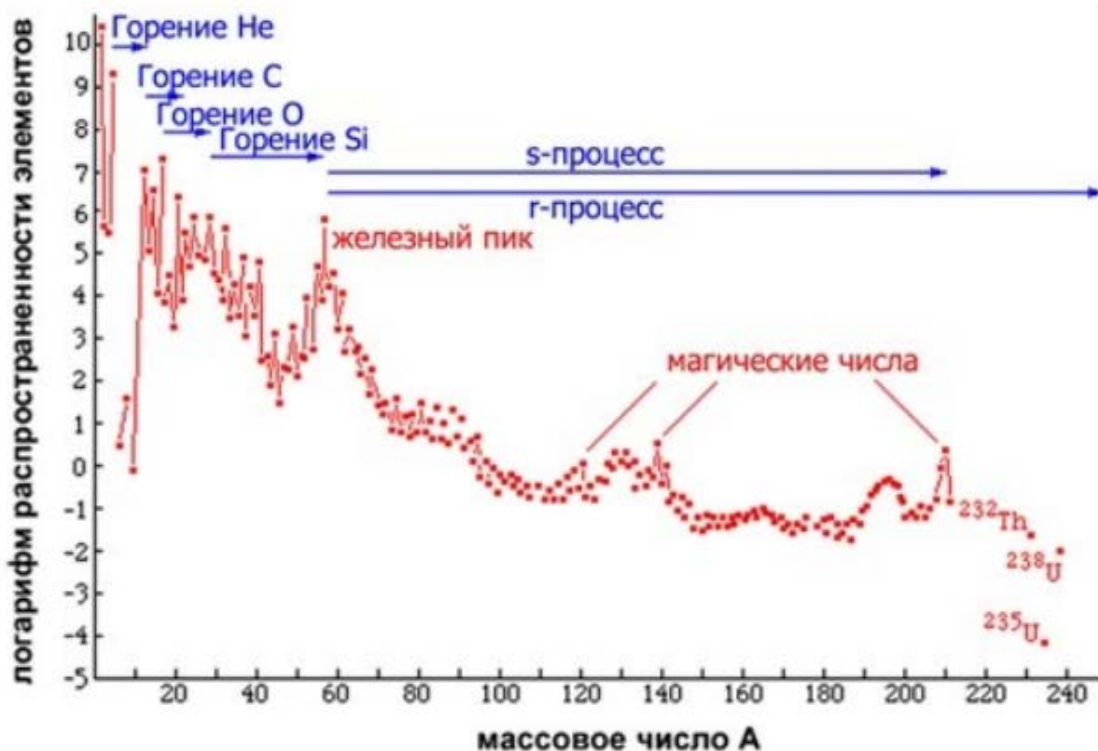


Рис. 3. Диаграмма распространенности нуклидов во Вселенной.

превращается в ^{56}Fe . Стоит отметить, что еще на стадии горения водорода следует учитывать реакции под действием нейтронов, поскольку сгорание ^4He с изотопом ^{18}O , образующимся в CNO-цикле, дает начало последовательности ядерных реакций с образованием нейтронов в конечном состоянии.

2. Реакции нейтронного захвата. s-процесс

В процессах нуклеосинтеза, описанных выше, образующиеся ядра параллельно претерпевают распад, поэтому в наиболее благоприятных условиях находятся изотопы, имеющие наибольшую стабильность (энергия связи на нуклон максимальна). Это объясняет повышение содержания ядер группы железа, однако образование более тяжелых ядер и, соответственно, их распространенность уже не могут быть объяснены с помощью тех же механизмов; на это также указывает и относительно слабая зависимость распространенности элементов от массового числа (рис. 3). Изначально необходимость рассмотрения качественно иного механизма образования изотопов возникла после публикации Гансом Зюссом и Гарольдом Юри в 1956 году таблицы распространенности изотопов [6], в которой, в частности, были отмечены пики распространенности тяжелых магических изотопов стронция, бария и свинца, что наводило на идею образования этих ядер в процессе медленного захвата нейтронов ядром.

Для медленного захвата нейтронов, так называемого s-процесса (от английского slow – медленный) характерно отношение $\tau_{\beta}/\tau(n,\gamma) \ll 1$, то есть цепочку процессов образования тяжелых элементов будут вовлечены только стабильные и β -радиоактивные ядра с большими периодами полураспада

(рис. 4). То есть образование элементов будет происходить вдоль долины β - стабильности.

S-процесс происходит преимущественно в звездах на асимптотической ветви гигантов. Цепочка реакций начинается с ядер ^{56}Fe , образованных, например, в результате взрыва сверхновой предыдущего поколения. Для реакций s-процесса характерны масштабы времени порядка десятилетий между последовательными захватами нейтрона, а вся цепочка реакций происходит на протяжении тысячелетий.

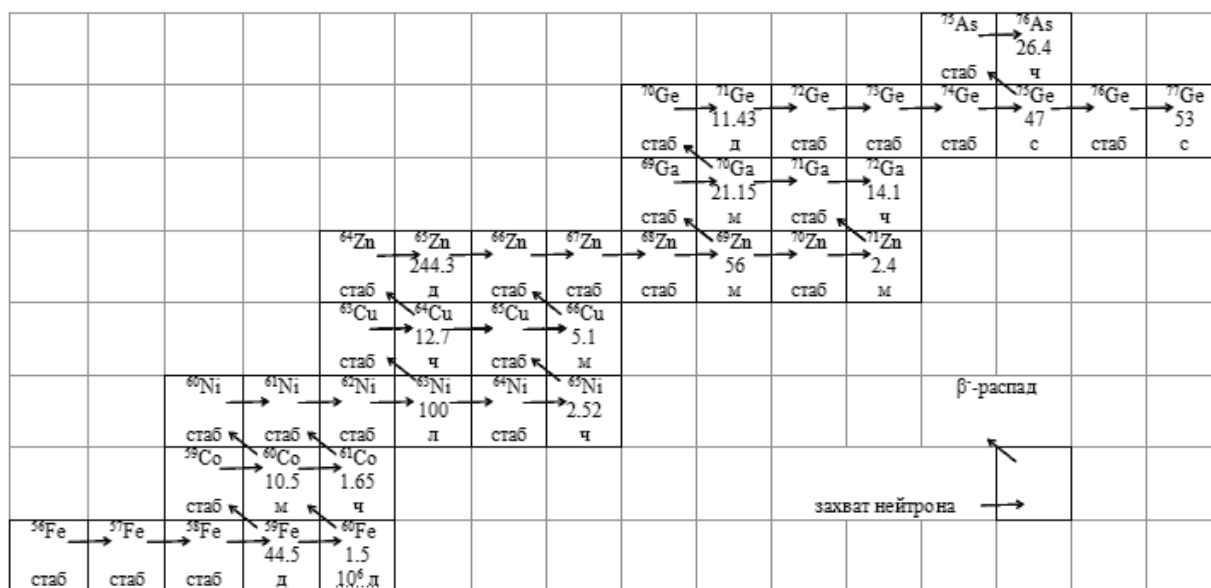
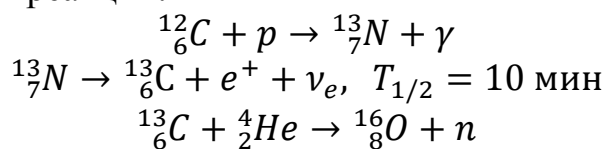
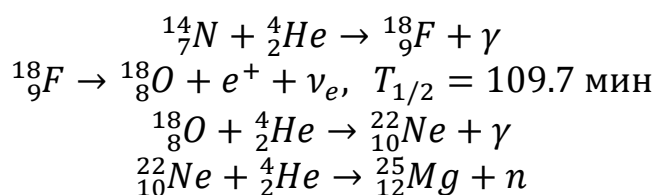


Рис. 4. Цепочка медленного захвата нейтронов для ядра ^{56}Fe .

Основными источниками нейтронов для реакций s-процесса являются следующие цепочки реакций:

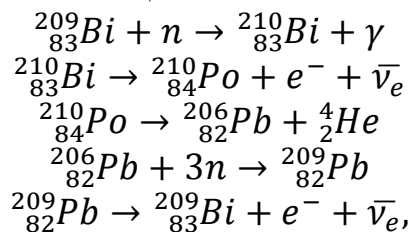


и



Выделяют основную и слабую ветви s-процесса. В основной ветви образуются тяжелые ядра от стронция до свинца. Реакции основной ветви протекают в звездах асимптотической ветви гигантов низкой массы [7], а источником нейтронов для них является цепочка реакций с $^{13}_6\text{C}$, приведенная выше [8]. В свою очередь, реакции слабой ветви синтезируют ядра от группы железа вплоть до иттрия и протекают в конце стадий горения гелия и углерода в массивных звездах, которые в итоге становятся сверхновыми и выбрасывают образованные тяжелые ядра в межзвездную среду. Нейтроны, участвующие в этих реакциях, образуются в цепочке реакций с $^{22}_{10}\text{Ne}$.

Относительно низкие потоки нейтронов для s-процесса (в промежутке $10^5 - 10^{11}$ нейтронов/см²/с) обуславливают невозможность образования тяжелых радиоактивных изотопов (таких как изотопы тория и урана). Цепочка s-процесса в итоге ограничивается циклом



обрываясь, таким образом, на висмуте (тяжелейшем стабильном элементе) и изотопе полония-210 с периодом полураспада 138 дней.

Рассмотрим физическую сторону медленного захвата нейтронов. Число захватов нейтронов ядрами мишени в единицу времени и в единицу объема можно определить следующим образом: $N = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle$, где n_1 и n_2 – концентрации ядер мишени и нейтронов, σ – эффективное сечение захвата нейтрона ядром, v – относительная скорость участвующих в столкновении частиц. Эффективное сечение захвата нейтронов подчиняется соотношению $\sigma \sim 1/v$. Следовательно, можно считать $\langle \sigma v \rangle = \text{const}$. Тогда время захвата нейтрона одним ядром определяется как $\tau_n = [n_n \langle \sigma v \rangle]^{-1}$. Зная произведение $\langle \sigma v \rangle$, а также время захвата нейтронов τ_n , можно найти концентрацию нейтронов n_n .

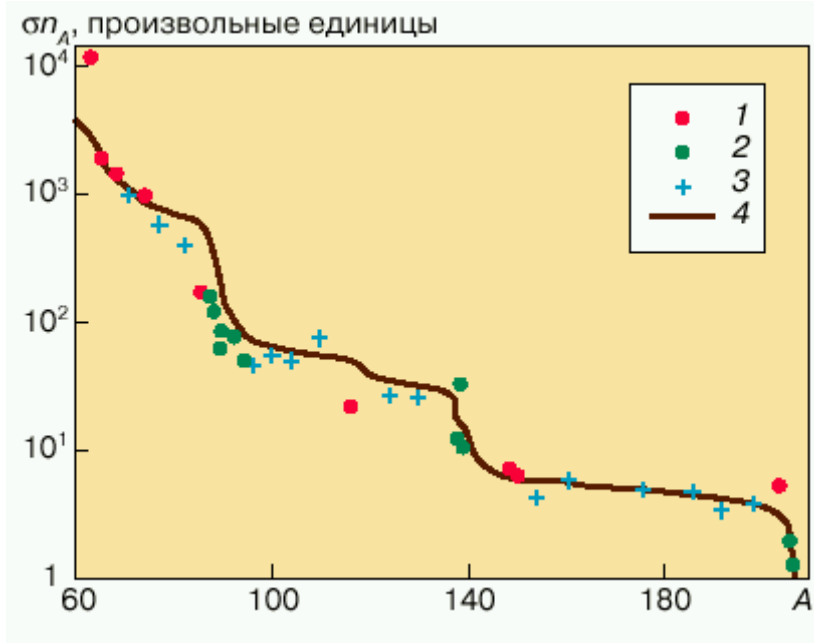


Рис. 5. Кривая s-процесса: 1, 2, 3 – изотопы с хорошо известными эффективными сечениями, надежно определенными сечениями и грубо оцененными сечениями захвата нейтронов, соответственно; 4 – рассчитанный результат положения нескольких s-процессов с различными временами захвата нейтронов [15].

Время захвата нейтронов в s-процессе оценивают на основе так называемого теплового характерного времени, которое определяется приблизительно отношением гравитационной энергии звезды к ее светимости. Величина τ_n для всех нормальных звезд больше 10^4 лет, и, если принять характерное значение $\langle\sigma v\rangle = 3 * 10^{-23} \text{ м}^3/\text{с}$, можно оценить необходимую концентрацию нейтронов в s-процессе. Расчеты дают значение $\sim 10^{11} \text{ м}^{-3}$, которое существенно мало по сравнению с общей концентрацией нуклонов в недрах нормальных звезд ($\rho > 10^3 \text{ кг/м}^3$, $n > 6 * 10^{29} \text{ м}^{-3}$).

Доказательством участия s-процесса в образовании тяжелых элементов служит примерное постоянство величины произведения сечения нейтронного захвата σ на содержание элемента n_A , образованного в s-процессе в интервале между ядрами с заполненными нейтронными оболочками. Как видно из рис. 5, величина σn_A уменьшается для каждого ядра с заполненной оболочкой, а между ними имеются два плато с A от 90 до 140 и от 140 до 206.

Таким образом, для протекания s-процесса можно выделить следующие условия:

- Температура вещества T должна быть больше 10^8 К для того, чтобы могли происходить ядерные реакции с образованием нейтронов.
- Плотность потока нейтронов должна превышать 10^{10} н/см^3 (для возможности эффективного протекания всей цепочки s-процесса).
- Условия выше должны существовать в звезде в течение достаточно продолжительного времени (больше 10^3 лет), чтобы путем последовательного захвата нейтронов могли образовываться тяжелые ядра ($\text{Fe} \rightarrow \text{Pb}$).
- Продукты s-процесса должны эффективно выноситься во внешнюю оболочку звезды и попадать в межзвездную среду без дальнейших ядерных реакций.

3. r-процесс

Как было показано выше, в результате s-процесса образуются стабильные (или очень медленно распадающиеся) ядра тяжелее железа вплоть до висмута, однако наблюдаемые распространенности большей части долгоживущих радиоактивных ядер, в частности, пики для нейтроноизбыточных ядер с магическим числом нейтронов, а также распространенности ядер тяжелее свинца (рис. 6) [6], имели явно иной механизм происхождения. Данные наблюдения указывают на то, что в звездах помимо процесса медленного захвата нейтронов происходят также и реакции быстрого (то есть значительно быстрее β -распада ядер, участвующих в реакции) захвата нейтронов, или r-процесс (от английского rapid – быстрый).

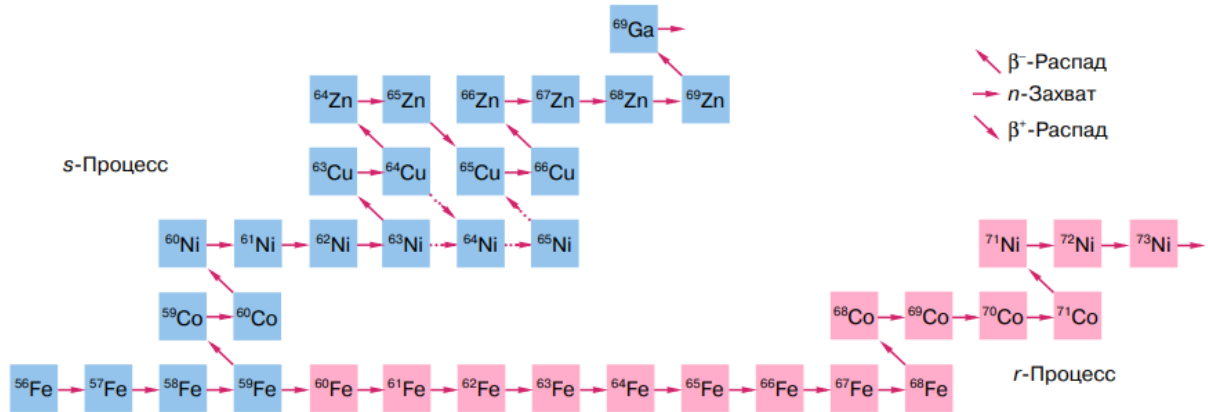


Рис. 7. Цепочки быстрого и медленного захвата нейтронов (r- и s-процессы) для ядра ^{56}Fe .

прерывается спонтанным делением сверхтяжелых ядер, поскольку для ядер с большим массовым числом спонтанное деление будет происходить быстрее, чем β^- -распад. При этом продукты деления сверхтяжелых ядер вновь становятся зародышевыми ядрами для дальнейшего протекания r-процесса. Согласно расчетам, трек r-процесса может доходить до ядер, содержащих 184 нейтрона.

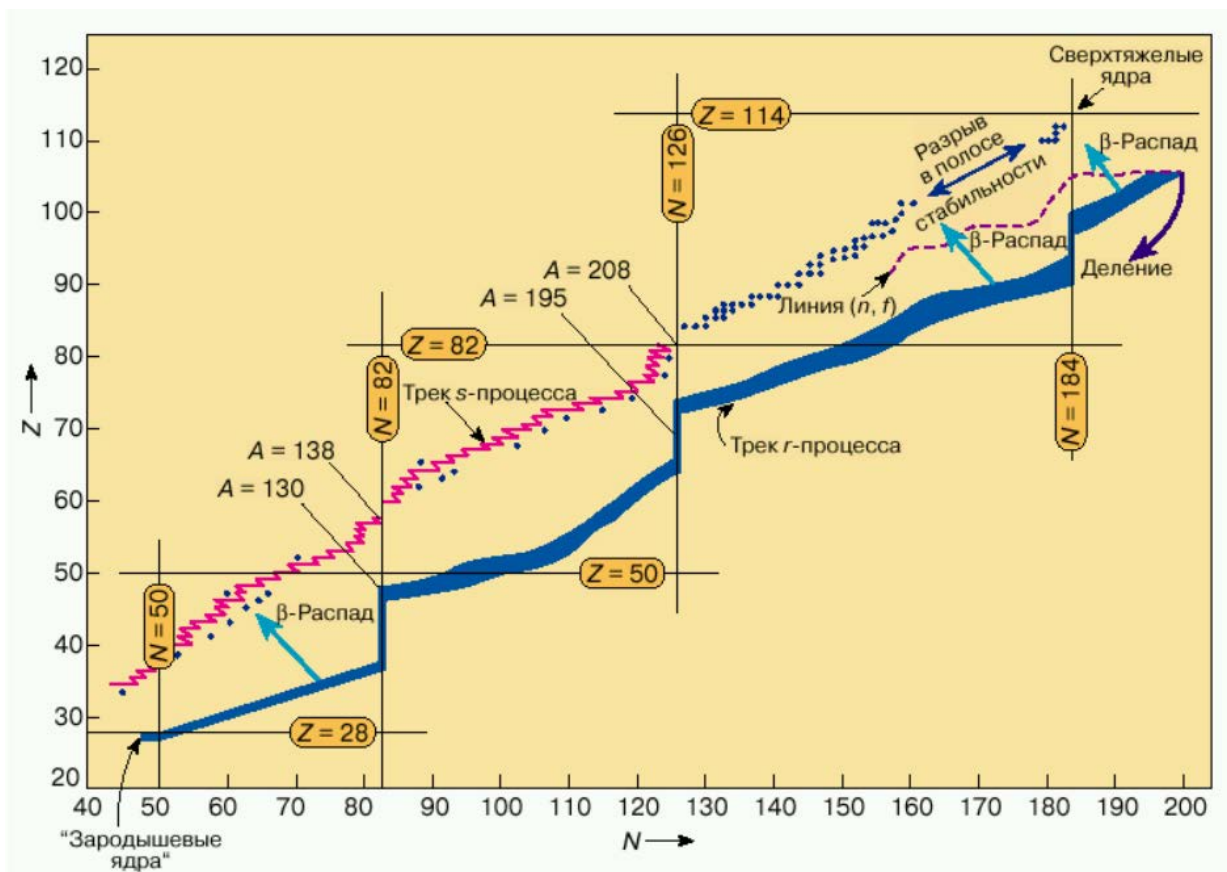


Рис. 8. Треки r- и s-процессов.

Начальными зародышевыми ядрами в r-процессе являются, так же как и для s-процесса, ядра группы железа. Поэтому на кривой распространенности ядер (рис. 6) имеются двойные пики вблизи атомных масс 90, 135 и 200,

которые коррелируют с магическими числами нейтронов соответственно 50, 82 и 126. Это является отражением того факта, что трек r-процесса проходит в нейтроноизбыточной области далеко от полосы стабильности (примерно на 10 нейтронов), в то время как трек s-процесса идет по полосе стабильности (рис. 8).

Оценим требуемые концентрации нейтронов ρ_n для протекания r-процесса. Если за время r-процесса должно быть захвачено n нейтронов прежде, чем произойдет β -распад, то концентрация нейтронов может быть оценена из следующего условия

$$\tau_\beta \approx n\tau(n, \gamma),$$

где τ_β – среднее время β -распада ядер, образующих цепочку r-процесса, а $\tau(n, \gamma)$ – время захвата нейтронов в реакции (n, γ) . В свою очередь

$$\tau(n, \gamma) \approx \frac{1}{\rho_n \overline{(\sigma_{n\gamma} v_n)}}$$

где $\overline{(\sigma_{n\gamma} v_n)}$ – произведение сечения реакции (n, γ) на скорость нейтрона относительно ядра мишени, усредненное по максвелловскому спектру распределения скоростей. Для средних и тяжелых ядер с высокой плотностью уровней

$$\overline{(\sigma_{n\gamma} v_n)} \approx \sigma_T v_T$$

где $\sigma_T \approx 100$ мбарн и v_T – сечение и скорость нейтронов, соответствующие энергии $3/2 kT$. Для $\tau(n, \gamma)$ получаем

$$\tau(n, \gamma) \approx \frac{\sqrt{m_n}}{\rho_n \sigma_T \sqrt{3kT}} = \frac{2 * 10^{16}}{\rho_n T^{1/2}}$$

где $\tau(n, \gamma)$ выражено в секундах, T в единицах $10^9 K$, а ρ_n в $см^{-3}$. Окончательно для ρ_n имеем:

$$\rho_n \approx \frac{2 * 10^{16}}{\tau_\beta T^{1/2}}$$

Характерное время β -распада вдоль траектории r-процесса: $0.1 \text{ с} < \tau_\beta < 100 \text{ с}$. Используя для оценки $\tau_\beta = 1 \text{ с}$, $n \sim 10$ и $T = 10^9 \text{ К}$, получаем

$$\rho_n \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ нейтронов/см}^3.$$

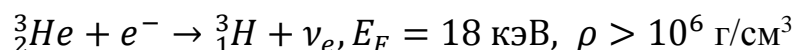
Таким образом, условия для протекания реакций r-процесса могут быть достигнуты в результате взрывов низкокачественных сверхновых, сверхновых типа II, а также слияния нейтронных звезд [9]. Также реакции r-процесса частично реализовывались в искусственных условиях при взрывах ядерных бомб с ^{238}U , когда не все ядра успевали делиться и захватывали вплоть до 17

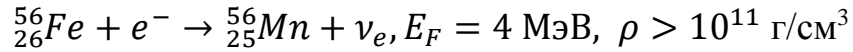
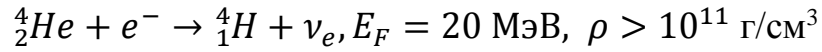
нейтронов, после чего наблюдалась цепочка β -распадов с образованием трансурановых элементов вплоть до фермия [10].

4. Нейтронизация вещества

Как было описано выше, горение кремния ^{28}Si с образованием ядер ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , ^{62}Ni и так далее замыкает цепочку термоядерных реакций в невырожденном ядре массивной звезды. При этом плотность оказывается порядка $3 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, температура $8 \cdot 10^9 \text{ К}$ при массе ядра 1.5-2 масс Солнца. При высоких температурах и плотностях прямые и обратные ядерные реакции, идущие по электромагнитному каналу (с испусканием или поглощением фотона), находятся в равновесии (то есть число прямых реакций в единицу времени равно числу обратных). Если бы ядро звезды было окружено адиабатической оболочкой и не сжималось, то при достижении равновесных параметров в нем установилось бы ядерное статистическое равновесие, и вещество представляло бы из себя смесь фотонов, нейтронов, альфа-частиц и ядер химических элементов, концентрация которых вычислялась бы по известным формулам статистической физики. Однако этого не происходит из-за того, что затрачиваемая на диссоциацию ядер энергия черпается из отрицательной потенциальной гравитационной энергии. При этом сжатие не сопровождается увеличением давления, как это было в случае устойчивой звезды, поскольку диссоциация ядер представляет из себя фазовый переход первого рода – энергия расходуется на изменение внутренних степеней свободы частиц, а не на увеличение энергии их трансляционного движения, которое определяет давление невырожденного газа. Поэтому из-за диссоциации ядер увеличение давления при росте плотности недостаточно для компенсации сил гравитации. Рост плотности сопровождается включением других физических процессов (нейтронизация вещества при захвате свободных электронов находящимися в ядрах протонами, см. ниже), при которых нейтрино уносят энергию из звезды и ее сжатие еще больше ускоряется.

Ядерная эволюция в недрах звезд сопровождается увеличением относительного содержания нейтронов: если в начале эволюции в веществе, состоящем на 75% из водорода и 25% из гелия, на 6 протонов приходится 1 нейтрон, то уже после образования гелия это соотношение уменьшается до 1:1. С ростом плотности и началом вырождения электроны приобретают из-за принципа Паули релятивистские скорости (уже при $\rho > 10^6 \text{ г/см}^3$). Начиная с некоторой пороговой энергии электронов (энергии Ферми) становятся возможными процессы нейтронизации вещества:





Заметим, что β -распад образующихся радиоактивных ядер запрещен принципом Паули, так как электроны вырождены и все возможные энергетические состояния заняты. Средняя энергия образующихся при электронном захвате нейтрино порядка энергии захвачиваемого электрона

$$\langle E_\nu \rangle \sim \langle E_{e^-} \rangle \sim E_F \approx 51.6(Y_e \rho_{12})^{1/3} \text{ МэВ}$$

где $Y_e = n_e/n_b$ – число электронов на барион (0.42 на начало горения кремния), $\rho_{12} = \rho/(10^{12} \text{ г/см}^3)$

При нейтронизации упругость вырожденного вещества уменьшается, так как уменьшается концентрация электронов при сохранении плотности барионов (лептонный параметр Y_e) (т.е. опять происходит фазовый переход 1-го рода), и показатель адиабаты вещества $\Gamma = d \log P / d \log \rho$ уменьшается с 5/3 до 4/3. А из теоремы вириала (или условия гидростатического равновесия звезды) известно, что при таком показателе нарушается механическая устойчивость звезды. Поэтому нейтронизация вещества является одним из основных физических процессов, поддерживающих коллапс ядер массивных звезд на поздних стадиях эволюции.

Другая причина потери гидростатической устойчивости звезды – эффекты общей теории относительности: в ОТО давление вещества дает вклад в силу притяжения, поэтому при больших плотностях и давлениях вырожденного газа эффекты ОТО приводят к дополнительным силам, стремящимся сжать звездное вещество.

При нейтронизации вещества звезда очень быстро теряет устойчивость: потеря упругости приводит к сжатию и нагреву, но отрицательная теплоемкость обычных звезд здесь перестает срабатывать, так как давление газа, противодействующее сжатию, почти не зависит от температуры. Большая часть энергии от гравитационного сжатия уносится нейтрино, образующимися при нейтронизации, и, даже если рост температуры при коллапсе снимает вырождение электронного газа, энергия продолжает уноситься антинейтрино в ходе процессов бета-распадов перегруженных нейтронами ядер. Необратимые потери энергии при прямых и обратных бета-распадах получили название Урка-процессов (впервые рассмотрены Гамовым и Шенбергом в казино, по названию которого и были названы эти процессы). Объемные потери энергии при Урка-процессах сильно зависят от температуры и составляют

$$Q_{urca} \approx 8 * 10^4 \rho \left(\frac{T}{10^9 \text{ K}} \right)^6 \text{ Дж/см}^3/\text{с},$$

а с учетом реакций, идущих через обмен нейтральным Z -бозоном $e^- + Z^0 \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_e$ и $e^- + e^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$

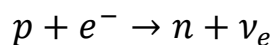
$$Q_{urca} \approx 4 * 10^8 \rho \left(\frac{T}{10^9 K} \right)^9 \text{ Дж/см}^3/\text{с}$$

Таким образом, на заключительных стадиях эволюции нейтринная светимость звезд (составляющая на главной последовательности несколько процентов от фотонной светимости) значительно возрастает и становится преобладающей.

5. Нейтронные звезды

Выше был описан механизм нейтронизации вещества звезды, в процессе которого она теряет устойчивость и начинается постепенно убыстряющееся (свободное) падение наружных оболочек на центр звезды. Кинетическая энергия падающего к центру звезды вещества приводит к быстрому увеличению скорости горения наружных слоев звезды. При температуре $10^9 - 10^{10}$ К кислород во внешней зоне выгорает в течение нескольких минут. Если звезда достаточно массивна, и масса кислорода в ее наружных слоях близка к массе Солнца, то выделяющаяся в течение нескольких минут энергия сравнима с энергией, выделяемой Солнцем в течение миллиарда лет.

Особенно бурно протекает заключительный этап сжатия массивной звезды. За время, по-видимому, не более нескольких секунд плотность центральной части звезды достигает плотности ядерного вещества ($10^{14} - 10^{15}$ г/см³) или даже несколько большей величины. Температура ядра звезды нарастает до 10^{11} - 10^{12} К. В этих условиях интенсивно идет реакция превращения протонов в нейтроны с образованием нейтрино



Нейтрино свободно покидают звезду, унося большую часть высвобождающейся при взрыве сверхновой энергии и оставляя в центре звезды сжатое до $\rho \sim 10^{14} - 10^{15}$ г/см³ нейтронное ядро, вещество звезды при этом уже становится непрозрачным для нейтрино, и высокоэнергетические нейтрино, не покинувшие звезду, оказываются запертыми в её веществе и передают ему свою энергию, таким образом, способствуя нагреву звезды. С образованием нейтронного ядра сжатие центральной части звезды резко прекращается и возникает отраженная ударная волна (падение внешней оболочки звезды останавливается, и она отбрасывается потоком высокоэнергетических нейтрино).

Свойства этой волны, детали ее формирования и распространения, последующий выброс вещества внешних слоев исследованы пока недостаточно детально. Поэтому расчеты этой стадии схематичны. Считается, что все вещество вне нейтронизованного ядра выбрасывается. В части звездного вещества, расположенной в области $M < 2.3$ масс Солнца, температура в момент взрыва сверхновой повышается настолько, что создаются условия для протекания взрывного нуклеосинтеза, в результате чего в течение нескольких минут происходит перераспределение элементного состава этой области звезды. Вещество остальной части звезды ($M > 2.3$ масс Солнца) выбрасывается в межзвездное пространство без изменения химического состава.

Общая энергия, высвобождаемая при коллапсе, по порядку величины соизмерима с гравитационной энергией связи нейтронной звезды:

$$\Delta E \approx \frac{GM_{NS}^2}{R_{NS}} \sim 0.1 M_{NS} c^2 \approx 10^{46} \frac{M_{NS}}{M_{\text{Солнца}}} \text{ Дж}$$

Подытоживая описанное выше, можно отметить следующее: конечные стадии эволюции звезд после того, как они проходят последовательность реакций ядерного синтеза, зависят от массы звезды. Как уже отмечалось, массивные звезды (с массой, значительно превышающей солнечную), в центральной части которых последовательно осуществляются все возможные ядерные реакции синтеза вплоть до образования элементов группы железа, взрываются затем как сверхновые с формированием плотного нейтронного ядра и выбросом наружных слоев в межзвездное пространство. На месте сверхновой остается либо нейтронная звезда, либо черная дыра в зависимости от конечной массы. Звезды, массы которых недостаточны, чтобы они завершили свою жизнь как сверхновые, после окончания ядерных реакций будут постепенно остывать. В зависимости от величины конечной массы такие звезды могут превратиться либо в белый карлик, либо в нейтронную звезду.

Нейтронная звезда имеет ядерную плотность ($10^{14} - 10^{15}$ г/см³) и типичный радиус 10 – 20 км. Дальнейшему гравитационному сжатию нейтронной звезды препятствует давление ядерной материи, возникающее за счёт взаимодействия нейтронов. Давление вырожденного нейтронного газа в состоянии удерживать от дальнейшего гравитационного коллапса ядро массой вплоть до двух с небольшим масс Солнца [16].

Нейтрино, образующиеся в момент коллапса сверхновой, быстро охлаждаются нейтронную звезду. Её температура по оценкам падает с 10^{11} до 10^9 К за время около 100 с. Дальше темп остывания уменьшается. Однако он высок по космическим масштабам. Уменьшение температуры с 10^9 до 10^8 К происходит за 100 лет и до 10^6 К – за миллион лет.

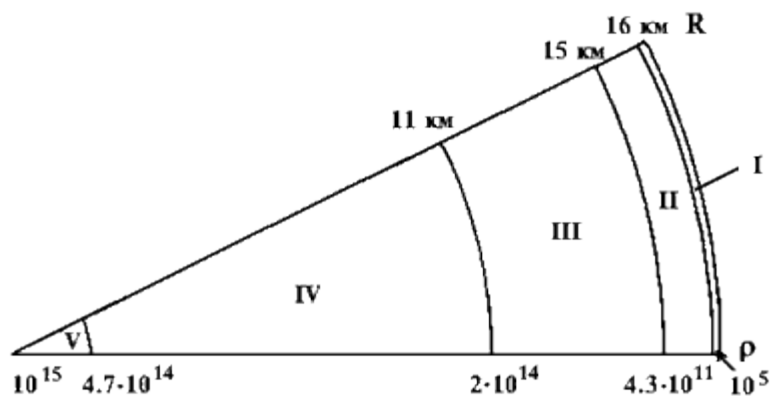


Рис. 9. Сечение нейтронной звезды массой 1.5 масс Солнца и радиусом $R = 16$ км. Указана плотность ρ в г/см^3 в различных частях звезды.

Структура нейтронной звезды показана на рис. 9: I – тонкий внешний слой из плотно упакованных атомов. Область II представляет собой кристаллическую решётку атомных ядер и вырожденных электронов. Область III – твёрдый слой из атомных ядер, перенасыщенных нейтронами. IV – жидкое ядро, состоящее в основном из вырожденных нейтронов. Область V образует адронную сердцевину нейтронной звезды. Она, помимо нуклонов, может содержать пионы и гипероны. В этой части нейтронной звезды возможен переход нейтронной жидкости в твёрдое кристаллическое состояние, появление пионного конденсата, образование кварк-глюонной и гиперонной плазмы. Подробнее о структуре и характеристиках этих объектов говорится в разделе «Нейтронные звезды».

Литература

- [1] Friedmann, A: *Über die Krümmung des Raumes* (О кривизне пространства), Z. Phys. 10 (1922) 377—386.
- [2] Planck Collaboration. *Planck 2015 results : XIII. Cosmological parameters // Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — Т. 594 (September). — Стр. 31, — doi:10.1051/0004-6361/201525830
- [3] R. A. Alpher, H. Bethe, and G. Gamow *The Origin of Chemical Elements* Phys. Rev. 73 (1948) 803
- [4] Penzias A. A.; Wilson, R. W.. *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*. ApJ 142 (1965) 419–421.
- [5] Kolb, Edward; Turner, Michael, eds. (1988). *The Early Universe*. Frontiers in Physics. 70, chpt. 4
- [6] Suess, Hans; Urey, Harold. *Abundances of the Elements*. Rev. of Modern Phys. 28 (1) (1956) 53–74.
- [7] Boothroyd, A. I. *Heavy elements in stars*. Science. 314 (5806) (2006) 1690–1691. doi:10.1126/science.1136842

- [8] Busso, M.; Gallino, R.; Wasserburg, G. J.. *Nucleosynthesis in Asymptotic Giant Branch Stars: Relevance for Galactic Enrichment and Solar System Formation*. *Ann. Rev. of Astr. and Astrophys.* 37 (1) (1999) 239–309.
- [9] Bartlett, A.; Görres, J.; Mathews, G.J.; Otsuki, K.; Wiescher, W.. *Two-neutron capture reactions and the r process*. *Phys. Rev. C.* 74 (1) (2006) 015082.
- [10] Zagrebaev, V.; Karpov, A.; Greiner, W. *Future of superheavy element research: Which nuclei could be synthesized within the next few years?* *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 420 (1) (2013) 012001
- [11] Пениожкевич Ю. Э.. *Ядерная астрофизика*. Вестник Международной академии наук. Русская секция, (1), (2013) 055-065.
- [12] Надежин Д. К. *Нейтронизация*. Сборник «Физика космоса». М., 1986. с. 431-433.
- [13] С.Шапиро, С.Тьюколски *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды*, М.: Мир, 1985, т. 2
- [14] В.М.Липунов, *Астрофизика нейтронных звезд*, М.: Наука, 1987
- [15] В.Н. Рыжов. *Эволюция Вселенной и происхождение атомов*. Саратов: МВУИП "Сигма-плюс", 1998. 64 с.
- [16] Luciano Rezzolla, Elias R. Most, Lukas R. Weih. *Using Gravitational-wave Observations and Quasi-universal Relations to Constrain the Maximum Mass of Neutron Stars*. *ApJ Lett.*, 852, L25 (2018).

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

С. Сидоров

Одним из возможных результатов эволюции звезд являются нейтронные звезды. Нейтронная звезда – это компактный астрономический объект, состоящий из материи при около-ядерных плотностях, в значительной части, из нейтронов. Типичные массы нейтронных звезд $M \sim 1,4M_{\odot}$ и радиусы $R \sim 10$ км. Таким образом, массы нейтронных звезд сопоставимы с солнечной массой $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33}$ г, в то время как радиус примерно в 10^5 меньше солнечного $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^5$ км. Как следствие, ускорение свободного падения вблизи поверхности нейтронных звезд необычайно велико и составляет $g \sim GM / R^2 \sim 2 \cdot 10^{14}$ см·с⁻², где G – гравитационная постоянная. Средняя плотность нейтронных звезд $\langle \rho \rangle \approx 7 \cdot 10^{14}$ г·см⁻³, что в 2-3 раза превышает характерные ядерные плотности $\rho_0 = 2,8 \cdot 10^{14}$ г·см⁻³. Центральная плотность звезды еще больше и оценивается в диапазоне (10-20) ρ_0 . Нейтронные звезды являются самыми компактными звездами, наблюдаемыми во Вселенной.

1. Структура нейтронных звезд. Уравнение состояния

Сегодня имеется ряд нерешенных вопросов, связанных с тематикой нейтронных звезд. Так до сих пор идут споры о структуре и составе нейтронных звезд.

Внешняя кора нейтронной звезды (см. рис. 1) состоит из атомных ядер при плотностях вещества $\rho \sim 10^{10-11}$ г·см⁻³. Ядра в таких условиях, судя по всему, обладают такими же свойствами, что ядра в лабораторных условиях на Земле. В земных условиях это изотопы с максимальным избытком нейтронов $\delta = (N-Z)/A \approx 0,3$, где N , Z , A – число нейтронов, число протонов и массовое число соответственно. Дальнейшее увеличение плотности вещества по мере продвижения внутрь коры, однако, приводит к увеличению нейтронного избытка δ . Такие ядра настолько перегружены нейтронами, что в земных условиях перестают быть связанными. Эти изотопы подвержены испусканию нейтронов с характерными временами порядка 10^{-20} с. Как следствие, в нейтронных звездах эти ядра окружены газом свободных нейтронов, а также газом электронов (являющимся результатом бета-распада нейтрон-избыточных ядер). Поскольку данные изотопы находятся за пределами линии нейтронной стабильности, наши знания свойств

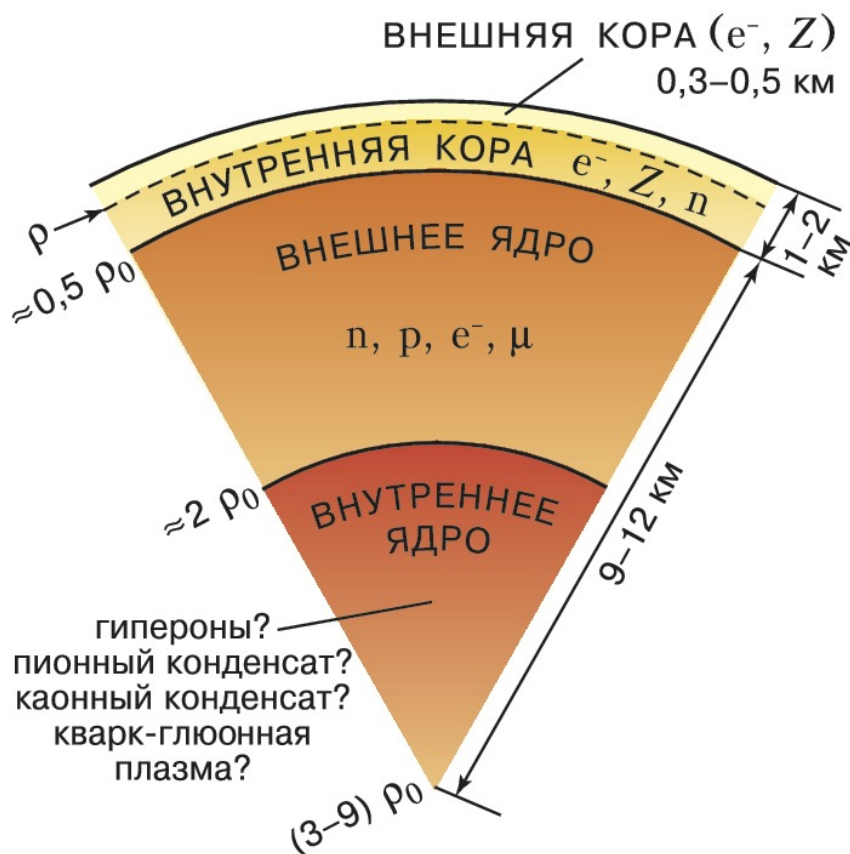


Рис. 1. Структура нейтронной звезды.

вещества при таких условиях основаны исключительно на предсказаниях различных теоретических моделей [1].

Меньше представлений имеется по поводу структуры нейтронной звезды в ее центральной части. Во внешней части ядра нейтронной звезды на расстоянии около 12 км от центра, по-видимому, происходит постепенный переход от фазы (ядра + газ нейтронов + газ электронов) к нейтрон-протонной фазе. Сплошное ядерное вещество при этом представляет вырожденный ферми-газ, состоящий из протонов, нейтронов, электронов и, возможно, мюонов. Устойчивое состояние этой части звезды определяется, в частности, его равновесием относительно слабых реакций: прямые и обратные процессы бета-распада происходят с одинаковой скоростью. Электроны и мюоны составляют почти что идеальный ферми-газ, в то время как протоны и нейтроны, участвующие в сильных реакциях, могут находиться в сверхтекучем состоянии.

Наконец, по достижении плотностей $\rho \sim 2\rho_0$ мы переходим во внутреннюю часть ядра нейтронной звезды, о строении которой неизвестно почти ничего. Имеются предположения, что эта часть звезды может состоять из фундаментальных частиц вроде выше перечисленных; не исключается наличие гиперонов [2], а также

бозонного конденсата в виде пионов [3] и каонов [4]. Возможно, вместо фундаментальных частиц имеется вещество в сверхпроводящей фазе кварк-глюонной плазмы; и опять, допускается наличие третьего типа кварков: *s*-кварков. Гипотеза странных нейтронных звезд может показаться экзотической если учесть, что все наблюдаемой нами вещество состоит преимущественно из *u*- и *d*-кварков, то есть протонов и нейтронов. Однако имеются предсказания, согласно которым абсолютное основное состояние вещества в экстремальных условиях, реализуемых внутри нейтронных звезд, может отвечать случаю, когда это вещество является смесью из *u*-, *d*- и *s*-кварков. Первые такие оценки были сделаны в простейшей “MIT Bag” модели (или модели мешка), в которой рассматривалось приближение безмассовых невзаимодействующих кварков, заключенных в КХД-вакуум внутри некоторого непроницаемого мешка [5]. По сей день нейтронные звезды являются полигоном для исследований в физике гиперонов и гиперядерной физике.

Центральной частью любой модели, описывающей нейтронную звезду, является уравнение состояния материи звезды (equation of state, EOS). Как правило, под EOS понимается зависимость давления в звезде P от плотности вещества ρ или энергетической плотности ε , а также температуры T . Иногда EOS понимается в более широком смысле, то есть в термин включаются предположения о составе звезды и используемая теория.

Безусловно, такие глобальные параметры нейтронной звезды, как ее масса и радиус, зависят от выбранного уравнения состояния. Корректность той или иной модели можно оценить, в частности, по зависимости массы нейтронной звезды от ее радиуса, которую можно получить из EOS. На рис. 2 представлены различные кривые $M(R)$ наиболее популярных на сегодняшний день моделей. Черными кривыми отмечены зависимости $M(R)$, отвечающие адронным уравнениям состояния; зелеными кривыми – зависимости, связанные с EOS для вещества с примесью гиперонов. Оранжевые кривые показывают области постоянного радиационного (или видимого) радиуса, о котором будет сказано в следующем разделе. Отбор тех или иных уравнений состояния можно осуществлять на основе ряда критериев. Одна величина критической (максимальной) массы должна удовлетворять ряду условий, накладываемых из различных физических соображений. Наиболее сильным из таких условий является принцип причинности: скорость звука в веществе нейтронной звезды не должны превышать скорость света. Область, масс-радиусов, в которой это

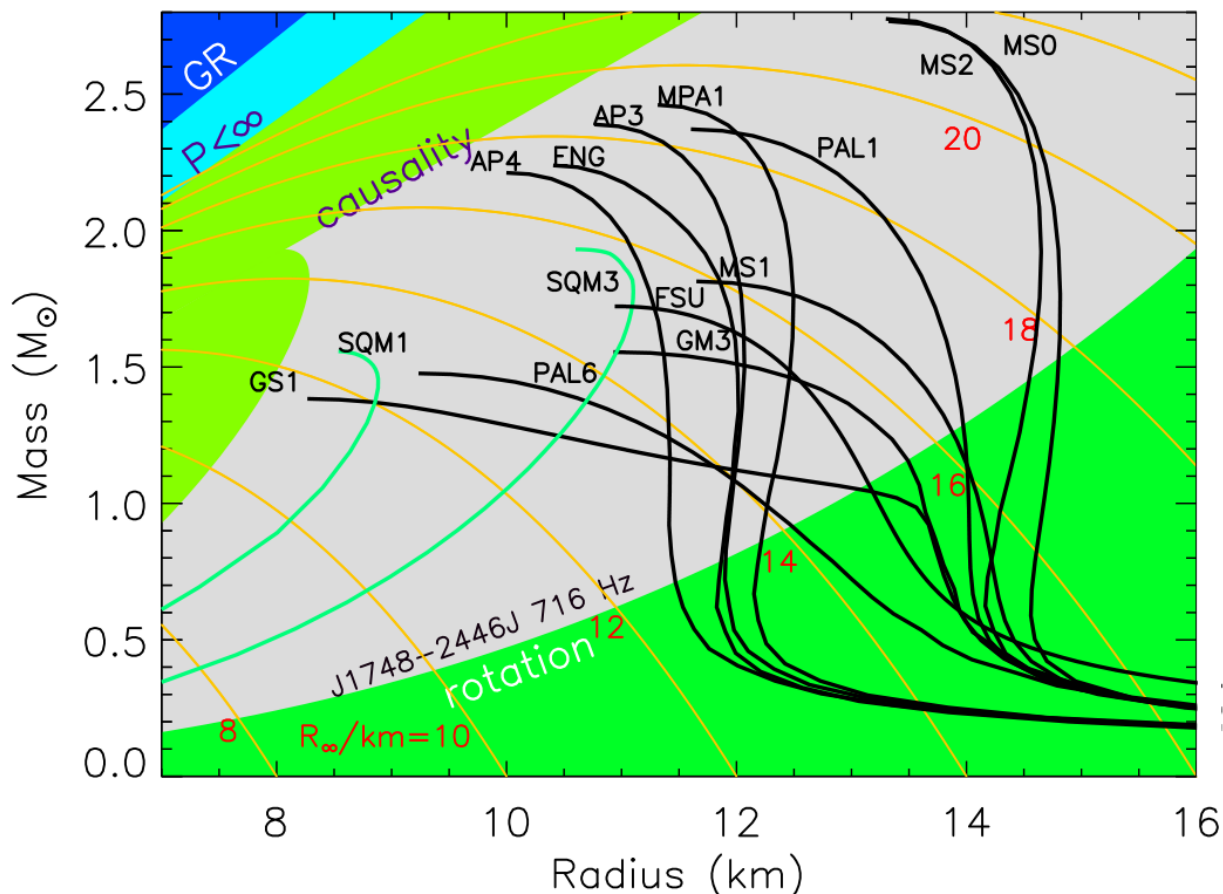


Рис. 2. Уравнения состояния различных моделей. Подробности см. в тексте. График из работы [6].

условие нарушается, обозначена на рис.2 салатным цветом (causality). Область, закрашенная зеленым – экспериментальное ограничение на максимальный радиус нейтронной звезды, связанный с подтвержденным рекордсменом среди пульсаров по скорости вращения: радиопульсаром J1748-2446ad с частотой вращения 716 Гц.

Подобные диаграммы позволяют делать предсказания об области допустимых значений масс и радиусов нейтронных звезд. Так двумя важными проблемами в современной физике нейтронных звезд являются оценки критической (максимальной) массы нейтронной звезды и радиуса звезды массы $1,4M_{\odot}$. Как видно из рис. 2, эти проблемы сопряжены: чем ниже критическая масса, тем меньше указанный радиус. Иными словами, если изучить подборку из нейтронных звезд массой около $1,4M_{\odot}$ (а таковых большинство), на ее основе можно делать заключения о верхнем пределе массы нейтронных звезд. Эти же диаграммы позволяют оценить несжимаемость вещества нейтронной звезды. Уравнения состояния принято называть мягкими в случае, когда зависимость $M(R)$ более пологая (производная меньше) –

в этом случае вещество звезды характеризуется большей сжимаемостью. Критическая масса нейтронной звезды в этом случае $\sim 1,5M_{\odot}$. Уравнения состояния принято называть жесткими в случае более крутой зависимости $M(R)$, поскольку вещество звезды в этом случае менее сжимаемо. Критическая масса в таких моделях больше и составляет порядка $\sim 2,5M_{\odot}$. Подобные EOS часто получаются при описании ядерной материи.

Отдельно отметим, что модели странных звезд могут давать результаты, сильно отличающиеся от оценок для нейтронных звезд. Как видно из рис. 2, странные звезды могут обладать массой существенно меньше солнечной и радиусом $R < 10$ км.

2. Экспериментальная оценка параметров нейтронных звезд

Поскольку значительное количество изысканий в физике нейтронных звезд упираются в такие их параметры, как масса и радиус, имеет смысл упомянуть имеющиеся способы их фиксирования в эксперименте.

Для экспериментальных исследований нейтронных звезд используются телескопы, регистрирующие волны в различных диапазонах частот, от радиоволн до гамма-излучения. Исследования в диапазоне радиоволн, инфракрасного и видимого излучения проводятся, как правило, на наземных установках. Среди телескопов, работающих в радиодиапазоне, стоит выделить Arecibo (см. рис. 3) и Parkes, в то время как телескопы Keck, Very Large Telescope (VLT) и Subaru работают с инфракрасным и видимым излучением.

Более высокочастотные телескопы устанавливаются в космических обсерваториях. Hubble Space Telescope (HST) работает в оптическом и ультрафиолетовом диапазоне, исследования в рентгеновских частотах идут на Chandra и X-ray Multi Mirror (XMM-Newton), в гамма-частотах: на High Energy Transient Explorer и International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL).

Массу нейтронных звезд можно определить в тех случаях, когда они входят в двойные системы. Тогда информацию о массе можно подчерпнуть из частоты обращения тел относительно друг друга при учете эффектов общей теории относительности, а также эффекта Доплера, из которого рассчитывается скорость, с которой нейтронная



Рис. 3. Телескоп Arecibo (слева) и обсерватория Chandra (справа)

звезда летит от наблюдателя или к нему.

Радиус нейтронной звезды можно оценить на основе видимого (или радиационного) радиуса, который связан с истинным радиусом нейтронной звезды формулой: $R_\infty = R/(1-r_g/R)^{1/2}$, где r_g – радиус Шварцшильда.

На основе скорости периода обращения пульсара вокруг собственной оси T , а также замедления пульсара \dot{T} можно оценить магнитное поле у его поверхности, поскольку замедление пульсара с течением времени и вызвано радиационными потерями энергии. Если рассчитать момент инерции J пульсара на основе ранее полученных оценок его массы и радиуса, то величину магнитной индукции можно найти по формуле:

$$B = \left(\frac{3Jc^3}{8\pi^2 R^6} T\dot{T} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

3. Слияние нейтронных звезд

Большой интерес в физике нейтронных звезд вызывают события слияния нейтронных звезд. Когда две нейтронных звезды вращаются вокруг друг друга, это вращение сопровождается их постепенным сближением вследствие излучения гравитационных волн. С течением времени, две звезды сливаются в один массивный объект: новую нейтронную звезду или черную дыру в зависимости от того, превосходит ли конечная масса объекта так называемый предел Оппенгеймера-Волкова. В ходе слияния происходит выброс большого количества энергии – взрыв килоновой (в литературе также встречается термин макронвая). Приставка «кило» в названии «килоновая» отражает тот факт, что такой взрыв может быть в тысячи мощнее взрыва новой или в 10-100 раз мощнее взрыва сверхновой, которой оканчивается жизнь звезд главной последовательности.



Рис. 4. Интерферометры LIGO (слева) и Virgo (справа).

Предполагается, что слияние нейтронных звезд должно сопровождаться тремя явлениями, которые удаленный наблюдатель может зафиксировать: гравитационные волны, гамма-всплеск и излучение в оптическом и ближайшем ИК-диапазоне, являющееся результатом образования большого количества тяжелых элементов. Совместное изучение этих явлений находит приложение в астрофизике, космологии и общей теории относительности. Подробнее остановимся на каждом из указанных явлений.

Под гравитационными волнами в современном понимании имеются в виду колебания пространства-времени. В этом смысле, измерение колебаний обычными инструментами наподобие линейки могут вызвать ряд трудностей. Во-первых, колебания пространства-времени сложно зарегистрировать вследствие их микроскопичности: речь идет об изменении длин на величины порядка 10^{-18} м, что в 1000 раз меньше характерных ядерных размеров. Во-вторых, даже если бы мы располагали линейкой столько микроскопических масштабов, сама линейка изменялась бы в длине вместе с остальным пространством-временем, поэтому никаких отклонений в длинах с ее помощью обнаружить бы не получилось. По этой причине, в целях измерения гравитационных волн используются интерферометры. Изменения в длине фиксируются с помощью света, который движется с постоянной скоростью c независимо от колебаний пространства-времени. Изучение гравитационных волн интересно с точки зрения общей теории относительности.

Под гамма-вспышками понимается масштабный космический выброс энергии взрывного характера, сопровождающийся жестким гамма-излучением. При слиянии нейтронных звезд ожидается, что такой электромагнитный сигнал должен прийти с некоторым запозданием после гравитационных волн, вероятно, из-за того, что гамма-излучение вызывается падением вещества на результат слияния, требующим некоторое время после слияния. Наличие гамма-вспышки является одним из отличий между слиянием нейтронных звезд и таких массивных объектов, как черные дыры: в последнем случае нет причин ожидать какого-либо электромагнитного сигнала.

Наконец, слияние нейтронных звезд является одним из важнейших кандидатов на события, в ходе которых происходит r -процесс с образованием тяжелых нейтрон-избыточных изотопов [7]. Синтез этих элементов должен сопровождаться характерными спектрами излучения в оптическом и инфракрасном диапазоне, по которым и можно идентифицировать наличие тяжелых элементов.

Хотя возможность слияния нейтронных звезд и сопровождающие его явления предсказывались еще в 1970-х, первые непосредственные наблюдения стали возможны лишь спустя 40 лет. В августе 2017 года на интерферометрах Advanced LIGO и Advanced Virgo были зарегистрированы волны GW170817 от слияния двух нейтронных звезд [8].

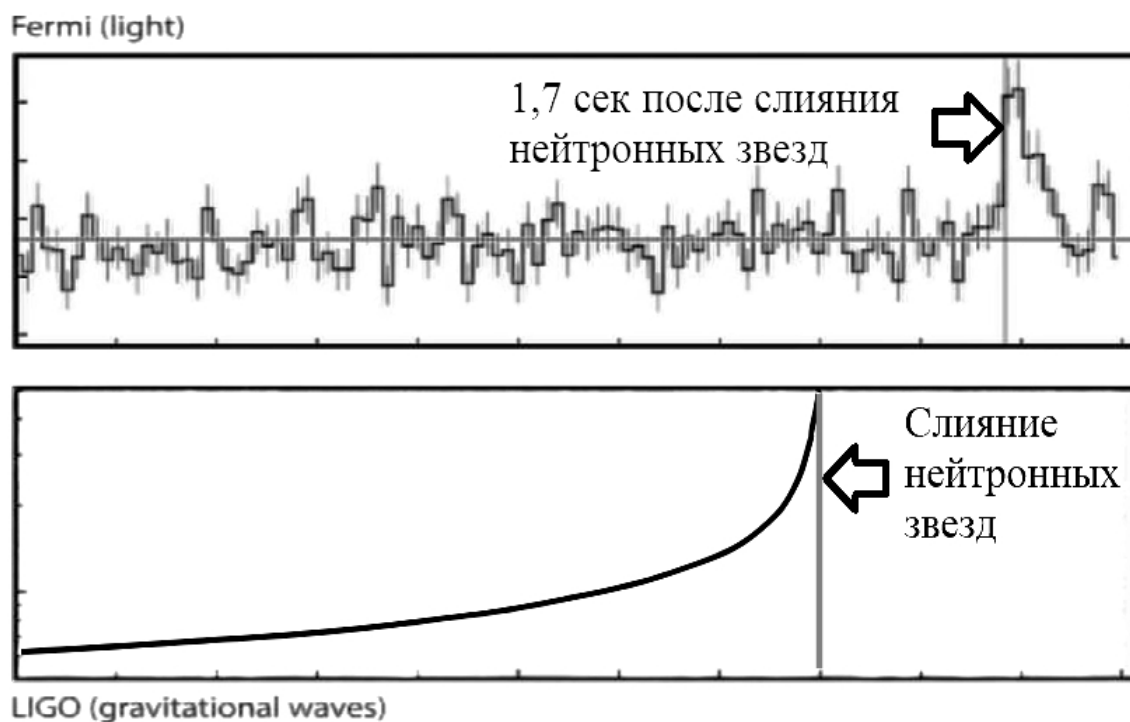


Рис. 5. Электромагнитный сигнал на Fermi (сверху) и гравитационный сигнал на LIGO (снизу).

Массы исходных нейтронных звезд оцениваются в диапазоне $1,17 - 1,60 M_{\odot}$, масса конечной системы: $2,74 M_{\odot}$. Сигнал длился в течение примерно 100 секунд. Регистрируемая частота гравитационных волн увеличивалась с течением времени, после достижения максимальной величины ~ 300 Гц сигнал пропал, что говорило об окончательном слиянии нейтронных звезд. Через 1,7 секунды после пика сигнала от гравитационных волн на Fermi-GBM был зарегистрирован ассоциированный гамма-всплеск GRB 170817A, что согласуется с описанными выше предположениями о задержке электромагнитного сигнала. Спектральные исследования в инфракрасном и видимом диапазоне также подтвердили рождение тяжелых элементов [9]. Так, благодаря спектрометрам VLT и Hubble астрономы обнаружили присутствие цезия, теллура, золота и платины. Также есть свидетельства образования ксенона, иода и сурьмы. По оценкам физиков, в результате столкновения была выброшена общая масса легких и тяжелых элементов, эквивалентная 40 массам Юпитера. Одного лишь золота, согласно теоретическим моделям, образовалось в количестве, эквивалентном примерно 10 масс Луны.

Сложно переоценить важность регистрации этого события с точки зрения целого ряда физических дисциплин. Данные о смещении электромагнитного сигнала относительно гравитационного в совокупности с информацией о светимости килоновой и ее удаленности от Земли могут быть использованы для проверки основных положений общей теории относительности. Времена прибытия сигналов позволят точнее оценить скорость распространения гравитации, а также проверить принцип эквивалентности и инвариантность Лоренца [10]. В космологии, эксперименты по наблюдению слияния нейтронных звезд используются для оценки постоянной Хаббла [11], несущей информацию о скорости расширения Вселенной. Наконец, изучение слияния нейтронных звезд позволяет наложить дополнительные ограничения на уравнение состояния. Эти ограничения могут быть связаны с ранее описанными величинами, прежде всего, их допустимыми массами или радиусами нейтронных звезд, а также с такими гравитационными эффектами, как деформация звезд под действием приливных сил. О связи между параметрами гравитационных волн и уравнением состояния можно узнать, например, в [12-14].

Работа выполнена при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фундаментальные и прикладные исследования космоса».

Литература

1. Haensel P., Potekhin A.Y. *Neutron Stars 1. Equation of State and Structure*. New York, USA, 2007.
2. Mornas L. // *Eur. Phys. J. A*, 24 (2005) 293.
3. Haensel P., Proszynski M. // *Astophys. K.*, 258 (1982) 306.
4. Yeunhwan L. *et al* // *Phys. Rev. C*, 89 (2014) 055804.
5. Farhi E., Jaffe R.L. // *Phys. Rev. D*, 30 (1984) 2379.
6. Lattimer J. M., Prakash M. // *Phys. Rep.*, 621 (2016) 127.
7. Freiburghaus C., Rosswog S., Thielemann F.-K. // *Ast. J.*, 525 (1999) L121.
8. Abbott B. P. *et al* // *Phys. Rev. Lett.*, 119 (2017) 161101.
9. Pian E. *et al* // *Nature*, 551 (2017) 67.
10. Abbott B. P. *et al* // *Astrophys. J. Lett.*, 848 (2017) L13.
11. Mortlock D. J. *et al* // *Phys. Rev. D*, 100 (2019) 103523.
12. Milva G. O. *et al* // *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 46 (2019) 073002.
13. Annala E. *et al* // *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018) 172703.
14. Benhar O., Ferrari V., Gualtieri L. // *Phys. Rev. D.* 70 (2004) 124015.

ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Э. Кэбин

Нейтрон в свободном состоянии имеет конечное время жизни, поэтому естественных источников нейтронов не существует, для получения нейтронных пучков необходимо создание искусственных источников. Испустить нейтрон может любое ядро, если привносимая энергия возбуждения превышает энергию связи нейтрона в ядре. Наиболее часто используются реакции под действием α -частиц, дейтронов, протонов и γ -квантов, а также реакция деления. Наиболее важными характеристиками источников нейтронов являются энергетический спектр нейтронов в пучке, наличие или отсутствие поляризации пучка, а также временная характеристика пучка – непрерывного или импульсного действия данный источник. Большинство источников нейтронов имеют непрерывный спектр в некотором диапазоне энергий. На ядерных реакторах возможно выделение пучков в достаточно узком диапазоне энергий. Для получения квазимонохроматических пучков нейтронов используют ускорители. Важное значение имеет интенсивность получаемого пучка. Выход нейтронов определяется соотношением $Y_n = J\sigma Ndx$, где N – плотность ядер мишени толщиной dx , J – плотность потока падающих частиц, а σ – сечение ядерной реакции образования нейтронов.

1. Ядерные реакторы

Стационарные реакторы

Первый ядерный реактор был создан под руководством Э. Ферми в 1942 г. в Чикаго. Первый реактор, предназначенный для пучковых исследований (HFBR), был создан в 1965 г. в Брукхэйвене. Сегодня в мире работает несколько десятков исследовательских реакторов. Характеристики некоторых из них приведены в табл. 1. Некоторые из указанных реакторов уже выведены из эксплуатации, также указаны строящиеся.

Для научных экспериментов необходимо выделить из непрерывного спектра нейтронов пучки монохроматических нейтронов. Наиболее широко для этих целей применяется времяпролетная методика. Принцип основан на том, что, если детектор установлен на расстоянии L (пролетная база) от источника, то энергия нейтрона E и его время пролета t однозначно связаны между собой. В нерелятивистском случае тепловых нейтронов:

$$E = \frac{m}{2} \left(\frac{L}{t} \right)^2 \text{ или } E_n [\text{эВ}] = 5227.073 \cdot \left(\frac{L [\text{м}]}{(t + t_0) [\text{мкс}]} \right)^2$$

Таблица 1. Некоторые исследовательские ядерные реакторы с непрерывным потоком.

Реактор	Мощность, МВт	Поток $\times 10^{14}$, нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
ПИК, Гатчина, Россия	100	45
HFIR, Ок-Ридж, США	85	25
HFR-ILL, Гренобль, Франция	58	15
ATR, INL, Айдахо, США	250	8,5
FRM-II, Мюнхен, ФРГ	20	8
HFETR, Чэнду, Китай	125	6,2
MIR.M1, Димитровград, Россия	100	5
ORPHEE, Сакле, Франция	14	2,5
JRR-3M, Ибараки, Япония	20	2
Dhruva R-5, Бомбей, Индия	100	2
ИР-8, Москва, Россия	8	1

Отсчет времени начинается с началом импульса нейтронного источника. В случае стационарных реакторов для использования времяпролетной методики устанавливаются прерыватели. Принцип действия одного из типов прерывателя – прерывателя Ферми проиллюстрирован на рис. 1. С помощью двух прерывателей возможно формирование монохроматического пучка нейтронов. Первый прерыватель служит для получения импульсного пучка. Второй, установленный на некотором расстоянии от первого – для его монохроматизации. Нейтроны больших энергий долетают до второго прерывателя быстрее, чем нейтроны меньших энергий. Подобрав соответствующим образом скорости вращения прерывателей, можно добиться ситуации, когда второй прерыватель будет пропускать нейтроны только в определенном энергетическом диапазоне. На реакторе ПИК (ПИЯФ) механический монохроматор состоит из 4-х однотипных модулей, которые

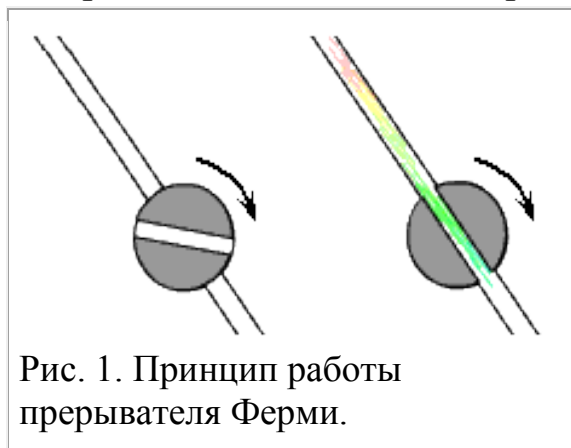


Рис. 1. Принцип работы прерывателя Ферми.

размещены вдоль коллимированного пучка нейтронов. Каждый модуль представляет собой ротор, изготовленный из прочного стального сплава. Энергетическое разрешение прибора зависит от скорости вращения роторов и энергии пропускаемых нейтронов. В частности, при скорости 15000 об./мин и энергии нейтронов, равной $E \approx 1$ эВ, на которую настроен монохроматор, $\Delta E/E \approx 0.05$.

Ядерные реакторы с непрерывным потоком нейтронов имеют ограничения по потоку, связанные в основном с проблемой охлаждения. В импульсных реакторах при той же средней мощности выход используемых для исследований нейтронов многократно возрастает.

Импульсные реакторы

В импульсных реакторах цепная реакция развивается на мгновенных нейтронах. С помощью так называемых **модуляторов реактивности** реактор на короткий промежуток времени (от $\sim 10^{-4}$ с до нескольких секунд) переводится в надкритическое состояние, когда коэффициент размножения нейтронов без учета запаздывающих нейтронов $k > 1$. В реакторе быстро развивается цепная реакция деления. Затем реактор переводится в подкритическое состояние и процесс затухает. В результате генерируются импульсные нейтронные потоки большой интенсивности.

Управлять критичностью реактора с помощью мгновенных нейтронов опасное занятие. "Проводить такие эксперименты – все равно, что щекотать хвост спящего дракона!" – сказал Р. Фейнман. Говорят, что в сороковых годах импульсный реактор в Лос-Аламосе работал следующим образом. Сверху в вертикальную трубу бросали кусок плутония или урана, который пролетал мимо другого куска ядерного материала. На какое-то время общая масса превышала критическую и генерировался мощный поток нейтронов. Современные импульсные реакторы представляют собой существенно более сложные системы и безопасности их эксплуатации уделяется большое внимание.

Различают три типа импульсных реакторов: **самогасящиеся импульсные реакторы, периодические импульсные реакторы и бустеры.**

В **самогасящихся импульсных реакторах** цепная реакция деления гасится за счет отрицательной обратной связи различных процессов, связанных с выделяющимся теплом, то есть с коэффициентом размножения нейтронов. Одним из первых импульсных реакторов был однократный реактор на быстрых нейтронах "Леда Годива", созданный в 1951 в Лос-Аламосе (США).

Длительность нейтронных импульсов в таких реакторах от нескольких десятков микросекунд до нескольких секунд. Частота повторения импульсов невелика (один импульс в час, а то и 2-3 раза в сутки) и определяется временем, необходимым для охлаждения реактора. В импульсе до $\sim 10^{18}$ нейтронов (ЯГУАР в ВНИИТФ, Снежинск).

В периодических импульсных реакторах нейтронные импульсы инициируются и гасятся за счет периодического движения части активной зоны, части отражателя либо замедлителя. В периодическом реакторе мощность в каждом импульсе меньше, чем в однократном импульсе самогасящейся системы.

Первый периодический импульсный реактор ИБР-1 (Импульсный Быстрый Реактор) был запущен в ОИЯИ (Дубна) в 1960 г. Идея ИБР-1 была предложена Д.И. Блохинцевым: между двумя частями плутония вращается диск с урановым вкладышем. При совпадении всех трех частей возникает мощная цепная реакция, которая быстро затухает. По поводу этого реактора Н. Бор сказал: "Я восхищен мужеством людей, решившихся на сооружение такой замечательной установки!" Д.И. Блохинцев, в свою очередь, считал, что эксплуатировать импульсный реактор – то же самое, что дразнить тигра в клетке (практически безопасно).

В дальнейшем в ОИЯИ был построен более мощный импульсный реактор ИБР-2. Активная зона реактора объемом 22 л содержит 82 кг двуокиси плутония и охлаждается жидким натрием. Модуляция реактивности осуществляется с помощью подвижного отражателя. С момента пуска работал стальной отражатель, который состоял из двух частей: основной и вспомога-



Рис. 2. Схема реактора ИБР-2.



Рис. 3. Отражатель ИБР-2М.

тельной (так называемый "трезубец") (см. рис. 2). Эти две части вращались с разными скоростями (1500 и 300 об/мин) около активной зоны. Когда они оказывались одновременно напротив зоны генерировался нейтронный импульс. "Трезубцы" работали до 2003 года. В 2004 году был пущен новый решетчатый отражатель из никелевого сплава, который состоит из двух частей, вращающихся в противоположных направлениях с медленной скоростью (600 об/мин) (рис. 3). Длительность импульса мощности при этом сохраняется. Этот отражатель работает на модернизированном реакторе ИБР-2М. Усредненная мощность ИБР-2М составляет 2 МВт; мощность в импульсе – 1850 МВт. Импульсы тепловых нейтронов длительностью ~240 мксек испускаются с периодом в 5 Герц, нейтронный поток в импульсе на поверхности модератора 10^{16} нейтронов/(см²·с). Исследовательский импульсный реактор ИБР-2М является одним из самых эффективных в мире источников для исследований на выведенных пучках медленных нейтронов.

Надо сказать, что периодические импульсные реакторы строились и эксплуатировались только в СССР и России, при том, что проекты таких реакторов разрабатывались и в других странах. В первую очередь это связано с проблемой безопасности эксплуатации. Не зря от момента постройки до официального пуска ИБР-2 прошло почти шесть лет.

В **бустере** в подкритическую сборку помещается мишень-конвертер из тяжелого металла. Импульс мощности инициируется импульсом нейтронов от внешнего источника. В качестве внешних источников используются сильноточные ускорители электронов (30-200 МэВ). Электроны рождают в мишени тормозные γ -кванты, которые в свою очередь вызывают фотоядерные реакции (γ, xn). Фотоядерные нейтроны инициируют цепную реакцию в сборке, что приводит к увеличению потока нейтронов в 10 – 30 раз. После выключения внешнего источника размножение нейтронов прекращается. В **супербустере** есть возможность модуляции реактивности в размножающей мишени.

В бустере ИРЕН (**И**сточник **Р**езонансных **Н**ейтронов) (ОИЯИ) линейный электронный ускоритель ЛУЭ-200 имеет длительность импульсов 250 нс, значение тока электронов в импульсе ~1.5 А, частоту следования импульсов 150 Гц, энергию электронов ~200 МэВ. Мишень-конвертер из ванадия окружает оболочка из ²³⁹Pu в состоянии глубокой подкритичности. Длительность нейтронного импульса составляет 400 нс, интегральный выход нейтронов $\sim 9 \cdot 10^{14}$ н/с.

2. Изотопные (ампульные) источники нейтронов

В изотопных источниках нейтроны получаются либо в результате спонтанного деления (^{252}Cf), либо в результате ядерных реакций (α, n) на легких ядрах, например $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. В качестве источников α -частиц используются α -активные изотопы ^{210}Po , ^{226}Ra , ^{239}Pu , ^{241}Am . Интенсивность потока нейтронов от изотопных источников ограничена активностью препарата и обычно заметно меньше 10^8 нейтронов в секунду. Кроме того, такие изотопные источники имеют сплошной спектр нейтронов ($\sim 0.1 - 12$ МэВ) и высокий фон γ -излучения. Изотопные источники монохроматических нейтронов небольших энергий можно создать, используя реакцию (γ, n). Для этого используются реакции $d(\gamma, n)p$ ($Q = -2.23$ МэВ) с монохроматическим источником γ -квантов на основе ^{208}Tl ($E_\gamma = 2.62$ МэВ), $E_n = 200$ кэВ, и $^9\text{Be}(\gamma, n)^{24}\text{He}$ ($Q = -1.65$ МэВ) с источником γ -квантов на основе ^{214}Bi ($E_\gamma \approx 1.78$ МэВ), $E_n = 110$ кэВ.

3. Нейтронные генераторы

В нейтронных генераторах обычно используются реакции $t(d, n)^4\text{He}$ и $d(d, n)^3\text{He}$, сечения которых имеют максимумы при небольших энергиях налетающих частиц (см. рис. 4 и 5). Это позволяет использовать небольшие ускорители, например, каскадные генераторы. Энергия дейтронов 130 кэВ в с.ц.и., при которой достигается максимум сечения реакции $d(t, ^4\text{He})n$ соответствует энергии в л.с. ~ 220 кэВ. Энергия ускоренных частиц в таких нейтронных генераторах обычно 100 – 300 кэВ.

Основные характеристики рассматриваемых реакций приведены в табл. 2. Так как энергия этих реакций заметно больше энергии ускоряемых частиц, нейтроны вылетают из мишени почти с

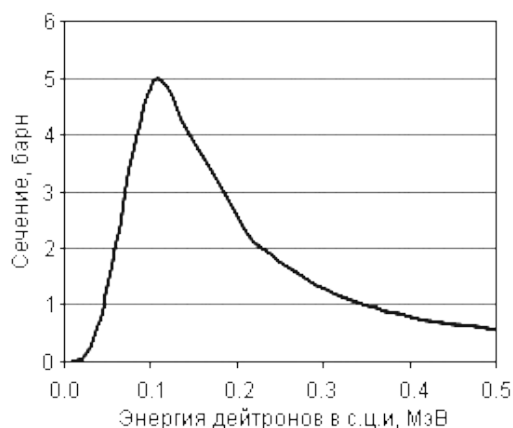


Рис. 4. Функция возбуждения для реакции $t(d, n)^4\text{He}$.

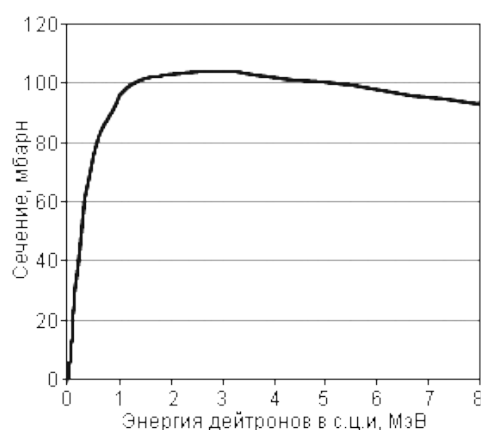
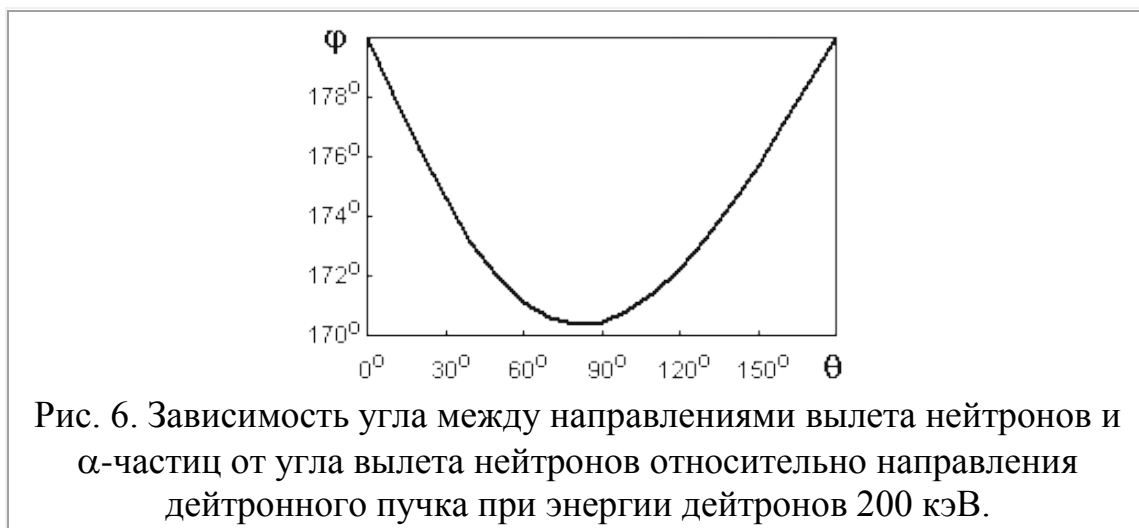


Рис. 5. Функция возбуждения для реакции $d(d, n)^3\text{He}$.

Таблица 2.

Реакция	Энергия реакции Q, МэВ	Энергия нейтронов, МэВ	Максимальное сечение σ_{\max} , барн	Энергия ускоряемой частицы в с.ц.и при σ_{\max} , МэВ
$d(d,^3\text{He})n$	3.3	~2.5	~0.1	~1.0
$d(t,^4\text{He})n$	17.6	~14.2	5.0	0.13



одинаковыми энергиями. При энергии дейтронов 200 кэВ энергия нейтронов во всем диапазоне углов варьируется от 15.1 до 13.2 МэВ.

Нейтронный генератор может быть точечным моноэнергетическим источником нейтронов. Нейтроны из реакции $d-t$ вылетают из мишени практически изотропно, угловое распределение нейтронов из реакции $d-d$ имеет небольшой максимум в направлении дейтронного пучка. При небольших энергиях дейтронов α -частицы из реакции $d(t,^4\text{He})n$ вылетают из мишени-конвертера под углами, близкими к 180° относительно направления вылета нейтронов (см. рис.6).

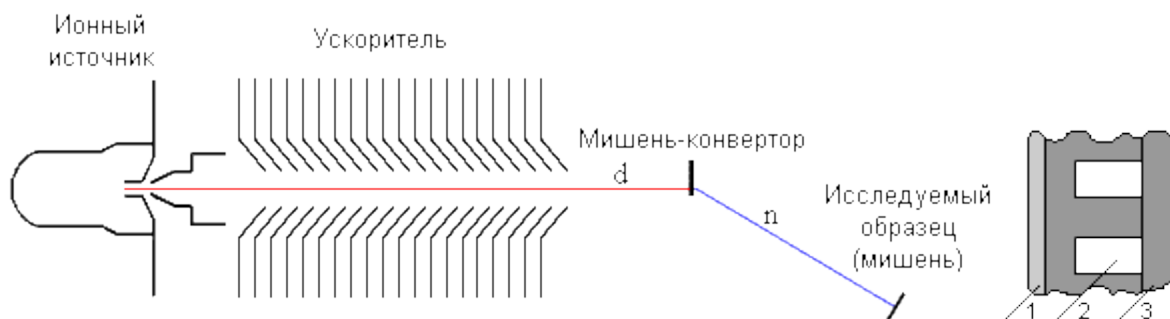


Рис. 7. Упрощенная схема нейтронного генератора. Справа приведен разрез мишени нейтронного генератора; 1) слой титана, 2) каналы для охлаждения, 3) медная подложка.

Если при этом α -частицы регистрируются, то соответствующие им нейтроны оказываются "мечеными". Энергии и направления вылета из мишени-конвертера нейтронов через кинематические соотношения однозначно связаны с энергиями и углами вылета α -частиц. Таким образом становится возможной электронная коллимация нейтронного пучка. Момент вылета нейтрона из мишени также фиксируется с помощью детектирования сопутствующих α -частиц, что может быть использовано во времяпролетной методике.

На рис. 7 показана упрощенная схема нейтронного генератора. Ускорители, используемые в таких нейтронных генераторах, обычно непрерывного действия. Чтобы получить импульсный пучок, используют импульсные ионные источники или устройства отклонения и группировки. Мишени-конвертеры нейтронных генераторов, позволяющих получить высокоинтенсивные потоки нейтронов, обычно твердотельные, и представляют собой тонкие слои (до нескольких десятков мкм) титана, скандия или цинка, нанесенные на медную подложку (см. рис. 7). Эти металлы способны образовывать так называемые металлические гидриды. Так, гидриды титана или скандия способны удерживать до двух атомов изотопов водорода на один атом металла. Это свойство металлических гидридов позволяет использовать их в качестве аккумуляторов изотопов водорода и, в частности, производить из них мишени-конвертеры. Энергия, теряемая пучком заряженных частиц в мишени, может достигать больших величин (до десятков кВт на квадратный сантиметр). Это требует эффективного охлаждения. Обычно используется водяное охлаждение. Кроме того, мишень часто представляет быстро вращающийся диск. Таким образом увеличивается эффективная площадь, на которую попадает пучок.

На нейтронных генераторах, использующих реакцию $d(t, {}^4\text{He})n$ удастся получить потоки нейтронов до $\sim 10^{14}$ нейтронов/с на телесный угол 4π . У "стандартных" нейтронных генераторов они заметно меньше ($\sim 10^{10}$ нейтронов/с). Нейтронные генераторы могут быть весьма малогабаритными, например, для работы в скважинах.

4. Использование ускорителей для генерации нейтронов

В рассмотренных выше нейтронных генераторах, ускорители на небольшие энергии используются только для получения нейтронов. За счет большой положительной энергии реакции $d(t, {}^4\text{He})n$, ее большого сечения и небольшой энергии, инициирующих реакцию дейтронов, удастся получать интенсивные потоки нейтронов с энергией ~ 14 МэВ и незначительным разбросом по энергии. Если необходимы нейтроны

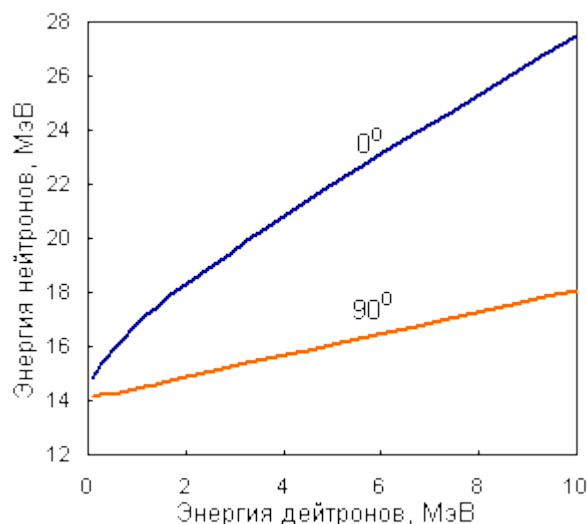


Рис. 8. Энергия нейтронов в реакции $d(t, {}^4\text{He})n$ для двух углов вылета нейтронов относительно направления дейтронного пучка.

бОльших энергий, используют ускорители с более высокоэнергетичными пучками. Обычно, они используются не только для получения нейтронов, но и для других задач. На рис. 8 показана зависимость энергии нейтронов, образующихся в реакции $d(t, {}^4\text{He})n$, от энергии дейтронов для двух углов вылета нейтронов относительно направления дейтронного пучка. Видно, что по мере роста энергии дейтронов, кинематический разброс энергий нейтронов возрастает, и, соответственно, труднее добиться моноэнергетичности нейтронов. Кроме того, с ростом энергии падает выход нейтронов.

Для получения нейтронов на ускорителях также используются реакции ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$, ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$, ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ и другие. Однако получение моноэнергетических нейтронов в этом случае связано с дополнительными трудностями, т.к. по мере роста энергии появляются нейтроны, связанные с возбужденными состояниями конечных ядер.

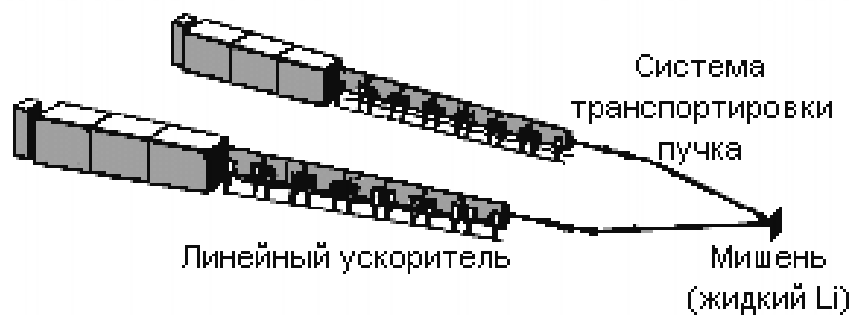


Рис. 9. Схема установки IFMIF.

Реакция развала

Источники быстрых нейтронов высокой интенсивности можно получить при использовании реакции развала дейтронов средних энергий (~20-50 МэВ) на легких ядрах. Получающиеся в результате развала нейтроны летят в узком конусе вперед. Разброс их энергий довольно большой, порядка МэВ. Основные проблемы, возникающие при повышении выхода нейтронов – получение сильноточных пучков и отвод тепла от мишени-конвертера. Пока интенсивность потока нейтронов у таких источников не превышает 10^{14} нейтронов/с. Однако под эгидой МАГАТЭ во Фраскати (Италия) силами Европейского Союза, Японии, России и США сооружается установка IFMIF (International Fusion Material Irradiation Facility), на которой должна быть получена интенсивность до 10^{18} нейтронов/(м²сек). Установка будет включать в себя два линейных дейтронных ускорителя (35-40 МэВ/5МВт) и струйную мишень из жидкого лития (рис. 9).

Фотоядерные реакции

Импульсные источники нейтронов на базе электронных ускорителей впервые начали создаваться в 50-е годы в Харуэлле (Великобритания).

Нейтроны получаются в результате фотонейтронных реакций (γ, xn) от тормозного излучения электронов, падающих на мишень из тяжелых ядер. При энергии электронов 100 МэВ на 20 электронов образуется 1 нейтрон. На рис. 10 показаны зависимости выхода нейтронов на единицу мощности ускорителя от энергии нейтронов. При энергии электронов >100 МэВ выход нейтронов практически перестает

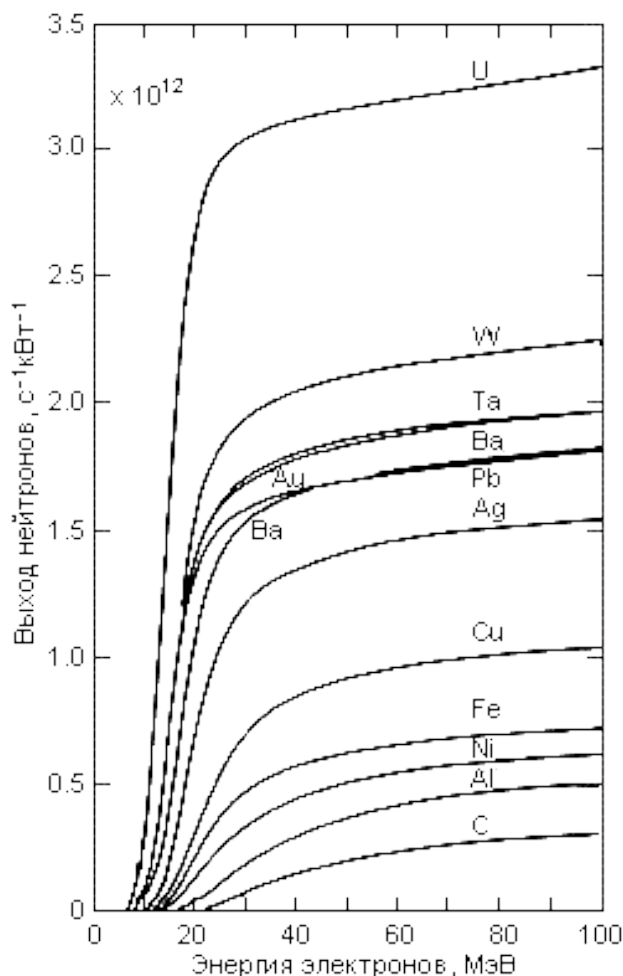


Рис. 10. Выход нейтронов в фотоядерных реакциях

увеличиваться с ростом энергии. Примером нейтронного источника такого типа может служить нейтронный источник на линейном ускорителе электронов ORELA (Oak Ridge Electron Linear Accelerator). Максимальная энергия электронов у ORELA 180 МэВ, длительность импульсов – 4-30 нс, частота – 12-1000 Гц.

В качестве мишени-конвертера в основном используется Та. В каждом нейтронном сгустке содержится 10^{11} нейтронов в широком энергетическом диапазоне от 10^{-3} до 10^8 эВ. Интенсивность нейтронов разных энергий составляет $4 \cdot 10^{13}$ МэВ $^{-1}$ с $^{-1}$ при энергии нейтронов 1 МэВ и $4 \cdot 10^{10}$ МэВ $^{-1}$ с $^{-1}$ при 14 МэВ. Для получения нейтронов тепловых энергий используется водяной модератор.

Выход нейтронов из фотоядерных реакций мал. Для повышения выхода нейтронов используется размножающая мишень из делящегося материала – бустер.

Реакция скалывания

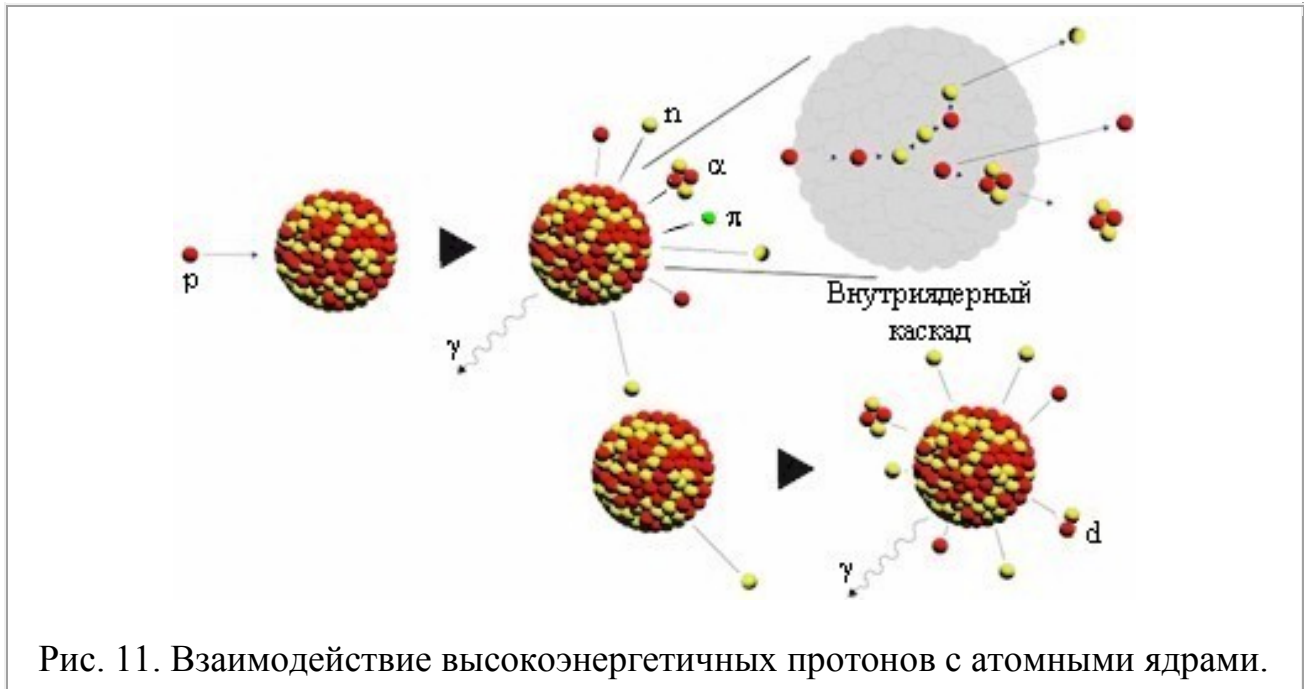
В последнее время число исследовательских реакторов уменьшается, и будущее интенсивных нейтронных источников связано с использованием ускорителей

Когда высокоэнергетичный протон попадает в ядро, он последовательно взаимодействует с его нуклонами, передавая им часть своей энергии. Получившие энергию нуклоны, в свою очередь взаимодействуют с другими нуклонами. В результате такого внутриядерного каскада, энергия налетевшего протона перераспределяется по все большему количеству нуклонов ядра и через некоторое время образуется составное ядро. Часть нуклонов в процессе развития внутриядерного каскада вылетает из ядра. Такой процесс называется скалыванием или выбиванием (spallation, knock out). Кроме нуклонов из ядра могут вылетать кластеры (α -частицы, дейтроны, ...). Вылетают также π -мезоны, если энергия выше порога их образования.

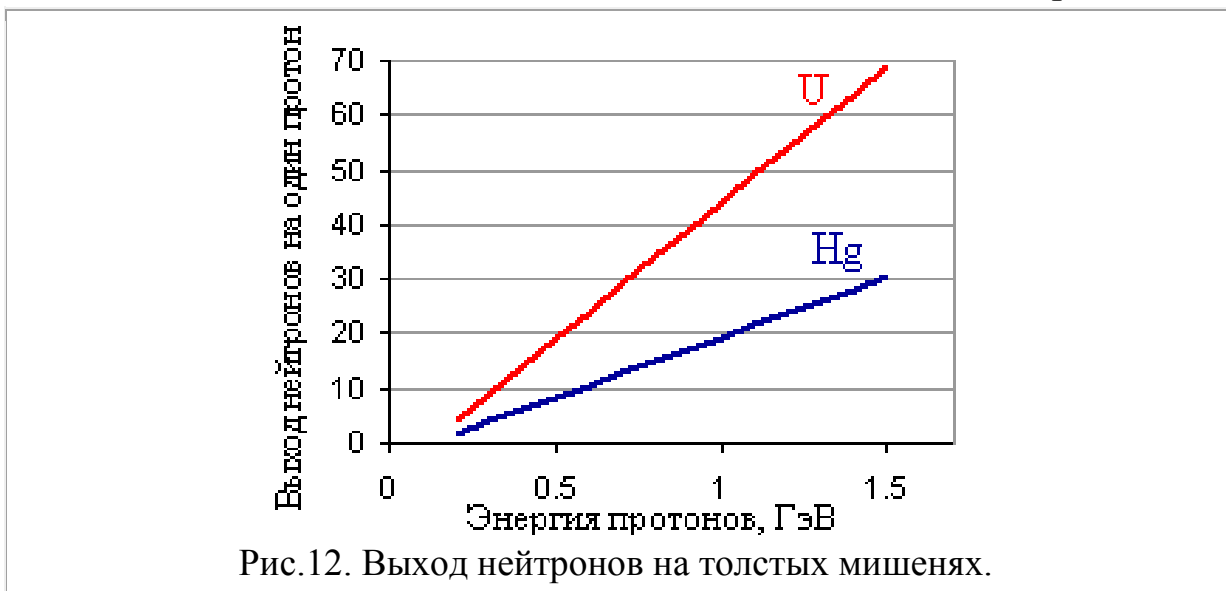
Частицы вылетают ("испаряются") также на стадии составного ядра. (Источники нейтронов, основанные на реакции скалывания, называют испарительными источниками.) В случае использования толстой мишени формируется также внешний каскад, когда высокоэнергетические частицы из реакции скалывания в свою очередь попадают в ядра мишени.

Для толстых мишеней и энергий налетающих протонов до ~ 1 ГэВ выход нейтронов (см рис. 12) подчиняется простой эмпирической закономерности

$$Y(E,A) = 0.1(E - 0.120)(A + 20) \text{ для неделящихся мишеней,}$$
$$Y(E,A) = 50(E - 0.120) \text{ для } ^{238}\text{U,}$$



где энергия протонов E в ГэВ, A – массовое число. При более высоких энергиях линейная зависимость выхода от энергии нарушается. Это связано с возрастающим сечением образования π^0 -мезонов, которые из-за малого времени жизни практически не участвуют во внутриядерном каскаде. Фотоядерные реакции, которые вызывают γ -кванты из распада π^0 -мезонов, вносят лишь незначительный вклад в выход нейтронов.



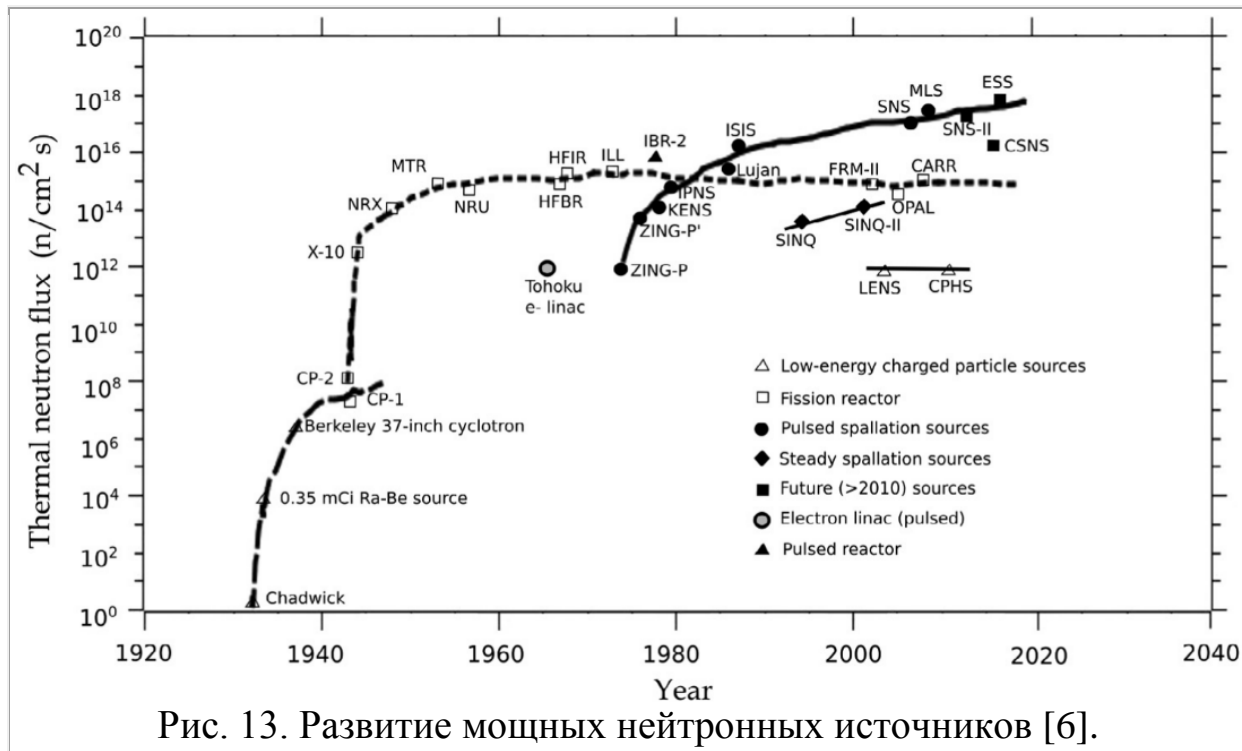
Проект SNS (Spallation Neutron Source) реализован в Ок Ридже (США). В нем участвуют 6 национальных лабораторий США (Argonne, Brookhaven, Jefferson, Lawrence Berkeley, Los Alamos, Oak Ridge). В линейном ускорителе отрицательные ионы H^- ускоряются до энергии 1 ГэВ. Затем ионы проходят через обдирочную мишень, лишаясь электронов и превращаясь в протоны. Протоны затем поступают в

накопительное кольцо, в котором в течение 1060 оборотных циклов происходит их накопление, после чего они выводятся из накопительного кольца. Сформированные таким образом сгустки протонов с частотой 60 Гц и длительностью 0.7 мкс падают на мишень-конвертер,

Таблица 3. Нейтронные источники, основанные на реакции скалывания.

Установка	Энергия протонов, МэВ	Ток, мкА	Частота, Гц	Мишень	Модератор	Начало работы
IPNS, Argonne, США	450	15	30	Уран	жидкий метан(100К) твердый метан (25К)	1981 г.
ISIS, Rutherford, Великобритания	800	200	50	Тантал, Вольфрам, Уран	жидкий метан(100К) жидкий водород (25К) вода (300К)	1985 г.
KENS, KEK, Япония	500	7	20	Вольфрам, Уран	твердый метан(100К) вода (300К)	1980 г.
MLNSC, LANL, США	800	100	20	Вольфрам	жидкий водород (20К) вода (300К)	1986 г.
IN-6, Троицк, Россия	600	500	50	Вольфрам	Полиэтилен, вода (300К)	1998 г.
n-TOF CERN-PS	20000	1	50	Свинец		2001 г.
SNS, ORNL, США	1000	1400	60	Ртуть	жидкий водород (20К) вода (300К)	2007 г.
MLF, J-PARK, Япония	3000	333	25	Ртуть	жидкий водород	2009 г.
ESS, Лунд, Швеция	2000	2500	14	Ртуть	жидкий водород	Запуск в 2023 г.
CSNS, Пекин, Китай	1600	62	25	Вольфрам	жидкий водород (20К) вода (300К)	2017 г.

в которой в результате реакции скалывания образуются нейтроны. В импульсе содержится $1.5 \cdot 10^{14}$ нейтронов. В качестве мишени используется ртуть. Ртуть была выбрана из следующих соображений. Как у элемента с большой атомной массой, у ядер ртути на 80 протонов в среднем приходится 120 нейтронов; ртуть – жидкость и не испытывает



радиационных повреждений как твердое тело; она лучше может рассеивать быстро выделяющееся тепло и выдерживать ударные нагрузки, возникающие от коротких высокоэнергетических протонных импульсов. Для получения тепловых и холодных нейтронов используются водные модераторы и модераторы с жидким водородом.

В установке **n-ToF** (CERN) используется протонный синхротрон (20 ГэВ/с). Длительность протонного сгустка ~6 нс, в каждом сгустке $7 \cdot 10^{12}$ протонов. Реакция скалывания происходит на свинцовой мишени толщиной 40 см, охлаждаемой водой. Вода служит также модератором. В результате образуются нейтроны в широком энергетическом диапазоне, от 1 эВ до 250 МэВ. Каждый протонный сгусток преобразуется в нейтронный импульс со среднеквадратичным значением длительности ~7 нс, содержащий $4.2 \cdot 10^{15}$ нейтронов. Нейтроны поступают в нейтронновод, который расположен под углом 10° по отношению к направлению протонного пучка. В нейтронновоеде имеются коллиматоры и магнит, который производит очистку нейтронного пучка от остаточных заряженных частиц. Для регистрации энергии нейтронов применяется времяпролетная методика. Пролетная база составляет 182.5 м. Для получения стартовой временной отметки используются γ -кванты,

образующиеся в реакции скалывания. Энергетическое разрешение времяпролетного спектрометра составляет $2 \cdot 10^{-4}$. На конце пролетной базы в нейтронном импульсе интенсивность пучка 10^6 нейтронов/см².

Нейтронный источник на пьезоэлектрических кристаллах

Новая схема образования нейтронов в малогабаритном нейтронном источнике, в котором используется свойство пьезоэлектрических кристаллов создавать сильные электрические поля при их нагревании и охлаждении. Источник устроен следующим образом: в камере, заполненной дейтерием на расстоянии 15 мм размещались два пьезоэлектрических кристалла (10×20 мм LiTaO_3). Каждый кристалл нагревался с помощью термо-

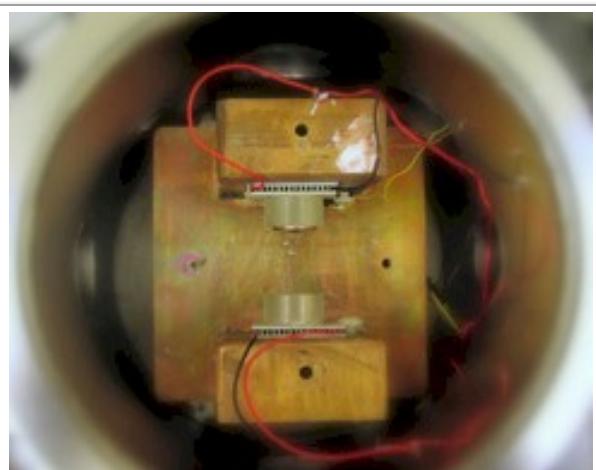


Рис. 14. Нейтронный источник на пьезоэлектрических кристаллах.

электрического нагревателя (10 Вт) за 350 с до температуры 130°C , а затем, после выключения питания нагревателя, охлаждался до комнатной температуры. Поверхность одного из кристаллов, который приобретает положительный заряд при нагревании и отрицательный заряд при охлаждении, была покрыта слоем 50 мкм дейтерированного полистирола $(\text{C}_8\text{D}_8)_n$. Другой кристалл приобретал при нагревании отрицательный заряд, а при охлаждении – положительный. Под действием электрического поля между кристаллами происходила ионизация газа и ускорение ионов дейтерия. Максимальная энергия ускоренных таким образом дейтронов была 215 кэВ. В результате взаимодействия ускоренных ионов дейтерия с дейтериевой мишенью (дейтерированный полистирол) возникали нейтроны. Было зарегистрировано около 10^4 нейтронов в одном цикле нагрева-охлаждения. Авторы отмечают, что использование реакции $d(t, {}^4\text{He})n$ вместо $d(d, {}^3\text{He})n$ позволит на более чем 2 порядка повысить выход нейтронов.

Литература:

1. В.Л. Аксенов. *Импульсные реакторы для нейтронных исследований*. ЭЧАЯ. 1995, том 26, вып. 6, с. 1449.

2. В.Л. Аксенов, А.М. Балагуров. *Времяпролетная нейтронная дифрактометрия*. УФН, т.166, № 9, с. 955 (1996)
3. [The Oak Ridge Electron Linear Accelerator Pulsed Neutron Source](https://www.phy.ornl.gov/nuclear/orela/) [https://www.phy.ornl.gov/nuclear/orela/]
4. [M. Giovannozzi, R. Cappi, G. Metral. The Proton Beams for the Time-of-Flight at the CERN-PS. Proc. of EPAC 2000](#), p.1277
5. J. Geuther, Y. Danon, F. Saglime. *Nuclear Reactions Induced by a Pyroelectric Accelerator*. Phys. Rev. Lett. 96, 054803 (2000)
6. I.S. Anderson et al. *Research opportunities with compact accelerator-driven neutron sources*, Phys. Rep. 654 (2016) 1–58,

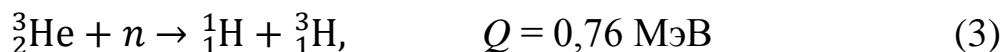
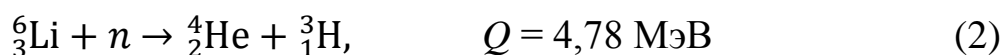
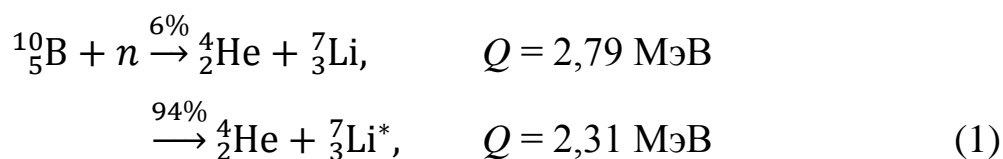
МЕТОДЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ

С. Каплун

Поскольку нейтроны не имеют электрического заряда и почти не взаимодействуют с электронами, они непосредственно производят очень слабую ионизацию – создают всего лишь одну пару ионов на одном метре пути за счёт рассеяния, в то время как протоны с такой же энергией создают около одного миллиона пар ионов на метре того же вещества. Таким образом, нейтроны нельзя обнаружить обычными приборами, основанными на ионизирующей способности заряженных частиц. Приходится использовать вторичные эффекты.

Детектирование нейтронов осуществляется на основе двух типов взаимодействия нейтронов с ядрами, а именно: упругого рассеяния, в результате которого ядро отдачи, как правило, ионизировано, или ядерной реакции, в результате которой появляются заряженные частицы, испускаемые либо мгновенно, либо как излучение радионуклидов – продуктов ядерной реакции. Последний способ регистрации относится к активационным методам и применяется для определения плотности потока и спектра медленных и быстрых нейтронов. В первом случае для регистрации используются ионизационные камеры и пропорциональные счётчики, во втором сцинтилляционные счётчики и ядерные эмульсии.

Нейтроны могут быть зарегистрированы с использованием следующих реакций, в результате которых заряженные частицы рождаются практически мгновенно:



Эти реакции – экзоэнергетические и используются для регистрации как быстрых, так и медленных нейтронов. Детекторы, в которых используется ядерная реакция (1), могут быть как газонаполненными, так и твердотельными, а с использованием реакции (2) – только твердотельными. К газонаполненным относятся хорошо известные

борные ионизационные камеры и борные пропорциональные счётчики. Рабочим газом в них является трифторид бора BF_3 .

Ионизационные камеры

Ионизационная камера представляет собой простейший газо-наполненный детектор. Она представляет собой систему из двух или трёх электродов в объеме, заполненном газом ($\text{He} + \text{Ar}$, $\text{Ar} + \text{C}_2\text{H}_2$, Ne). Ионизационная камера может быть выполнена в виде плоского или цилиндрического конденсатора. Величина прикладываемого напряжения (обычно сотни вольт) подбирается так, чтобы образованные в камере при пролёте заряженной частицы свободные заряды максимально быстро, не успев рекомбинировать, достигали электродов.

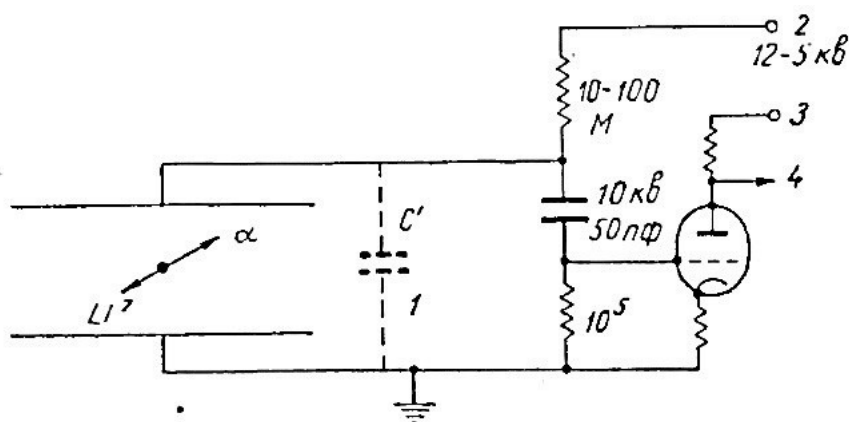


Рис. 1: Схема ионизационной камеры [3]. 1 – эквивалентная ёмкость 10 пФ; 2 – питание камеры; 3 – питание усилителя; 4 – выходной импульс.

Ионизационные камеры бывают интегрирующие и импульсные. В интегрирующих камерах при больших потоках частиц импульсы сливаются и регистрируется ток, пропорциональный среднему энерговыделению.

Рассмотрим ионизационную камеру с параллельными пластинами, наполненную газообразным соединением бора. Нейтрон захватывается ядром бора, а треки α -частицы и ${}^7\text{Li}$ лежат между пластинами, как показано на рис. 1. Чтобы определить величину заряда, собирающегося на пластинах под действием приложенного к пластинам напряжения, и изменение этого напряжения в результате собирания заряда, предположим, что в реакции образуется одна частица с энергией 2,4 МэВ и что энергия, необходимая для образования одной пары ионов, равна 32 эВ. Тогда число образованных пар ионов приблизительно равно $2,4 \cdot 10^6 / 32 = 75000$, а заряд, собирающийся на пластинах, будет равен $7,5 \cdot 10^4 \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \sim 10^{-14} \text{ Кл}$. Если пластины таковы, что

емкость между ними C^0 равна $10 \text{ пф} = 10^{-11} \text{ ф}$, то изменение напряжения на пластинах составляет 1 мВ .

Ясно, что регистрация отдельных импульсов требует значительного усиления напряжения. Если же ток камеры измеряется простым прибором, то может быть зарегистрирована лишь очень большая интенсивность излучения. Выше предполагалось, что все электроны и ионы собираются полностью и мгновенно. Практически это неосуществимо, поэтому обычно рассматриваются условия, при которых такое положение достигается хотя бы приблизительно.

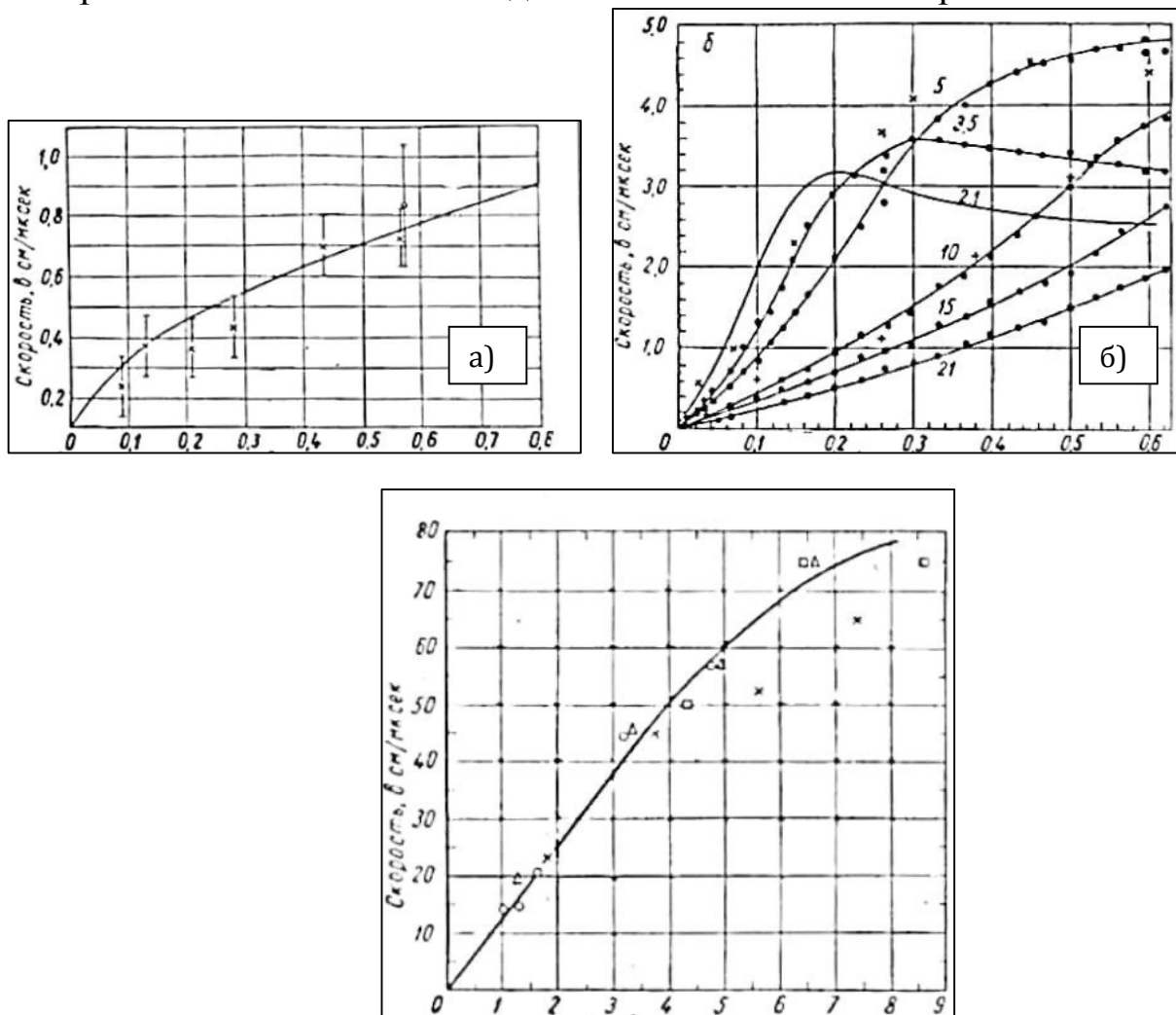


Рис. 2: Скорость дрейфа электронов в различных веществах: (а) очищенный водород, (б) смесь аргона с CO_2 , (в) BF_3 . По нижней оси отсчет ведется в $\text{В/см} \cdot \text{мм рт ст.}$

Средний свободный путь молекулы в газе при нормальных условиях равен приблизительно 10^{-5} см , средний свободный путь иона и электрона малой энергии приблизительно того же порядка. Поэтому, прежде чем электроны или положительные ионы, образованные быстрой заряженной частицей, возникшей при ядерной реакции,

достигнут пластин ионизационной камеры, они должны испытать большое число соударений с молекулами газа в камере.

Рассмотрим сначала электроны. Так как электрон – очень легкая частица, его средняя скорость в направлении приложенного поля довольно велика. Средняя скорость зависит от приложенного электрического поля E и от среднего свободного пути, который обратно пропорционален давлению. На рис. 2 графически показана зависимость скорости электронов в ряде газов, обычно применяемых в счётчиках, от величины E . Практически скорость электронов приблизительно равна 10^7 см/сек, хотя в различных газах и при разных условиях она может меняться от 10^6 до 10^8 см/сек. Среднее время, необходимое электрону для прохождения расстояния между пластинами ионизационной камеры в 1 см, составляет 0,1 мксек.

Положительные ионы, возникающие в газе вдоль пути быстрой заряженной частицы, во много раз тяжелее электронов и движутся значительно медленнее. Они проходят камеру за время, равное примерно 1 мсек. Сначала в приборах, применяемых для регистрации нейтронов, стремились собирать как положительные, так и отрицательные заряды, образованные в газе. При этом возникал ряд трудностей, например, постоянная времени усилителя должна была быть большой, что приводило к заметному микрофонному эффекту и наводкам от высших гармоник переменного напряжения. Поэтому в современных регистрирующих приборах учитывается компенсация эффектов индукции и большинство из них основаны почти исключительно на собирании электронов.

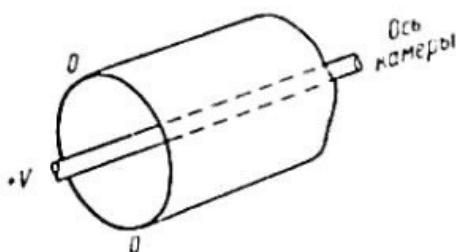


Рис. 3: Схема цилиндрической ионизационной камеры.

Импульс напряжения, возникающий на ионизационной камере при прохождении через нее электрона при покоящемся положительном ионе, связан с работой, производимой над электроном камеры приложенным полем. В цилиндрической ионизационной камере с центральным положительным электродом малого радиуса (рис. 3) электрическое поле, меняющееся как $1/r$, в большей части счётчика

слабое, так как наибольшее падение напряжения имеет место в непосредственной близости к центральной нити. Поэтому работа, производимая полем над электроном, возникающим в результате ионизации, будет приблизительно постоянной во всем объеме счётчика, и величина импульса не будет зависеть от положения следов ионизирующих частиц в счётчике.

Пропорциональные счетчики

Если ионизационная камера с параллельными пластинами наполнена газообразным BF_3 , и облучается медленными нейтронами, то эффекты индукции приводят к тому, что при быстром собирании регистрируются все импульсы с амплитудой от нулевой до максимальной. Однако в случае цилиндрической ионизационной камеры с тонким положительным центральным электродом в спектре импульсов наблюдается резкий пик около максимального значения амплитуды, так как для большинства импульсов эффекты индукции малы. В некотором смысле пропорциональный счётчик аналогичен цилиндрической ионизационной камере, но только теперь центральным положительным электродом является тонкая металлическая нить. Если диаметр нити мал (обычно 0,1 мм), а падение напряжения на счётчике приблизительно соответствует 2 кэВ, то поле в непосредственной близости от нити таково, что некоторые электроны между соударениями могут приобретать достаточную энергию для ионизации молекул при последующем соударении. В результате процесса ионизации освобождается вторичный электрон, который вновь ускоряется вблизи нити и сам оказывается в состоянии производить ударную ионизацию. Таким образом возникает начальная лавина коронного разряда.

При низком напряжении пропорциональный счётчик ведет себя как ионизационная камера. Если в счётчике нет нежелательных примесей, то величина импульса от α -частицы, вылетающей из наружной стенки, остается постоянной при изменении напряжения. По мере увеличения напряжения достигается такое значение напряженности электрического поля, при котором наступает газовое усиление в результате процессов, указанных выше. Первоначально вероятность дополнительной ионизации мала и большинство электронов попадает на нить без дальнейшей ионизации. Поэтому сразу же выше порога газовое усиление с увеличением напряжения растет сравнительно медленно. Однако вероятность вторичной ионизации растет экспоненциально, и в конечном счете при усилении, равном 10 000, рост усиления с напряжением становится очень быстрым. Если приложенное

напряжение медленно увеличивать дальше, то счётчик переходит в разряд Гейгера.

В разряде Гейгера уже нет пропорциональности, он может возникать и от одного электрона, и от тысячи. Газовое усиление в разряде Гейгера очень большое, так что величина импульса на выходе обычного счётчика составляет около 1 В. Поэтому в дальнейшем требуется лишь небольшое усиление. Сразу после разряда вблизи нити остается облако остаточных положительных ионов. Поле этих ионов уменьшает эффективное поле вблизи проволоки. Поэтому нового разряда в счётчике произойти не может до тех пор, пока эти ионы не дойдут до стенок. Этот процесс длится приблизительно 0,5 мсек и называется временем восстановления. Когда ионы доходят до стенки, то некоторые из них могут дать вторичные электроны, которые могут вновь вызвать разряд. Поэтому для нормальной работы счётчика необходимо гашение разряда либо путем добавления паров спирта, либо путем снижения приложенного к счётчику напряжения на время, большее, чем время восстановления. Важной особенностью счётчика Гейгера является наличие у него плато. Если увеличивать напряжение выше порога гейгеровской области, то скорость счета остается почти постоянной. Однако при очень высоком напряжении скорость счета может возрасти за счет других эффектов, дающих ложные импульсы. Использование счётчика Гейгера для регистрации нейтронов ограничивается определением наведенной радиоактивности.

Если плотность ядер бора в BF₃-счётчике небольшая и счётчик является физически "тонким" детектором, то такой счётчик практически не искажает пространственного распределения плотности потока нейтронов как вне, так и внутри объема счётчика. В этом случае число реакций, происходящих в объеме счётчика в секунду равно:

$$R = N^{10B} \cdot \int_0^{\infty} \sigma_{n,\alpha}^{10B}(E) \Phi(E) dE,$$

где N^{10B} – число ядер бора в рабочем объеме счётчика.

Сечение реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ велико и изменяется по закону $\sim 1/V$ вплоть до энергии 100 эВ (см. рис. 4). Следовательно, в области энергий < 100 эВ борный счётчик представляет собой $1/V$ -детектор.

Важнейшим свойством $1/V$ -детектора является независимость скорости реакции R от энергетического распределения нейтронов. Если сечение изменяется по закону $\sim 1/V$, то увеличение скорости нейтронов точно компенсируется снижением сечения, следовательно, скорость реакции R и скорость счета импульсов от счётчика пропорциональны

полной плотности потока нейтронов независимо от их спектрального распределения.

При определенных условиях физически "тонкий" борный счётчик используется для определения плотности потока нейтронов. Его можно применять для раздельного определения плотностей потоков тепловых и надтепловых нейтронов, при этом измерения выполняются с фильтром из кадмия и без него.

Кроме газонаполненных $^{10}\text{BF}_3$ -счётчиков для регистрации тепловых нейтронов применяются т.н. коронные счётчики с твердым покрытием на стенках счётчика из борсодержащего вещества толщиной (0,8 – 1,0) мг/см². Цилиндрическая стенка из нержавеющей стали выполняет роль катода, а центральная вольфрамовая нить – роль анода. Коэффициент газового усиления у этих счётчиков примерно на порядок больше, чем у пропорциональных счётчиков. Это позволяет упростить электронную схему счётчика. Коронный разряд в счётчике может возникать при напряжении ~ 450 В, а рекомендуемый диапазон рабочих напряжений составляет (450 – 600) В.

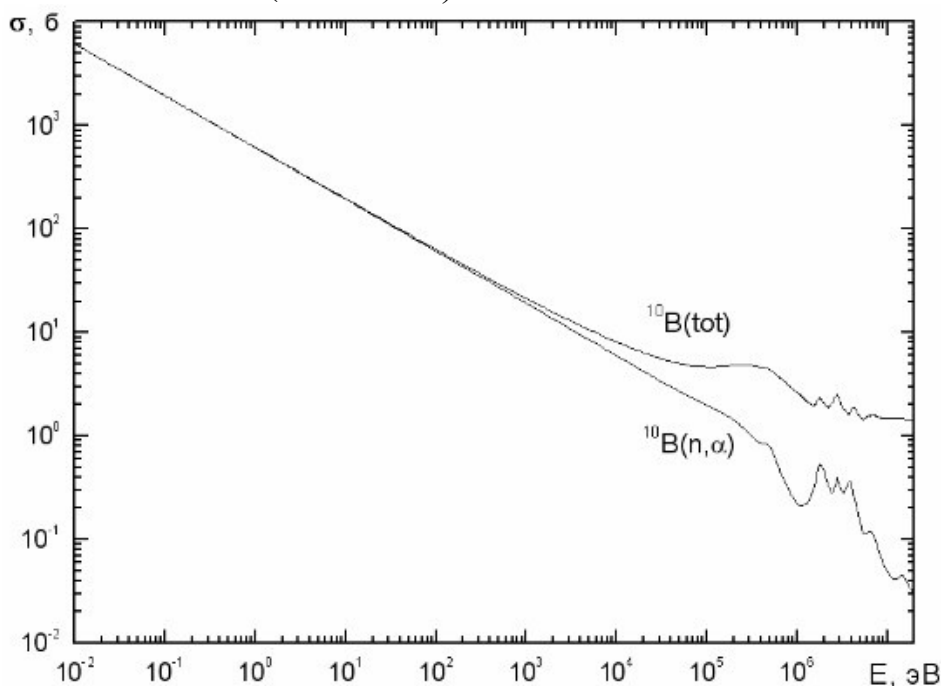


Рис. 4: Энергетические зависимости нейтронных сечений ^{10}B .

Пропорциональные счётчики обладают многими важными преимуществами. Во-первых, они имеют внутреннее усиление, позволяющее регистрировать импульсы от частиц с малой энергией (вплоть до 10 кэВ и ниже). Ионизационная камера, наоборот, из-за шумов усилителя может регистрировать ядра отдачи только с энергией, большей 0,1 МэВ. Во-вторых, величина импульса не зависит от положения трека в счётчике. Это объясняется тем, что при значительном усилении вклад

в импульс от первичных электронов мал по сравнению с вкладом от электронов, возникающих в лавине вблизи нити, так что эффекты индукции постоянны для всех импульсов.

Сцинтилляционные счетчики

Вопрос об эффективности счётчика очень важен. Ионизационные камеры и пропорциональные счётчики регистрируют заряд, образующийся при ионизации газа быстрой заряженной частицей. Такие частицы должны возникать либо в тонких пленках, либо в самом газе, то есть в обоих случаях в относительно малом количестве вещества. При регистрации тепловых нейтронов большое сечение бора или делящегося под действием тепловых нейтронов вещества дает возможность получить достаточно высокую эффективность. Борные пропорциональные счётчики могут обладать эффективностью примерно 25%. Для нейтронов с энергией, превышающей 1 кэВ, эффективность таких счётчиков резко падает, а эффективность ионизационной камеры или пропорционального счётчика для нейтронов с энергией 1 МэВ составляет обычно всего 0,1%. Так как твердотельный счётчик обладает значительно большей массой вещества, то он дает возможность получить значительно большую эффективность. Этим свойством обладают сцинтилляционные счётчики, конструкции которых в настоящее время очень разнообразны.

Помимо высокой эффективности, сцинтилляционный счётчик имеет другое значительное преимущество, заключающееся в его быстродействии. Разрешающее время ионизационной камеры равно примерно 0,1 мксек, а для пропорционального счётчика оно еще больше. Органический сцинтиллятор имеет скорость срабатывания порядка 1 нсек, не считая запаздывания в фотоумножителе. Однако неудобство сцинтилляционных счётчиков состоит в том, что в отличие от ионизационных камер и пропорциональных счётчиков они более чувствительны к γ -лучам, чем к нейтронам. Поэтому при разработке сцинтиллятора приходится беспокоиться об уменьшении чувствительности такого счётчика к γ -лучам.

Использование сцинтилляторов – широко распространенный метод в ядерной физике. В ранних экспериментах с α -частицами Резерфорд использовал экраны из Zn и S. Однако метод регистрации отдельных α -частиц путем визуального наблюдения очень утомителен, и сцинтилляционные детекторы в предвоенные годы были вытеснены детекторами других типов с электрическими методами регистрации. Приблизительно в это же время был сконструирован фотоумножитель, и в годы войны было показано, что сцинтилляции от α -частиц могут

быть зарегистрированы в виде импульсов от фотоумножителя. С того времени сцинтилляционная техника резко шагнула вперед, особенно в области регистрации γ -лучей. Однако, сцинтилляторы применяются и для регистрации нейтронов.

Фотоумножитель состоит из светочувствительного катода и ряда вторичных эмиттеров, к которым приложено постепенно возрастающее напряжение. Свет, падая на фотокатод, выбивает электроны, которые ускоряются электрическим полем и движутся по направлению к первому электроду, или диноду, как его обычно называют. Число вторичных электронов, вылетающих из этого динода, больше, чем число падающих электронов, и при соответствующей форме электрических полей эти электроны направляются ко второму диноду, где также выбиваются вторичные электроды, и т. д. Напряжение на последовательные электроды подается с делителя напряжения, представляющего собой цепь последовательно включенных сопротивлений. Обычное значение коэффициента усиления 11-каскадного умножителя составляет 10^7 при полном приложенном напряжении в 2 кэВ. Усиление на один каскад, а следовательно, и коэффициент усиления всего умножителя зависят от приложенного напряжения, которое следует поддерживать постоянным с точностью до 0,1%.

Следует отметить, что спектральная чувствительность сцинтилляторов изменяется в широких пределах в зависимости от методики изготовления. Поэтому для оптимальных условий работы необходимо, чтобы спектр излучения сцинтиллятора приблизительно совпадал со спектральной чувствительностью фотоумножителя. Излучение жидких сцинтилляторов обычно лежит в области ультрафиолетовых лучей, и поэтому к ним добавляются сместители спектра, которые изменяют длину волны излучения и приближают спектральную полосу излучения к области спектральной чувствительности фотоумножителя. Важным фактором при регистрации нейтронов методом протонов отдачи в органических кристаллах являются шумы фотоумножителя, которые позволяют регистрировать сцинтилляционным счётчиком только нейтроны с энергией выше 300 кэВ.

Для регистрации нейтронов используются также сцинтилляционные дисперсные детекторы, содержащие бор. В таких детекторах бор входит в светосоставы в виде конгломератов крупинок $ZnS(Ag)$ и $B_2O_3(0,1-1 \text{ мм})$ – так называемый светосостав Т-1. Эффективность таких детекторов сопоставима с эффективностью борных счётчиков, или даже несколько выше. Эти детекторы, так же, как и борные счётчики, малочувствительны к γ -квантам. Размер частиц $ZnS(Ag)$,

входящих в состав зерна люминофора, весьма мал (примерно 1 мкм), а концентрация оксида бора в составе (40 – 70)%. Поэтому при регистрации медленных нейтронов, амплитуда сигнала от детектора достаточно велика.

Регистрация нейтронов с помощью ядерных эмульсий

Фотопластинки в качестве детекторов нейтронов обладают рядом преимуществ. Во-первых, они суммируют все процессы, которые происходят в пластинке в течение всего периода ее облучения. При дозиметрических измерениях слабых потоков медленных и быстрых нейтронов или при измерении очень слабых потоков нейтронов в космических лучах это свойство фотопластинок может играть существенную роль, поскольку в течение экспозиции не используется какое-либо оборудование. Более того, поскольку длины треков от частиц с энергией порядка 2 МэВ очень малы (40 мкм), толщина эмульсий, определяемая как масса на единицу площади (обычно около 200 мг), может быть сделана очень небольшой. Фотопластинки могут помещаться в непосредственной близости от источника и, тем не менее, охватывать лишь небольшой телесный угол. Эмульсии, которые используются в ядерной физике, обладают относительно низкой чувствительностью к γ -лучам. Для того чтобы наблюдать треки электронов, необходимы специальные пластинки, проявляемые особым методом, И, наконец, ввиду своих малых размеров и массы фотопластинки при измерениях не приводят к заметному искажению падающего потока в результате рассеяния. Наряду с указанными преимуществами они имеют один существенный недостаток: просмотр пластинок очень трудоёмок. Даже в простейшем случае, когда приходится регистрировать частицы от внешнего источника (например, от пленки водородсодержащего вещества), обнаружение всего 1000 треков, начинающихся на поверхности эмульсии, представляет собой длительную процедуру, которая становится еще более утомительной, если необходимо регистрировать треки, начинающиеся внутри эмульсии и обусловленные такой реакцией, как ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, когда требуется еще установить баланс энергии и импульса для определения энергии нейтронов.

Другой особенностью ядерных эмульсий, связанной с высоким содержанием AgBr, является большая усадка при фиксировании и растворении оставшегося бромистого серебра, которая может достигать 60% по сравнению с 10% для обычных пластинок.

Аналогично, как это происходит в обычной фотографии, заряженная частица вдоль своего пути нарушает структуру кристаллической решётки зерен галоидного серебра, делая их способными к

проявлению. Ядерная эмульсия является уникальным средством для регистрации редких событий. Стопки ядерных эмульсий позволяют регистрировать частицы очень больших энергий. С их помощью можно определить координаты трека заряженной частицы с точностью ~ 1 микрона. Ядерные эмульсии широко используются, к примеру, для регистрации космических частиц на шарах-зондах и космических аппаратах.

Литература:

- [1] К.Н. Мухин. *Экспериментальная ядерная физика*. – Кн.1. Физика атомного ядра. Ч.1. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. Ч.2. Ядерные взаимодействия: Учебник для вузов, 5-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1993.
- [2] Ю.В. Стогов. *Основы нейтронной физики: Учебное пособие*. - М.: МИФИ, 2008. – 204 с.
- [3] В. Д. Аллен. *Регистрация нейтронов*. М.: Госатомиздат, 1962.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

И. Дьячков

1. Основные закономерности взаимодействия нейтронов с веществом

Прежде всего следует отметить, что характер взаимодействия нейтронов с веществом сильно зависит от их энергии. Нейтроны принято условно разделять по энергетическим группам следующим образом:

- Холодные – нейтроны с энергией до $5 \cdot 10^{-3}$ эВ
- Тепловые – нейтроны с энергией до 0,5 эВ
- Медленные резонансные – нейтроны с энергией $0,5 - 10^4$ эВ
- Медленные промежуточные – нейтроны с энергией $10^4 - 10^5$ эВ
- Быстрые – нейтроны с энергией $0,1 - 10$ МэВ
- Очень быстрые – нейтроны с энергией $10 - 10^3$ МэВ
- Релятивистские – нейтроны с энергией от 10^3 МэВ

При небольших энергиях взаимодействие нейтронов во многом зависит от свойств самого вещества, например от температуры. Тепловые нейтроны названы так из-за того, что находятся в состоянии теплового равновесия со средой, поэтому энергия таких нейтронов также может меняться с изменением температуры.

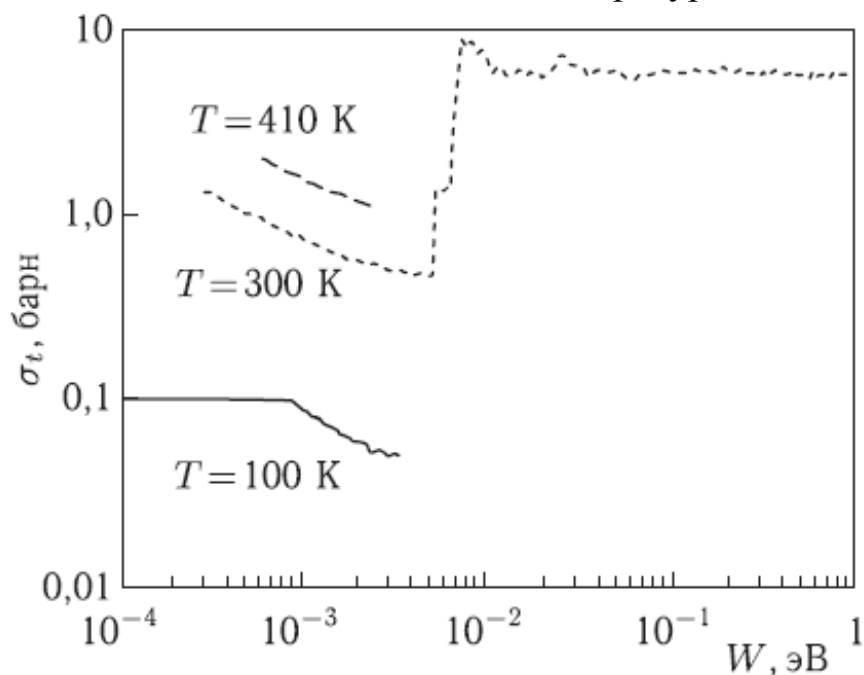


Рис. 1. Полное нейтронное сечение бериллия в области холодных и тепловых нейтронов [2].

Можно выделить три способа взаимодействия нейтронов с ядрами. Упругое рассеяние возможно при любой энергии. Неупругое рассеяние, при котором часть энергии нейтронов передаётся ядру, имеет порог, связанный с тем, что передаваемой энергии должно хватить на возбуждение ядра. Третий способ – ядерные реакции, вызываемые поглощением нейтронов. В результате поглощения нейтрона ядро возбуждается и может в дальнейшем испускать различные частицы. Нейтроны не заряжены, кулоновский барьер для них не существует, поэтому они могут взаимодействовать с ядрами и при небольших энергиях. Выделяют пороговые (эндотермические) реакции и реакции с выделением энергии (экзотермические). В результате таких реакций могут испускаться фотоны, протоны, альфа-частицы. Особый интерес для ядерной энергетики представляет деление ядер в результате поглощения нейтронов.

Рассмотрим характерные закономерности изменения сечений взаимодействия нейтронов с различными ядрами. В области холодных нейтронов сечение сильно зависит от температуры среды (рис. 1). В этой области наблюдаются резкие скачки сечения. Они связаны с упругим рассеянием нейтронных волн на узлах решётки.

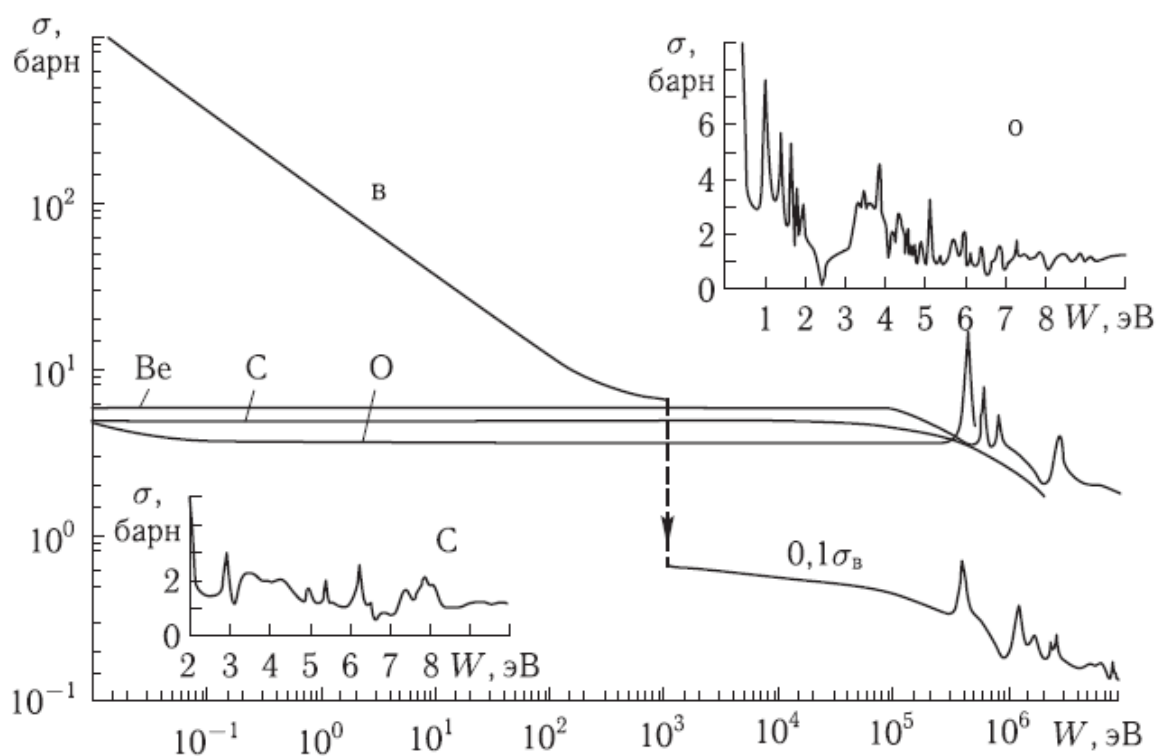


Рис. 2. Зависимость полных нейтронных сечений бериллия, бора, углерода и кислорода от энергии [2].

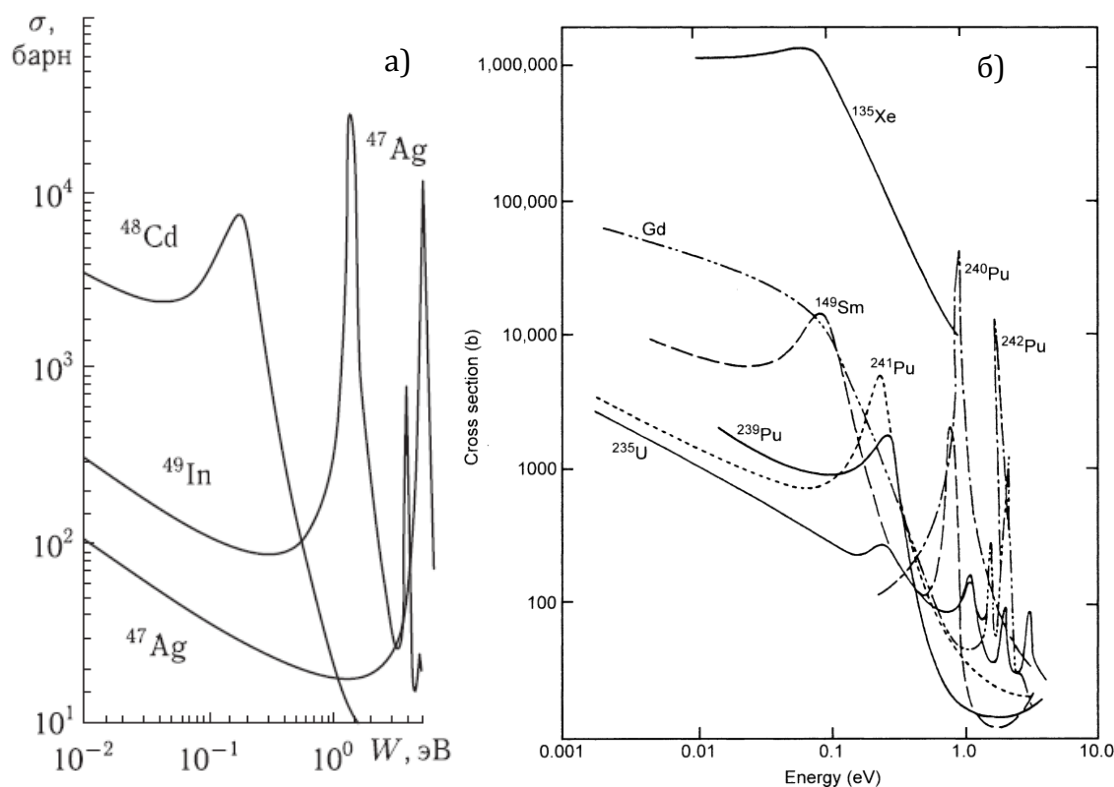


Рис. 3. Зависимость полного сечения (а) и сечения неупругого взаимодействия (б) нейтронов от энергии нейтронов

В области тепловых энергий нейтронов сечение взаимодействия с лёгкими ядрами почти постоянно (рис. 2). Это связано с расстояниями между уровнями возбуждения ядер. Резонансы для этих элементов начинают наблюдаться только в области быстрых нейтронов. Для бора для энергий до 10^3 эВ сечение падает. Эта закономерность характерна и для многих других ядер. Дело в том, что чем больше скорость нейтрона, тем меньше время он проводит в ядре, и, следовательно, меньше вероятность взаимодействия. Поэтому для многих ядер справедлив закон $1/v$.

Этот закон можно наблюдать и на более тяжёлых ядрах. На рис. 3 (а) также видно, что сначала сечение спадает. Однако у этих ядер более плотно расположены уровни возбуждения, поэтому резонансы появляются при значительно меньших энергиях нейтронов.

Зависимости сечения неупругого взаимодействия от энергии для некоторых тяжёлых ядер показаны на рис. 3 (б). Наблюдается та же картина: сечение спадает, пока не наступает область резонансов. Абсолютные значения сечения поглощения нейтронов для различных ядер приведены в таблице 1.

Особую роль для ядерной энергетики имеют реакции деления тяжёлых ядер при поглощении нейтрона. Рассмотрим, как изменяется сечение захвата нейтрона ядром урана ^{235}U (рис. 4). Как и в случае

других ядер, наблюдается уменьшение сечения с ростом энергии. Испускаемые в ядерных реакторах нейтроны имеют высокие энергии, поэтому для поддержания хода реакции их необходимо замедлять, то есть уменьшать их энергию.

Таблица 1. Сечения неупругого взаимодействия тепловых нейтронов для различных ядер

Ядро	Сечение (барн)	Ядро	Сечение (барн)
^9Be	$[8,77\pm 0,35]\times 10^{-3}$	^{84}Kr	$0,111\pm 0,015$
^{10}B	$0,5\pm 0,1$	^{88}Zr	$[8,61\pm 0,69]\times 10^5$
^{14}N	$[79,8\pm 1,4]\times 10^{-3}$	^{103}Rh	145 ± 2
^{15}N	$[0,024\pm 0,008]\times 10^{-3}$	^{113}Cd	$[2,06\pm 0,04]\times 10^4$
^{16}O	$[0,19\pm 0,019]\times 10^{-3}$	^{114}Cd	$0,34\pm 0,02$
^{20}Ne	$[37\pm 4]\times 10^{-3}$	^{135}Xe	$2,65\times 10^6$
^{21}Ne	$0,666\pm 0,110$	^{136}Xe	1×10^3
^{28}Si	$[177\pm 5]\times 10^{-3}$	^{149}Sm	$[4,014\pm 0,06]\times 10^4$
^{40}Ar	$0,660\pm 0,01$	^{157}Gd	$[2,54\pm 0,008]\times 10^5$
^{40}Ca	$0,41\pm 0,02$	^{159}Tb	$23,3\pm 0,4$
^{56}Fe	$2,59\pm 0,14$	^{208}Pb	$[0,23\pm 0,03]\times 10^{-3}$
^{59}Co	$37,18\pm 0,06$	^{209}Bi	$0,0338\pm 0,0007$
^{58}Ni	$4,5\pm 0,2$	^{232}Th	$7,35\pm 0,03$
^{63}Cu	$4,52\pm 0,02$	^{238}U	$2,68\pm 0,019$

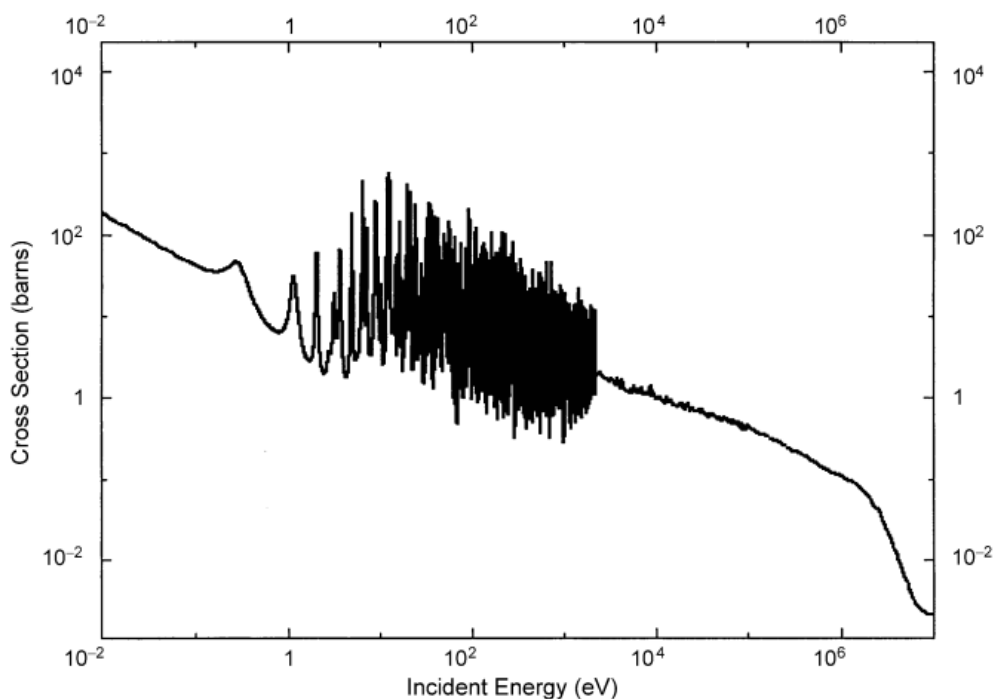


Рис. 4. Сечение захвата нейтрона ядром урана ^{235}U

Максимум спектра нейтронов от деления приходится на 0,8 МэВ, то есть на область быстрых нейтронов. Поэтому их рассмотрение также очень интересно для ядерной энергетики. Полное сечение в этой области равно

$$\sigma_{tot} = 2\pi(R + \lambda)^2,$$

где R – радиус ядра, λ – приведенная длина волны де Бройля нейтронов.

Особенность быстрой области заключается в том, что сечения радиационного захвата σ_c , как правило, в этой области малы и полное сечение равно сечению рассеяния, т.е. сумме упругого и неупругого рассеяния. В этой области де-Бройлевская длина волны нейтрона порядка размеров ядра, и у нейтрона проявляются волновые свойства.

Роль кулоновского барьера в этой области становится относительно несущественной. Помимо реакций с испусканием заряженных частиц в рассматриваемом случае могут наблюдаться такие пороговые реакции, как $(n, 2n)$ или $(n, 3n)$. Сечение реакции $(n, 2n)$ резко увеличивается близ порога, достигая в максимуме 0,2–1 барн.

2. Замедление нейтронов

Процесс замедления нейтронов происходит при упругих рассеяниях нейтронов на ядрах замедлителя. Если энергия нейтронов превышает энергию возбуждения первого возбуждённого уровня ядра, может происходить и замедление за счёт неупругих соударений. Однако, в таких реакциях нейтроны быстро теряют свою энергию, после

чего их энергии становится недостаточно для прохождения неупругих процессов и замедление сводится к упругому рассеянию.

Рассмотрим общий случай упругого рассеяния нейтрона с небольшой энергией на ядре массой M_A . Запишем законы сохранения энергии и импульса для этого процесса:

$$\begin{aligned} T_n &= T_{n'} + T_A, \\ \mathbf{p}_n &= \mathbf{p}_{n'} + \mathbf{p}_A. \end{aligned}$$

Перепишем импульс в скалярной форме:

$$p_{n'}^2 = p_n^2 + p_A^2 - 2p_n p_A \cos\varphi.$$

Воспользуемся соотношением между энергией и импульсом и получим соотношение для энергий ядра и нейтрона после столкновения:

$$\begin{aligned} p_n^2 &= 2T_n m_n, \\ T_A &= \alpha T_n \cos^2\varphi, \end{aligned}$$

$$T_{n'} = T_n \frac{m_n}{(M_A + m_n)^2} \left[\cos\theta + \sqrt{\left(\frac{M_A}{m_n}\right)^2 - \sin^2\theta} \right]^2$$

Здесь

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{4m_n M_A}{(m_n + M_A)^2} \approx \frac{4A}{(1 + A)^2}, \\ \sin\theta &= \sqrt{\frac{\alpha M_A}{m_n(1 - \alpha \cos^2\varphi)}} \sin\varphi \cos\varphi. \end{aligned}$$

На основании этих формул можно рассчитать энергию, теряемую нейтроном при упругом соударении. Возможные энергии зависят от массы ядра замедлителя. Лучше всего замедляют лёгкие элементы. При упругом рассеянии на водороде в предельном случае нейтрон может полностью остановиться. При повышении массы ядер замедлителя передаваемая энергия будет уменьшаться. Для расчётов используется величина ξ – средняя логарифмическая потеря на одно столкновение. Её можно рассчитать по приближенной формуле:

$$\begin{aligned} \xi &= \ln\left(\frac{T_n}{T_{n'}}\right), \\ \xi &= 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\frac{A-1}{A+1} \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}}. \end{aligned}$$

Последнее приближение справедливо для $A > 12$. Тогда можно оценить среднее количество соударений, необходимое чтобы замедлить нейтрон до некоторой энергии T_f :

$$\beta = \frac{\ln\left(\frac{T_i}{T_f}\right)}{\xi}.$$

Для лёгких ядер лучше пользоваться более точной формулой:

$$\beta = \left(\frac{A}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{18A}\right) \ln\left(\frac{T_i}{T_f}\right)$$

В табл. 2 приведены значения ξ и β для некоторых ядер. Видно, что с увеличением массового числа уменьшается ξ и увеличивается β . Поэтому в качестве замедлителей в ядерных реакторах используются лёгкие элементы. Проще всего использовать воду, содержащую 2 атома водорода и атом кислорода.

Таблица 2. Характеристики некоторых ядер [2]

Элемент	A	ξ	β (2 МэВ – 0,025 эВ)
Водород	1	1	18
Гелий	4	0,425	43
Бериллий	9	0,209	86
Углерод	12	0,158	114
Кислород	16	0,120	150
Уран	238	0,00838	2172

Мерой смещения нейтронов в процессе замедления является длина замедления, обозначаемая через $\sqrt{\tau}$. Величина τ называется возрастом нейтронов:

$$\tau = \frac{1}{6} r_{\text{захв}}^2.$$

Здесь $r_{\text{захв}}^2$ – средний квадрат смещения нейтрона по прямой при замедлении от энергии T_i до энергии T_f .

Характер замедления изменяется, когда нейтрон достигает энергии, соответствующей тепловому движению. На изменение энергии начинает влиять тепловое движение вещества. В результате устанавливается тепловое равновесие между нейтронами и средой. Этот процесс называется термализацией.

Если атомы вещества образуют молекулы, то при небольших энергиях нейтрон взаимодействует не с отдельными ядрами, а с молекулой как целым. Это также влияет на характеристики процесса рассеяния.

3. Диффузия тепловых нейтронов

Когда энергия нейтронов достигает энергии теплового движения атомов, замедление прекращается. Их дальнейшее движение можно описывать как диффузию в веществе. Для этого сечение захвата должно быть мало по сравнению с упругим сечением. Однако в уравнение переноса необходимо включить также член, соответствующий поглощению нейтронов. Тогда оно примет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \Delta \rho - \frac{\rho}{t_{\text{захв}}} + q.$$

Здесь $\rho(r, t)$ – средняя плотность тепловых нейтронов, D – коэффициент диффузии, $t_{\text{захв}}$ – среднее время жизни тепловых нейтронов до захвата, q – плотность источников тепловых нейтронов. Коэффициент диффузии может быть рассчитан по следующей формуле:

$$D = \frac{\lambda_s v}{3},$$

где λ_s – средний свободный путь нейтронов.

Мерой смещения тепловых нейтронов в процессе диффузии является длина диффузии:

$$L = \sqrt{\frac{1}{6} r_d^2} = \sqrt{D t_{\text{захв}}} = \lambda_s \sqrt{\frac{N}{3}},$$

где r_d^2 – среднеквадратичное смещение теплового нейтрона от места рождения до места захвата.

Таблица 3. Возраст и длина диффузии используемых замедлителей [2]

Замедлитель	τ , см ²	L , см	Сечение захвата тепловых нейтронов, барн
H ₂ O	30,2±1,5	2,767±0,008	0,332±0,002
D ₂ O	120	116±4	[0,46±0,10]×10 ⁴
Be	97,2	20,8±0,5	[10±1]×10 ⁻³
C (графит)	350	51±3	[3,8±0,04]×10 ⁻³

В случае стационарной диффузии без источников тепловых нейтронов уравнение примет следующий вид:

$$D \Delta \rho - \frac{\rho}{t_{\text{захв}}} = 0,$$

$$L^2 \Delta \rho - \rho = 0.$$

Его решение будет иметь вид

$$\rho \frac{e^{-r/L}}{r}.$$

В табл. 3 приведены значения возраста и длины диффузии для некоторых часто используемых замедлителей. По их соотношению можно оценивать эффективность того или иного вещества в роли замедлителя. Хорошим с этой точки зрения будет считаться замедлитель, у которого $L^2 \gg \tau$, потому что нейтроны не будут успевать поглощаться.

Литература

1. К. Н. Мухин, *Экспериментальная ядерная физика*, книга 1, часть 2, М.: Энергоатомиздат, 1993
2. О. А. Барсуков, *Основы физики атомного ядра. Ядерные технологии.* — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011.
3. Ю.В. Стогов *Основы нейтронной физики: Учебное пособие.*- М.: МИФИ, 2008.
4. Wenston M. Stasey, *Nuclear reactor physics*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, KGaA, Weinheim, Germany, 2018
5. С.А. Bertulani, В.В. Carlson, *Neutron capture cross sections of radioactive nuclei*, arXiv:2008.08531

ЯДЕРНЫЙ ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ

С. Рогатнев

Ядерная энергетика, помимо АЭС, включает также горнорудную промышленность по добыче урана, обогатительные заводы, предприятия по производству оборудования для атомных электростанций и топливных элементов, заводы по переработке отработанного ядерного горючего и иные предприятия. Все технологические процессы от геологической разведки до утилизации отходов в совокупности образуют так называемый ядерный топливный цикл. Само понятие "топливный цикл" предполагает, что после переработки ядерное топливо повторно используется на ядерных установках. Соответственно, ядерный топливный цикл – это путь, по которому топливо попадает в ядерный реактор, и по которому его покидает.

От особенностей технологических процессов на каждом этапе зависит экономическая эффективность всего ядерного цикла в целом, поэтому существует множество различных производственных цепочек, каждая из которых обладает своими особенностями. В разных странах мира используются различные технологии и существует свое видение данного процесса [1, 2].

Классификация топливных циклов атомной энергетики происходит по типу используемого в реакторах ядерного топлива: урановый (уран-плутониевый), плутониевый, торий-урановый. Кроме того, топливный цикл атомной энергетики может быть открытым (разомкнутым) и замкнутым. В замкнутом топливном цикле ядерное топливо после использования в реакторе перерабатывается с последующим полным или частичным возвращением продуктов переработки – урана и плутония – в топливный цикл атомной энергетики. В разомкнутом топливном цикле отработавшее в реакторе ядерное топливо после выдержки (~ 3 лет) отправляется на длительное хранение или окончательное захоронение. Однако начальные этапы в обоих циклах очень похожи.

1. Ядерный топливный цикл

Первым этапом ядерного топливного цикла является георазведка и горнорудная промышленность. Основными элементами для получения внутриядерной энергии служат уран и торий. За широкую распространенность уран иногда называют "вездесущим" элементом. В малых примесях он содержится во всех горных породах, почве и пище. Ниже

на рис. 1 приведена карта распространности урана и тория на территории европейской части России. Распространенность урана составляет $3 \cdot 10^{-4}$ – $4 \cdot 10^{-4}$ %. Торий также широко распространен как примесь, в малой концентрации. Распространенность его в природе составляет $80 \cdot 10^{-4}$ – $4 \cdot 10^{-4}$ %. Процентное содержание урана и тория в большинстве пород очень мало. Добыча считается промышленно перспективной, если содержание этих элементов достигает в породе 0,01%, или более [3]. Для сравнения: месторождение железной руды считается богатым при содержании железа более 57 %.

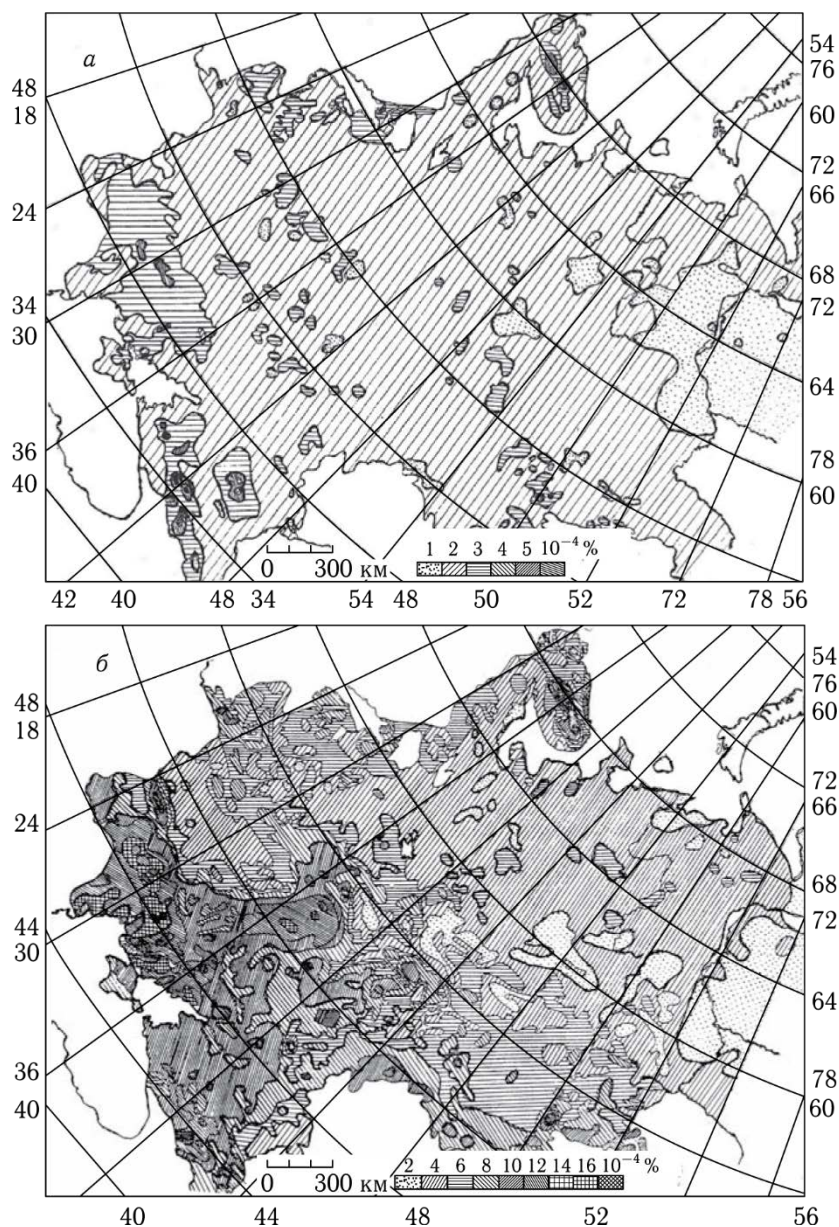


Рис. 1. Распределение урана (а) и тория (б) на территории европейской части России и сопредельных государств [3]

Уран может быть обнаружен по присутствию у поверхности радона – продукта распада урана. Радон — проникающий инертный газ, способный мигрировать сквозь большие толщи горных пород. Вторым способом обнаружения является регистрация проникающего γ -излучения испускаемого нуклидами урано-радиевого и ториевого рядов. Один из возможных способов регистрации – измерение интенсивности γ -излучения определенных энергий с помощью высокочувствительных γ -спектрометров, которые устанавливаются на борту низколетящего самолета или вертолета.

Добыча

На следующем этапе в предполагаемом месте нахождения урана проводится каротаж: бурится скважина, в которую опускается исследовательский зонд. Поскольку концентрация урана невелика, интенсивность гамма излучения регистрируется по всей глубине шахты с целью обнаружить места наибольшего скопления добываемого топлива. После этого уже начинается добыча руды.

Чаще всего уран встречается в составе урановой смоляной руды, в молекулярном соединении U_3O_8 , или уранила, важнейшим компонентом которого является двуокись урана UO_2 . Основным минералом, содержащим торий, является монацит, входящий в состав монацитовых песков.

Обогащение

Концентрация изотопа ^{235}U в добываемой на рудниках окиси урана U_3O_8 не превышает 0.7 %. Остальная часть – это более тяжелый изотоп урана ^{238}U и в небольшом количестве ^{234}U . Большинство реакторов, включая легко-водные реакторы (LWR), не могут работать на таком топливе (использовать необогащенный уран могут канадские реакторы типа CANDU) [4]. Содержание изотопа ^{235}U должно быть увеличено приблизительно до 3.5%. Этот процесс называют обогащением. Для получения металлического или шестифтористого урана над полуфабрикатом проводят ряд операций (воздействие азотной и серной кислотой и пр.), в результате чего на первом этапе образуется нитрат уранила $UO_2(NO_3)_2$ в водном растворе. Все операции проводят в условиях, обеспечивающих получение продукта исключительной чистоты с содержанием примесей не выше нескольких миллионных долей (поскольку более значительные примеси приведут к остановке цепной реакции в ядерном реакторе) [3]. При очистке особенно важно удалить такие элементы как бор, кадмий, индий и редкоземельные элементы, поскольку они являются хорошими поглотителями нейтронов. Для получения особенно чистого продукта применяют эфирное

экстрагирование. В результате уранил-нитрат переходит в эфир, а примеси остаются в растворе. На следующем этапе воздействием кислорода получают перекись урана, которую в дальнейшем нагревают до получения двуокиси урана, а затем, воздействуя фтором, получают основной продукт следующего этапа: UF_6 , являющийся основным сырьем газодиффузионных установок и центрифуг, на которых осуществляется разделение изотопов. Выделяют три основных промышленных способа разделения изотопов: газовая диффузия через пористые перегородки, электромагнитное разделение и центрифугирование.

Газовая диффузия

Рассмотрим данный способ на примере установок завода K-25 (Окридж, штат Теннесси, США), подробно описанных в литературе [3]. Установка представляет собой два отсека, разделенных пористой перегородкой (мембраной). В один из отсеков подается гексафторид урана UF_6 , представляющий собой смесь изотопов. При тепловом равновесии средние энергии частиц обоих изотопов равны:

$$\frac{m_H v_H^2}{2} = \frac{m_L v_L^2}{2}$$

При этом скорость легких молекул превышает скорость тяжелых, поэтому для них выше вероятность взаимодействия с полупрозрачной стенкой, следовательно, выше вероятность прохождения через мембрану. Таким образом через определенный промежуток времени удастся достичь скопления легких молекул за перегородкой. Однако, таким методом удастся достичь лишь слабого разделения (особенно если учесть, что с уменьшением числа легких молекул в начальной камере количество тяжелых частиц, проникающих через перегородку, возрастает и качество разделения падает). В связи с этим, применяют модифицированную схему разделения, называемую каскадом (рис. 2).

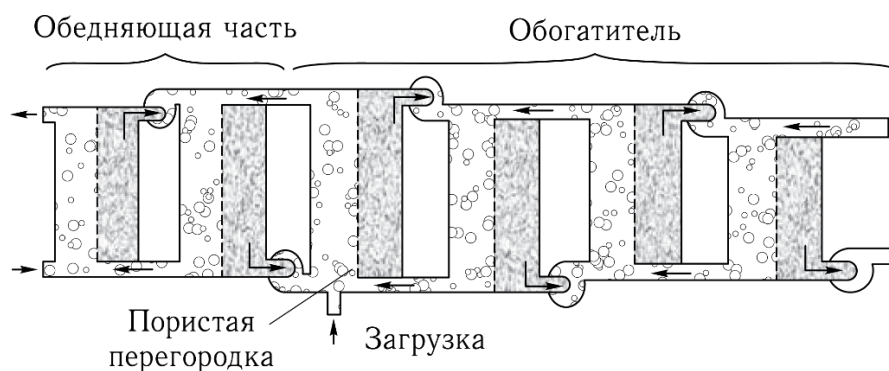


Рис. 2. Схема газодиффузионного каскада [3]. Более темным обозначены камеры с обогащенной смесью.

Она имеет аналогичное устройство, однако после нескольких прохождений газ снова отправляют в первую камеру, запуская цикл снова. Для обогащения смеси изотопом ^{235}U от концентрации $7,14 \cdot 10^{-3}$ до 0,8 или 0,9 на заводе К-25 объединяют в единую систему несколько тысяч каскадов. Мощные насосы создают вакуум и вызывают перетекание газа. Полная длина установки 1 миля [3]. Помимо невысокой эффективности, этот метод крайне опасен для человека, поскольку гексафторид урана UF_6 смертельно ядовит. Управление процессом ведется дистанционно.

Электромагнитное разделение

Схема установки представляет собой классический эксперимент по разделению изотопов в электромагнитном поле, существенно увеличенный в размерах (рис. 3).

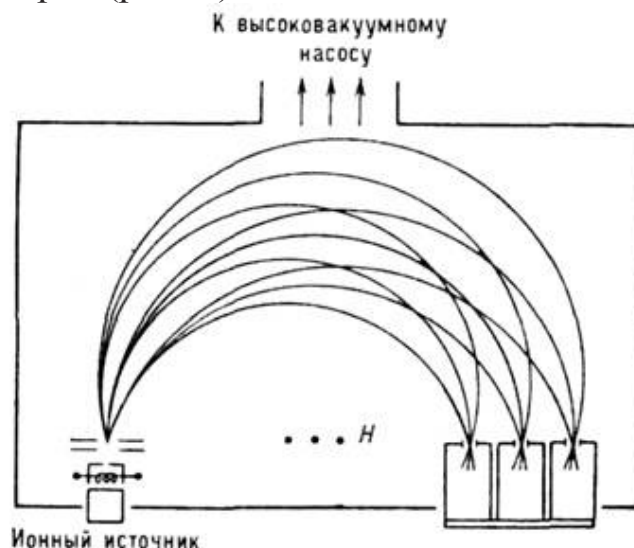


Рис. 3. Установка по электромагнитному разделению изотопов

Ураносодержащее вещество подвергается нагреву для получения ионов, например, UBr_4 или UCl_4 . На следующем этапе ионы ускоряются с помощью специальных электродов, на которые подается высокое напряжение и попадают в вакуумную камеру, где создано поперечное магнитное поле. Ионы, содержащие ^{238}U , описывают дугу меньшего радиуса по сравнению с ионами, содержащими ^{235}U . Поэтому те и другие попадают в разные приемники. При таком разделении, казалось бы, коэффициент разделения может быть как угодно большим. На самом деле из-за влияния пространственного заряда и флуктуационных отклонений отдельных ионов от основной траектории, полного разделения добиться не удастся. Обычно применяют несколько ступеней очистки, повторяя перегонку.

Центрифугирование

Первый раз центрифугирование успешно применили 4 ноября 1957 года в Верх-Нейвинске и это событие долго держалось втайне. В 1958 году завод в Верх-Нейвинске вышел на расчетный режим и, оказалось, что энергопотребление на единицу разделения в 20 раз меньше диффузионного метода, а себестоимость — вдвое меньше. Принцип работы установки прост: через центрифугу пропускается газообразный гексафторид урана, содержащий смесь изотопов определенного элемента (рис. 4). Под действием центробежных сил, создаваемых быстро вращающимся ротором, частицы легкого изотопа группируются близ него, а тяжелые — на периферии ротора. В ее внутренней части поток пара с легким изотопом направлен вверх, а с тяжелым изотопом — вниз. На один выход из центрифуги собирается обогащенная фракция, на другой - обедненная. Коэффициент сепарации в единичной центрифуге невелик (от 1,01 до 1,1), поэтому процесс многократно повторяется в следующих центрифугах. Степень разделения квадратично растет с ростом скорости вращения. Типичные линейные скорости у внешнего края ротора - 350 м/с, и более 600 м/с в

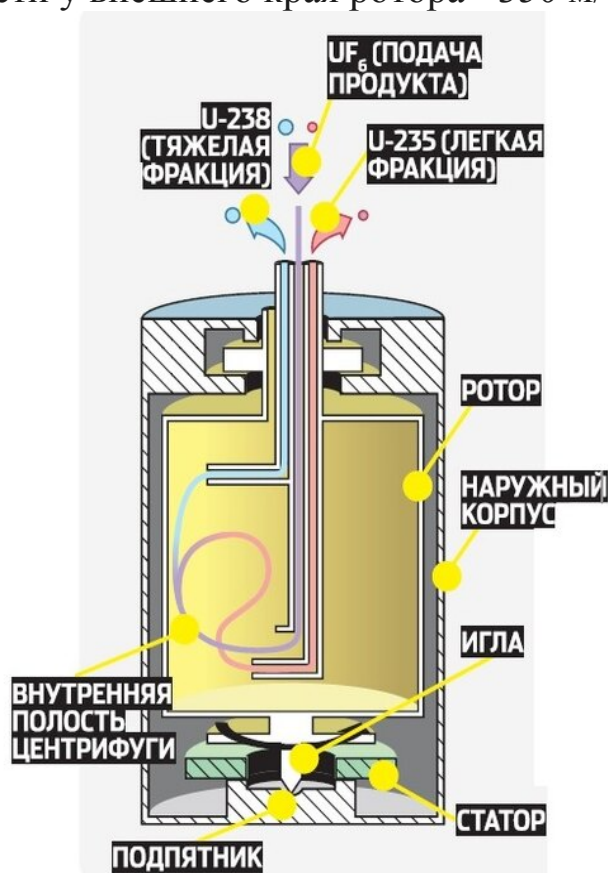


Рис. 4. Схема центрифуги, аналогичной использовавшейся в 1957 году в Верх-Нейвинске [7].

усовершенствованных центрифугах, поэтому давление у оси центрифуги и у внешней стенки может различаться в десятки тысяч раз. Этот метод может использоваться для разделения изотопов и легких и тяжелых элементов. Конкретные данные об устройстве центрифуг, предназначенных для разделения ^{235}U и ^{238}U , в ряде стран до сих пор не опубликованы.

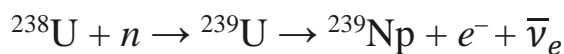
Обогащенный уран далее поступает на завод по изготовлению тепловыделяющих элементов. UF_6 преобразовывается в двуокись урана, керамический материал, и формируется в малые цилиндрические таблетки, приблизительно 2 см по высоте и 1.5 см в диаметре. Эти таблетки помещаются в специальные трубки, изготовленные из нержавеющей стали (или из сплава циркония), длиной, приблизительно, 4 метра и называются тепловыделяющими элементами (ТВЭЛ). Трубки собирают в сборки площадью около 30 кв. см, которые и образуют, так называемые, реакторные топливные сборки. Топливные сборки такого типа используются практически во всех легководных реакторах. В реактор мощностью в 1000 МВт погружают ~75 тонн топлива в таких сборках [4].

Начальные этапы замкнутого и открытого ЯТЦ одинаковы, различия имеют место на заключительном этапе.

Открытый цикл

В ходе реакций, идущих в реакторе, после захвата ядром ^{235}U нейтрона образуется промежуточное ядро ^{236}U в возбужденном состоянии, которое, если энергия возбуждения превышает пороговое значение ~6 МэВ, разваливается на несколько осколков. Известны около 100 различных изотопов с массовыми числами примерно от 90 до 145, возникающих при делении этого ядра. При этом освобождается два или три нейтрона, что приводит к цепной реакции. Наибольшей интенсивности реакция деления ^{235}U достигает на тепловых нейтронах.

Аналогичная реакция имеет место и с ^{238}U , однако в этом случае при тепловых энергиях вместо деления происходит захват нейтрона (энергия возбуждения образовавшихся ядер ^{239}U недостаточна для протекания реакции деления), а в делении участвуют в основном нейтроны с энергией порядка 1 МэВ (быстрые нейтроны). Изотоп урана ^{239}U β -радиоактивен, $T_{1/2} \approx 23$ мин:



Изотоп нептуния ^{239}Np тоже радиоактивен и имеет период полураспада около 2 дней:



Плутоний при захвате нейтрона участвует в реакции деления, и, наряду с ^{235}U , является хорошим ядерным топливом. Обычный реактор мощностью 1000 МВт производит приблизительно 250 кг плутония (в основном Pu-239) каждый год. Количество Pu увеличивается с течением времени до извлечения тепловыделяющих элементов из реакторного отделения.

После того, как ядерное топливо извлекается из реактора в открытом цикле, оно отправляется на утилизацию. Отработанное топливо содержит в себе остаточные делящиеся изотопы и радиоактивные продукты реакции и должно быть утилизировано соответствующим образом, наряду с высокоактивными радиоактивными отходами. Поэтому разомкнутый ЯТЦ характеризуется низкой эффективностью использования природного урана (до 1%).

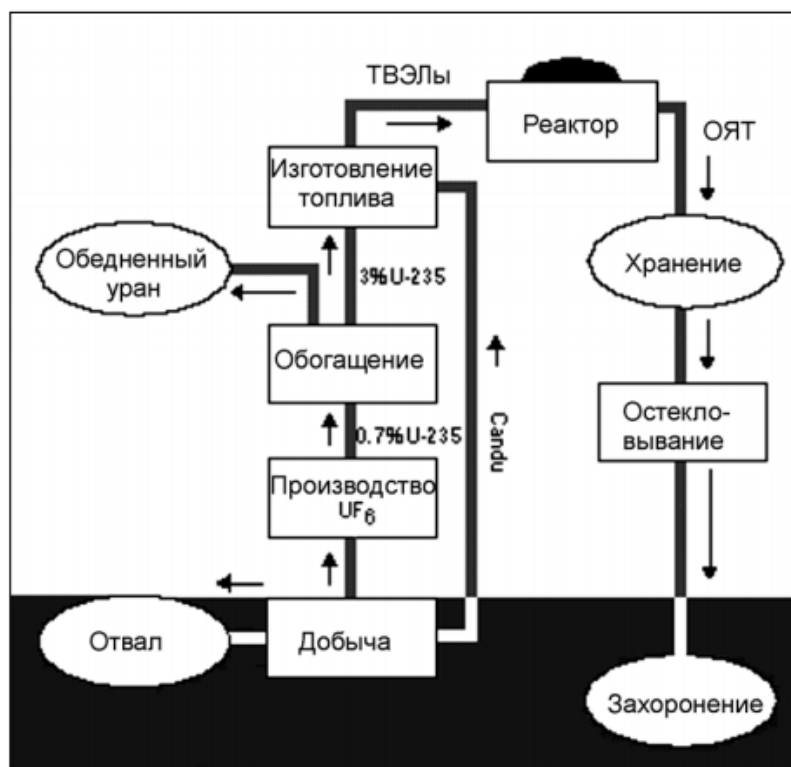


Рис. 5. Открытый топливный цикл [4].

Открытый топливный цикл является наиболее распространенным на сегодняшний день. Его схема изображена на рис. 5. Принцип используемой ядерной реакции прост: в реактор загружается топливо в виде специальных стержней, замедление нейтронов, позволяющее инициировать реакцию деления, контролируется водой, тяжелой водой или графитовыми блоками. Быстрота реакции контролируется введением в реакторную зону стержней-поглотителей, а теплота отводится

посредством теплоносителя и преобразовывается в пар, который в свою очередь используется для вращения турбины и производства электроэнергии.

В легководном реакторе топливо содержится в течение трех лет без извлечения. Кроме того, попутным продуктом функционирования реактора является плутоний ^{239}Pu , он постепенно накапливается в топливных элементах. По прошествии этого срока, цепная реакция замедляется ввиду возросшей концентрации продуктов распада, поглощающих нейтроны. В таком случае необходимо произвести замену топливных сборок. Топливные сборки заменяют постепенно, приблизительно по 1/3 каждый год. Поскольку даже после удаления из реакторной зоны отработанное топливо (ОЯТ) еще радиоактивно и выделяет тепло, его необходимо выдержать в специальных охлаждающих бассейнах, защищающих от ионизирующего излучения. На данном шаге открытый цикл завершается. Таким образом, при незамкнутом ядерном топливном цикле отработавшее ядерное топливо, выгруженное из реактора, не перерабатывается и рассматривается как радиоактивные отходы.

Дополнительным этапом может быть переработка продуктов реакции и непрореагировавшей топливной смеси – закрытие топливного цикла. В ряде стран этот этап обязателен (к ним можно отнести Великобританию, Францию и Японию), однако он отсутствует в таких странах как США, Канада и Швеция, где прибегают к длительному захоронению отработанного топлива в специальных хранилищах [4] Хранение топлива осуществляется на специальных "складах сухого хранения", но первоначально его непродолжительное время выдерживают в реакторном отделении.

К преимуществам открытого цикла можно отнести то, что в данном цикле отсутствует контакт с газообразными или жидкими соединениями. Отработанное топливо всегда находится в твердом состоянии, что минимизирует вероятность утечек радиоактивных элементов и препятствует их распространению на большие расстояния при нештатных ситуациях. Кроме того, нет необходимости строить дополнительное сооружение – радиохимический перерабатывающий завод, который, ввиду использования агрессивных, экологически опасных химических соединений, в будущем должен быть выведен из эксплуатации. Да и сами химические реагенты (кислоты, щелочи, горючие и взрывоопасные вещества) при таком цикле отсутствуют, как и необходимость их последующей утилизации. Кроме того, «вечное» захоронение ОТВС не означает полное и вечное исключение из оборота

ядерных материалов. К разработке отработанного топлива всегда можно вернуться, если возникнет такая необходимость или снизится активность осколочных радионуклидов. К недостаткам открытого цикла следует отнести большую стоимость долговременных хранилищ и полигонов для захоронения и трудности обеспечения долговременной изоляции от биосферы.

Замкнутый цикл

Вторым типом ЯТЦ является замкнутый цикл. Он имеет ряд совпадающих с разомкнутым циклом этапов, однако часть топлива возвращается обратно в цикл. При замкнутом цикле отработанное топливо проходит первичную консервацию на территории атомной станции на протяжении 3 – 10 лет, затем более длительной автономное хранение на специальных территориях радиохимического завода (продолжительность этого этапа может достигать 40 лет) и лишь потом отправляется на переработку. На данном этапе из бывшего топлива выделяются подверженные делению нуклиды и продукты ядерных реакций, которые впоследствии могут быть повторно использованы. После этого остатки отработанного ядерного топлива "остекловывают" и, уже после значительного уменьшения объемов, отправляют на длительное хранение. На рис. 6 представлена диаграмма замкнутого топливного цикла.

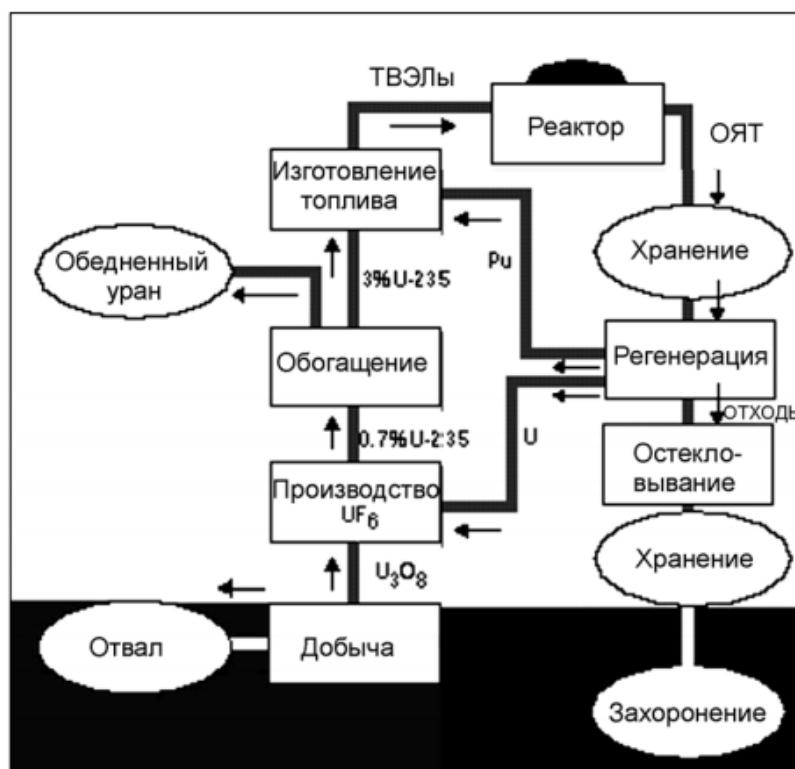


Рис. 6. Закрытый топливный цикл [4].

Этапы изготовления ядерного топлива для закрытого цикла мало отличаются от описанных выше: добыча на рудниках, преобразование и обогащение. После удаления топлива из реактора топливные стержни проходят обработку на перерабатывающих заводах, где они дробятся и растворяются в азотной кислоте. После этого раствор подвергают специальной обработке с целью выделения плутония и урана, не вступившего в реакцию. Примерно 3% топлива при этом остается в качестве высокоактивных отходов. После битумирования (или остекловывания) эти высокорadioактивные материалы подлежат длительному захоронению.

Среди продуктов работы реакторов можно выделить плутоний, который образуется при нейтронном захвате и обедненную смесь изотопов урана. Первый отделяется при последующей переработке и может быть повторно использован в реакторах на быстрых нейтронах, где он является основным видом топлива, а смесь урановых изотопов снова отправляется на первые этапы цикла, где подвергается повторному обогащению.

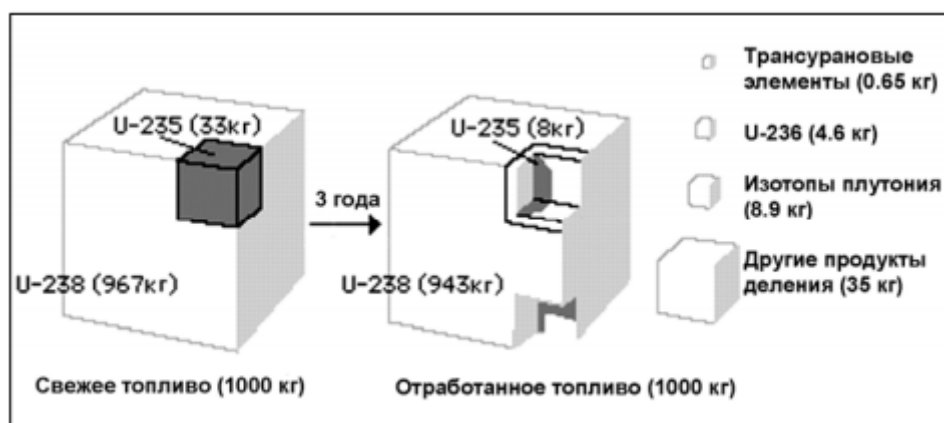


Рис. 7. Динамика ядерного топлива по истечении трех лет работы реактора [4].

В реакторах лишь небольшая часть (порядка 1%) ^{235}U преобразуется в теплоту, около 96% урана остается в отработанном топливе. Кроме того, плутоний образуется из обедненного (или естественного) урана, в основном ^{238}U , который окружает активную зону реактора в виде специальных "бланкет" [3]. Таким образом, переработка "отходов" ядерного цикла является весьма перспективной. Кроме того, сокращается объем отходов производства, которые в случае ядерного цикла подлежат утилизации и длительному хранению. Сам по себе плутоний не нуждается в дополнительном обогащении или модификациях и может быть использован в виде топлива в смеси с некоторым количеством обедненного урана (так называемое смешанное

оксидное топливо или МОХ-топливо) и поставляться в виде свежих топливных сборок для загрузки в реакторы.

В отработанном топливе от большинства используемых ядерных реакторов присутствует плутоний. После выделения из отработанного топлива, путем специальной обработки можно добиться получения плутониевого топлива большой концентрации. Большая его часть (порядка 40 %) - более тяжелые изотопы, как правило, это ^{240}Pu . Они накапливаются в ядерном топливе в течение продолжительного времени. На рис. 7 показана динамика накопления плутония ^{239}Pu и ^{240}Pu в топливных элементах реактора в течение 3 лет.

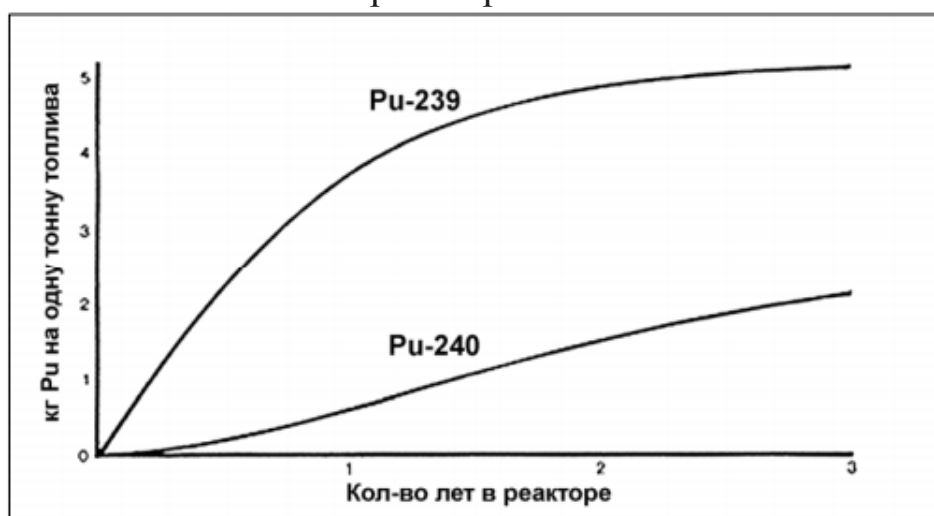


Рис. 8. Динамика образования плутония [4].

Возможно также дополнительное дообогащение урана после восстановления. Но, как правило, это не требуется, и он отправляется на действующие реакторы в виде готового топлива.

Таким образом, при закрытом цикле удастся избежать чрезмерной добычи на урановых рудниках. Энергетическая эффективность в случае максимального использования урана составляет примерно 20-30% в относительных энергетических единицах [4]. Этот подход развивается сегодня в большинстве стран. К сожалению, несмотря на, казалось бы, очевидные плюсы переработки ядерного топлива, схема замкнутого ядерного цикла на сегодняшний день не получила достаточного распространения ввиду низкой стоимости добычи урана. Однако, Франция, Германия, Великобритания, Россия и Япония продолжают развитие технологий закрытого топливного цикла.

Возврат в энергосистему части ядерного топлива способен обеспечить энергетику сырьем на многие годы даже при росте потребностей. Кроме того, удастся избежать роста объемов радиоактивных

отходов, остающихся в отработанном ядерном топливе и требующих специального захоронения, зачастую вечного. Но у замкнутого цикла есть и свои существенные недостатки. Наиболее существенный – использование опасного для экологии радиохимического производства. Еще один недостаток, выделяемый экспертами – распространение плутония-239, который может быть использован при создании ядерного оружия. Кроме того, схема открытого варианта ЯТЦ значительно короче и проще, чем это имеет место в замкнутом варианте [5].

Использование замкнутого или открытого ядерного цикла – вопрос политики отдельных государств. Хранить отработанные твэлы, отложив решение этой проблемы, или переработать их на радиохимическом заводе – решают при составлении национальных программ развития. Из 35 стран, участников МАГАТЭ, в настоящее время лишь 5 государств (Индия, Япония, Англия, Россия, Франция) стараются придерживаться замкнутого цикла. Большинство стран, включая Канаду, Италию, США и КНР, строят специальные полигоны для хранения, или доверяют переработку другим государствам.

Реакторы на быстрых нейтронах

Реактором на быстрых нейтронах (РБН) называется реактор, энергетический спектр нейтронов которого близок к 10^5 эВ, в его активной зоне отсутствуют замедлители нейтронов. Именно благодаря энергии нейтронов реакторы получили такое название. Сечения реакций ^{235}U и ^{239}Pu для быстрых нейтронов меньше, поэтому необходимо поддерживать гораздо большие потоки нейтронов в сравнении с обычными, "тепловыми" реакторами. В связи с увеличением нейтронных потоков ядра ^{238}U вовлекается в процесс трансмутации в плутоний. Обычно быстрые реакторы в качестве базового топлива используют ^{239}Pu . При делении ^{239}Pu выделяется на 25% больше нейтронов, чем у ^{235}U . Таким образом, при делении ^{239}Pu образуется достаточное количество нейтронов для протекания реакции конвертации ^{238}U в ^{239}Pu . Коэффициент воспроизводства (отношение числа образовавшихся делящихся ядер к числу распавшихся ядер) для реакторов на тепловых нейтронах приблизительно равен 0,6. В быстрых реакторах этот коэффициент может быть больше 1 [8]. Таким образом, основное преимущество реакторов на быстрых нейтронах – это возможность использования новых видов топлива, таких как ^{238}U . Это существенно увеличивает доступные ресурсы ядерной энергетики, поскольку, как говорилось ранее, изотоп ^{238}U в больших количествах содержится в отработанном топливе и в "хвостах" процесса обогащения, где его

концентрация выше 90%. Запустив быстрый реактор, и используя достаточное количество делящихся изотопов, через некоторое время в него можно будет добавлять естественный и даже обедненный уран.

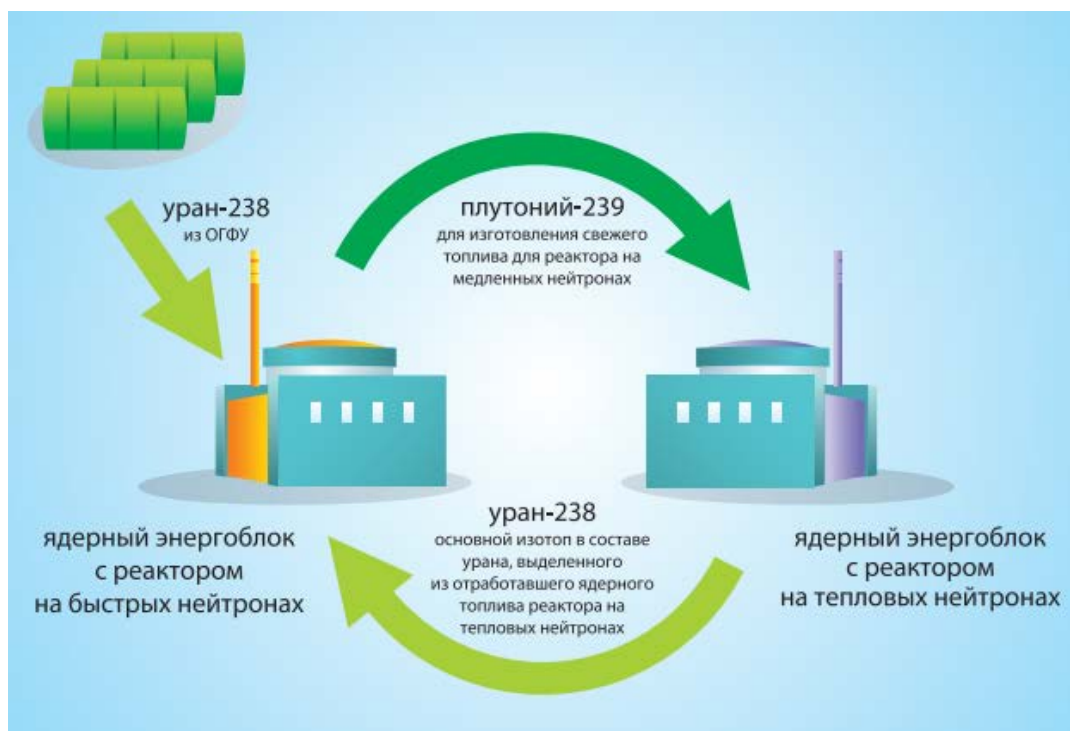


Рис. 9. Цикл с использованием реактора на быстрых нейтронах [9].

Внедрение реакторов на быстрых нейтронах открывает широкие перспективы переработки ядерного топлива. Отпадает и необходимость добычи и обогащения ядерного топлива: в течении десятилетий в результате работы реакторов на тепловых нейтронах в мире накопилось около 300 тысяч тонн ОЯТ. Предполагается, что к 2030 году накопится уже 400 тысяч тонн. Таких объемов ресурсной базы хватит на десятки и сотни лет функционирования реакторов на быстрых нейтронах.

Однако, ввиду низкой стоимости урана, широкомасштабное внедрение реакторов на быстрых нейтронах экономически невыгодно. И, несмотря на большой опыт использования этой технологии (первый реактор на быстрых нейтронах ввели в эксплуатацию в СССР в 1973 году), без программ государственной поддержки быстрое увеличение доли этого типа реакторов невозможно. Аналогичные программы реализуются в Российской Федерации. Согласно, федеральной целевой программе “Ядерные энерготехнологии нового поколения” количество реакторов на быстрых нейтронах в нашей стране будет существенно увеличено к 2030 году [10].

Литература

1. World Nuclear Association. Inform. Library. US Nuclear Fuel Cycle // <https://www.world-nuclear.org/information-library/country-profiles/countries-t-z/usa-nuclear-fuel-cycle.aspx> (дата обращения: 10.10.2020).
2. Federation of Electric Power Companies Japan/ Japan's Nuclear Fuel Cycle https://www.fepc.or.jp/english/nuclear/fuel_cycle/fuel_recycling/index.html (дата обращения: 10.10.2020).
3. Барсуков О. А. *Основы физики атомного ядра. Ядерные технологии*. М.: Физматлит. – 2011.
4. Г.Н. Флеров, В.С. Барашенков. *Практические применения пучков тяжелых ионов* // УФН, 114 (1974) 251.
5. Малышевский В.С. *Ядерный топливный цикл. Часть 1* Ростов-на-Дону 2003.
6. Бекман И. Н. *Ядерная индустрия. Курс лекций* – М.: 2005.
7. А. Емельяненко. *Как обогащают уран: метод центрифужного разделения изотопов* // Популярная Механика: интернет-изд.: <https://www.popmech.ru/technologies/13637-i-vse-taki-ona-vertitsya/>.
8. Э. Кэбин. *Атомная энергетика*. Электронная версия 2018 г. URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/ne/ne5.htm> (дата обращения: 10.10.2020).
9. А. А. Акатов, Ю. С. Коряковский *Будущее атомной энергетики. Реакторы на быстрых нейтронах*. АНО «ИЦАО», Москва 2012.
10. Федеральная целевая программа " Ядерные энерготехнологии нового поколения на период 2010 - 2015 годов и на перспективу до 2020 года" // <https://fcp.economy.gov.ru> URL: <https://fcp.economy.gov.ru/cgi-bin/cis/fcp.cgi/Fcp/ViewFcp/View/2017/298/> (дата обращения: 20.12.2020).

НЕЙТРОННАЯ ОПТИКА

Р. Шоркин

Нейтронная оптика – это раздел нейтронной физики, в котором изучают взаимодействия нейтронов с веществом и полями, обусловленные их волновой природой [1]. Термин “оптика” используется потому, что обнаруживаемые при таких взаимодействиях явления аналогичны тем явлениям, которые наблюдаются при взаимодействии электромагнитного излучения соответствующего спектрального диапазона.

Согласно квантовомеханическим представлениям о корпускулярно-волновом дуализме, нейтрон, как и любая другая частица, обладает волновыми свойствами. Длина волны де Бройля, соответствующая частице с импульсом p , равна

$$\lambda = h/p \quad (1)$$

где h – постоянная Планка.

Для проявления нейтронами волновых свойств необходимо, чтобы длина волны де Бройля соответствовала характерному масштабу структур, с которыми данные нейтроны взаимодействуют. В процессах атомного масштаба эта длина волны соответствует характерному межатомному расстоянию $\sim 10^{-8}$ см. Такой длиной волны обладают тепловые нейтроны с энергией $kT \approx 0,08$ эВ [2], поэтому волновые свойства отчетливо проявляются у тепловых нейтронов, и еще более сильно у холодных и ультрахолодных. Примером проявления нейтронами волновых свойств при взаимодействии с ядрами являются избирательная способность к поглощению и рассеянию нейтронов определенных энергий, а также вероятности поглощения и рассеяния при этих энергиях, намного превосходящие значения, получаемые из простых геометрических расчетов. Однако наиболее ярко проявляются волновые свойства нейтронов при взаимодействии со структурами атомного масштаба.

Процесс распространения нейтронных волн в веществе во многом аналогичен распространению световых волн. Нейтронные волны в веществе могут испытывать дифракцию, преломление, отражение, могут поляризоваться и т. д. Эта аналогия приводит к тому, что и методы расчета в ряде случаев аналогичны в нейтронной и обычной оптике. Экспериментально наиболее полная аналогия прослеживается между тепловыми нейтронами и рентгеновским излучением: оба излучения имеют общие законы дифракции на кристаллах, а в явлениях, обусловленных преломлением волн, имеют одинаковые показатели преломления. Это объясняется близостью значений длин волн тепловых нейтронов и рентгеновского излучения, на которую было указано выше. Длины волн холодных нейтронов слабо превышают межатомные расстояния, поэтому их распространение в веществе более

похоже на прохождение рентгеновских волн, чем на распространение видимого света.

С другой стороны, нейтрон по своим свойствам сильно отличается от кванта электромагнитного излучения. Поэтому помимо сходств, наблюдаются и множество отличий нейтронной и традиционной оптики. Принципиально различаются явления поляризации нейтронов и света. Особенностью оптики нейтронов является возможность их удержания в замкнутой области пространства.

Особенности нейтронной оптики обусловлены следующими основными причинами. Во-первых, электромагнитное излучение взаимодействует с электронами атомных оболочек, в то время как нейтроны взаимодействуют с ядрами. Нейтроны будут также испытывать магнитное рассеяние, обусловленное наличием у них магнитного момента. Во-вторых, нейтрон обладает ненулевой массой покоя. Это приводит к различию в связях частоты с длиной волны и скоростью распространения волн в нейтронной и классической оптике. В частности, для нейтронов

$$E_n = \hbar\omega_n = \frac{p_n^2}{2M} = \frac{4\pi^2\hbar^2}{2M\lambda_n^2}, \quad (2)$$

в то время как у фотона

$$E_\gamma = \hbar\omega_\gamma = cp_\gamma = \frac{2\pi c\hbar}{\lambda_\gamma}. \quad (3)$$

Отсюда следует разница между энергиями фотона и нейтрона с одинаковой длиной волны. Например, при $\lambda = 10^{-8}$ см энергия нейтрона равна 0,08 эВ, а энергия фотона 12,5 кэВ. Скорость такого нейтрона в 10^5 раз меньше скорости света.

Распространение нейтронных волн в среде

Процессы взаимодействия нейтронов с веществом

Основным процессом взаимодействия тепловых нейтронов с веществом является сильное взаимодействие. Нейтрон может взаимодействовать с ядром двумя основными способами – непосредственное взаимодействие с силовым полем ядра или образование промежуточной системы (составного ядра). При этом возможно упругое рассеяние, неупругое рассеяние, радиационный захват, различные реакции с испусканием заряженных частиц и т. д. В области энергий тепловых нейтронов существенны упругое рассеяние, а также различные реакции поглощения. В большинстве нейтронно-оптических явлений поглощение не существенно, поэтому будем рассматривать только процесс потенциального и резонансного упругого рассеяния.

При описании рассеяния медленных нейтронов не требуется знание потенциала ядерного взаимодействия. Рассеяние определяется либо одним (в случае бесспиновых ядер), либо двумя параметрами (если ядра обладают

ненулевым спином). Эти параметры называются длинами рассеяния. Они вводятся следующим образом:

Рассмотрим случай упругого рассеяния нейтронов на ядре с нулевым спином. Будем считать, что вклад других взаимодействий пренебрежимо мал по сравнению со вкладом ядерных сил. Ядро до взаимодействия покоилось. Соударение будем рассматривать в системе центра масс. В случае тяжелого ядра $M \gg m$, приведенная масса $\mu \approx m$, то есть примерно равна массе нейтрона.

При рассеянии на силовом центре падающая плоская нейтронная волна искажается, и на больших расстояниях от ядра будет иметь вид

$$\psi(r, \theta) = \exp(ikr \cos \theta) + f(\theta, k) \frac{\exp(ikr)}{r}, \quad (4)$$

где θ – полярный угол рассеяния. Комплексная функция $f(\theta, k)$ называется амплитудой рассеяния и полностью определяет процесс рассеяния. Ее зависимость от угла рассеяния и волнового вектора определяется видом потенциала рассеяния. Сама она определяет дифференциальное сечение рассеяния в элемент телесного угла:

$$d\sigma = |f(\theta, k)|^2 d\Omega \quad (5)$$

Если рассматривать падающую волну как совокупность парциальных волн, можно показать, что амплитуда рассеяния для сферически-симметричного потенциала дается в виде суммы по моменту l бесконечного ряда

$$f(\theta, k) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1)P_l(\cos \theta), \quad (6)$$

где δ_l – сдвиг фазы парциальной компоненты рассеянной волны по отношению к падающей, $P_l(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра. При условии отсутствия поглощения δ_l – действительные величины (при поглощении – комплексные). Будем далее считать δ_l действительными.

Можно доказать, что медленные нейтроны взаимодействуют с ядрами в состояниях, для которых орбитальный момент движения $l = 0$. В таком случае считая, что δ_0 мал, получаем, что амплитуда $f_0(k)$ почти действительна и примерно равна

$$f_0(k) \cong \frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_0} \cong \frac{\delta_0}{k} \quad \text{для } |\delta_0| \ll 1. \quad (7)$$

При предельно малых значениях волнового вектора $\delta_l \sim k^{2l+1}$, поэтому в случае S-рассеяния $\delta_0(k) \sim k$. Тогда получается, что существует конечный предел

$$\lim_{k \rightarrow 0} f_0(k) = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_0} = -a. \quad (8)$$

Постоянная a имеет размерность длины и называется длиной рассеяния Ферми. Ею определяется основная нейтронно-оптическая характеристика

среды – показатель преломления нейтронов. Физический смысл этой величины заключается в том, что в предельном случае $k \rightarrow 0$ ею одной определяется сечение упругого рассеяния медленных нейтронов:

$$\sigma = 4\pi a^2. \quad (9)$$

В самом общем случае длина рассеяния – комплексная величина. Однако ее мнимая часть, описывающая поглощение нейтронов, в большинстве случаев предельно мала.

При выводе (9) ядра-мишени полагались свободными и имеющими нулевой спин. Учет связанности ядер приводит к увеличению длины рассеяния. Это обусловлено тем, что ядро-мишень связано в кристалле с бесконечно большой массой, что означает эквивалентность системы центров масс сталкивающихся частиц и лабораторной системы отсчета. Амплитуда рассеяния в борновском приближении связана с приведенной массой системы, а ее увеличение в случае связанного в кристалле ядра приводит к соответствующему увеличению длины рассеяния.

Для учета наличия спина необходимо ввести вторую длину рассеяния, причем одна из них (a_+) будет соответствовать параллельной ориентации спина нейтрона ($s_n = 1/2$) и ядра I (то есть полному моменту $J = I + 1/2$), а вторая (a_-) – антипараллельному (то есть $J = I - 1/2$). Наличие двух различных длин рассеяния обусловлено спиновой зависимостью ядерных сил. Чтобы найти сечение рассеяния нейтрона на ядре со спином I необходимо учесть статистический вклад различных спиновых состояний:

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{I + 1}{2I + 1} a_+^2 + \frac{I}{2I + 1} a_-^2 \right). \quad (10)$$

Нейтроны способны взаимодействовать с ядром за счет не только сильного, но и электромагнитного взаимодействия. Это обусловлено тем, что нейтрон обладает магнитным моментом, вызванным его внутренней структурой. Существуют различные механизмы электромагнитного взаимодействия нейтронов с веществом: взаимодействие магнитного момента нейтрона с магнитным моментом электронной оболочки атома, взаимодействие магнитных моментов нейтрона и ядра и др. В области энергий тепловых нейтронов самым существенным из всех возможных процессов электромагнитного взаимодействия нейтронов с веществом является магнитное рассеяние. Процесс магнитного рассеяния способен интерферировать с ядерным рассеянием нейтронов, причем эффект интерференции может быть достаточно большим.

Когерентное и некогерентное рассеяние нейтронов

Длина волны медленных нейтронов сравнима с межатомными расстояниями в конденсированной среде или даже превосходит их, если энергия нейтронов достаточно мала. Это приводит к тому, что, двигаясь в среде, нейтроны взаимодействуют не с отдельными атомами, а с их группой. При этом возможны два типа упругого рассеяния. В одном случае все атомы

среды независимо друг от друга действуют на рассеиваемые нейтроны – это так называемое некогерентное рассеяние. В другом случае все атомы группы действуют на нейтроны согласовано, как единый ансамбль. В таком случае говорят о когерентном рассеянии нейтронов. К некогерентности рассеяния приводят дефекты кристалла относительно распространяющейся нейтронной волны. К таким дефектам может относиться хаотическое распределение спинов ядер атомов, составляющих кристалл, и налетающих нейтронов, а также неоднородность изотопного состава кристалла.

Очевидно, для полного описания рассеяния нейтронов на кристалле необходимо иметь полную информацию об амплитудах рассеяния на всех изотопах входящего в кристалл элемента как при параллельной, так и при антипараллельной ориентации спинов ядра и нейтрона. Однако такая полная информация на практике не требуется. Если изотопный состав элемента фиксирован, и если спины ядер и нейтронов ориентированы хаотично, то все нейтронно-оптические явления можно выразить через две независимые величины – когерентную амплитуду a_k и некогерентную амплитуду $a_{нк}$. Обе они получаются посредством усреднения амплитуд, соответствующих рассеянию на определенном изотопе с определенной ориентацией спинов. Полное сечение рассеяния на N ядрах при этом равно:

$$\sigma = \sigma_k + \sigma_{нк}; \quad (11)$$

$$\sigma_k = 4\pi \left(\sum_N a_k \right)^2; \quad (12)$$

$$\sigma_{нк} = 4\pi \sum_N a_{нк}^2. \quad (13)$$

В интерференционных явлениях участвует лишь когерентная амплитуда, некогерентная амплитуда создает диффузный фон.

Существенное различие между когерентным и некогерентным рассеянием заключается в том, что сечение некогерентного рассеяния пропорционально числу рассеивающих центров, а сечение когерентного рассеяния пропорционально квадрату числа рассеивающих центров. При когерентном рассеянии принципиально невозможно указать, на каком центре ансамбля произошло рассеяние. Другое важное отличие когерентного и некогерентного рассеяния состоит в их различной зависимости от угла рассеяния. Сечение некогерентного рассеяния практически изотропно, в то время как сечение когерентного рассеяния сильно зависит от угла рассеяния ввиду интерференции падающей и рассеянной нейтронных волн.

Выделяют два типа явлений, вызванных интерференцией когерентно рассеянных волн: явления, возникающие от интерференции волн, распространяющихся в направлении первичного пучка и явления, возникающие от интерференции волн, распространяющихся под некоторым углом к первичной волне. К первому классу явлений относятся преломление

и полное отражение нейтронных волн. К явлениям второго типа относится дифракция волн (брэгговское отражение).

Преломление нейтронных волн

Коэффициент преломления n нейтронных волн веществом непосредственно связан с когерентной амплитудой a_k . Эта связь одинакова для нейтронов и рентгеновских лучей и имеет вид

$$n = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 a_k N}{\pi}}, \quad (14)$$

где N – число рассеивателей в 1 см^3 вещества.

Вывод этой формулы можно выполнить из следующих соображений. Пусть на плоскую мишень толщиной $\Delta z \ll \lambda$ падает плоская нейтронная волна (рис. 1).

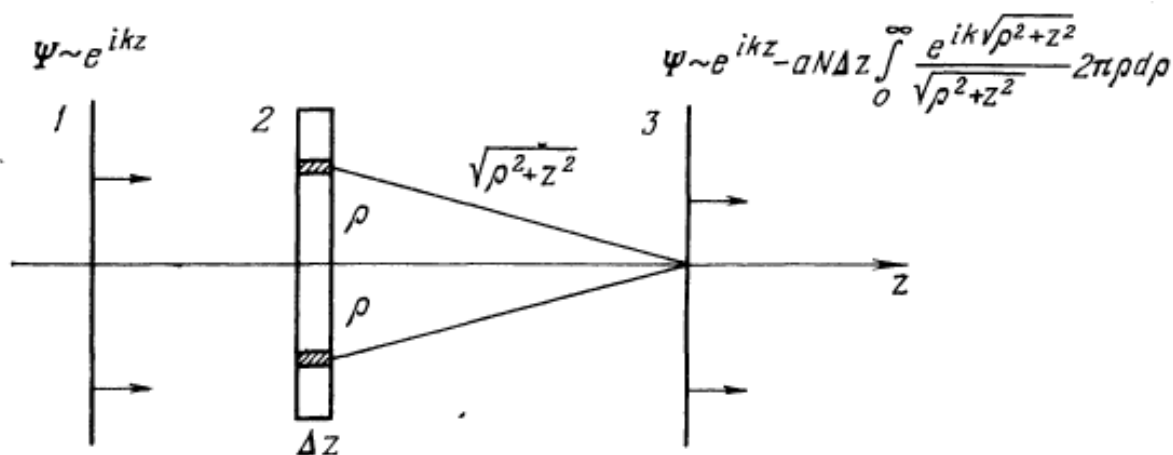


Рис. 4. Схематическое изображение прохождения плоской нейтронной волны через рассеивающую мишень [2]. 1 – падающая волна, 2 – мишень, 3 – прошедшая волна.

После прохождения мишени нейтронная волна ψ будет состоять из падающей волны e^{ikz} и рассеянной волны, возникающей в результате интерференции сферических волн, которые испускаются рассеивателями мишени, т. е. при $z \gg \lambda$

$$\psi = e^{ikz} - aN\Delta z \int_0^\infty \frac{\exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2})}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} 2\pi\rho d\rho. \quad (15)$$

Вычислим интеграл:

$$\int_0^\infty \frac{\exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2})}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} 2\pi\rho d\rho = \frac{2\pi}{ik} \int_z^\infty e^{ikx} dx = \frac{2\pi i}{k + i0} e^{ikz}. \quad (16)$$

(исчезающе малое затухание на бесконечности). Поэтому при $k \neq 0$

$$\psi \approx e^{ikz} \left(1 - \frac{2\pi a N \Delta z}{k} i \right). \quad (17)$$

С другой стороны, выражая волну ψ через показатель преломления нейтронных волн n , получаем

$$\psi \approx \exp[ink\Delta z + ik(z - \Delta z)]. \quad (18)$$

Поскольку

$$(n - 1)k\Delta z \ll 1, \quad (19)$$

получаем

$$\psi \approx e^{ikz} [1 + i(n - 1)k\Delta z]. \quad (20)$$

Из сравнения (17) и (20) получаем формулу (14).

Показатель преломления для холодных нейтронов близок к единице. Для большинства ядер амплитуда a положительна, так что преломляющая среда оказывается оптически менее плотной, чем воздух. Поэтому при очень малых углах скольжения (порядка минут) наблюдается полное внутреннее отражение. При увеличении угла скольжения интенсивность отраженного пучка падает скачком при критическом угле $\vartheta_{\text{кр}}$, определяемом из соотношения

$$\cos \vartheta_{\text{кр}} = n. \quad (21)$$

По наличию полного внутреннего отражения можно определять знак амплитуды рассеяния, поскольку этот эффект отсутствует при отрицательной амплитуде.

Дифракция нейтронных волн. Нейтронная спектроскопия

Медленные нейтроны, рассеивающиеся на отдельных атомах, могут вылетать в любом направлении по отношению к направлению первичного нейтрона. Если же пучок нейтронов падает на кристалл, который представляет собой систему упорядоченно расположенных рассеивателей, то законы рассеяния могут измениться. Согласованное действие атомов может приводить к тому, что рассеянные нейтронные волны будут вылетать в строго определенных, задаваемых условием Брэгга-Вульфа, направлениях. Это явление получило название дифракции нейтронов.

Дифракция заключается в том, что при определенных условиях (при определенных энергиях нейтронов) когерентно рассеянные отдельными атомами под разными углами нейтронные волны интерферируют друг с другом. Эта интерференция усиливает волну, распространяющуюся в направлении, задаваемом условием Брэгга-Вульфа, и погашает её во всех прочих направлениях. Характеристики отраженной волны в сильной степени зависят от структуры решетки, а также от динамических свойств рассеивателей.

Помимо отраженной волны, будет также наблюдаться распространяющаяся в кристалле преломленная волна. Особенности ее распространения в кристалле зависят от многих факторов: энергии нейтронов, взаимной относительной ориентации пучка нейтронов и кристалла, степени совершенства кристалла.

Упрощенный механизм явления дифракции таков. На кристалл падает плоская нейтронная волна. Ядра, расположенные в определенной кристаллической плоскости, отражают эту волну. Параллельных кристаллических плоскостей очень много. Волны, отраженные в каждой из них, будут интерферировать друг с другом.

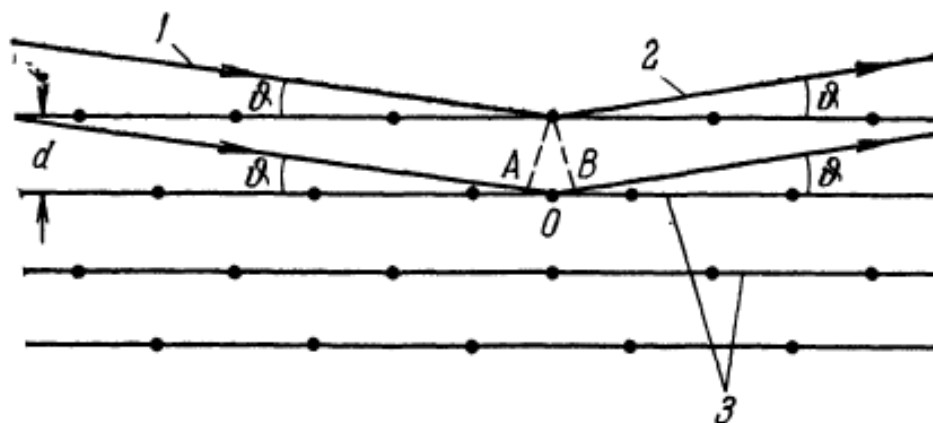


Рис. 5. Иллюстрация к закону отражения Брэгга-Вульфа. 1,2 -- падающая и отраженная волны, 3 -- кристаллические плоскости. [2]

В результате от кристалла в целом волна будет распространяться лишь в тех направлениях, в которых волны, отраженные различными параллельными кристаллическими плоскостями, усиливают друг друга. Для этого разность хода лучей $AO + OB$, отраженных различными плоскостями, должна равняться целому числу длин полуволн:

$$2d \sin \vartheta = m\lambda, \quad (22)$$

где d – межплоскостное расстояние, ϑ – угол скольжения (между отражающей плоскостью и падающим пучком), m – положительное целое число, называемое порядком отражения. Это соотношение называется условием Брэгга – Вульфа. Оно применимо для дифракции на кристалле волн любой природы.

При $\lambda > 2d$ условие Брэгга-Вульфа не будет выполняться ни при каком угле скольжения, так что дифракционное отражение станет невозможным. Энергия нейтрона, при которой исчезает брэгговское отражение, называется энергией брэгговского скачка. Она различна для разных кристаллов и имеет порядок величины 10^{-3} эВ.

Так как длина волны $\lambda = h/p = h/\sqrt{2mT}$, то условие Брэгга-Вульфа дает связь между энергией нейтронов и углом отражения [3]:

$$T = \frac{h^2}{8md^2} \frac{n^2}{\sin^2 \vartheta} \quad (23)$$

Изменяя угол ϑ , можно изменять энергию отраженных нейтронов. Это утверждение лежит в основе метода кристаллического монохроматора.

Из формулы (23) видно, что под данным углом отражения могут лететь нейтроны с разными энергиями:

$$T_n = n^2 T_1, \quad (24)$$

$$T_1 = \frac{h^2}{8md^2} \frac{1}{\sin^2 \vartheta}. \quad (25)$$

Однако интенсивность отраженных нейтронов падает с ростом n из-за того, что для нейтронов с большей энергией тепловое движение атомов решетки сильнее нарушает условие когерентности волн, рассеянных разными атомами.

Дифференцируя формулу (23) по углу ϑ , можно найти разрешающую способность данного метода:

$$\frac{dT}{T} = -2 \operatorname{ctg} \vartheta d\vartheta. \quad (26)$$

Как было сказано, величина угла скольжения мала, поэтому возможно использование приближенных формул:

$$T_1 \approx \frac{h^2}{8md^2} \frac{1}{\vartheta^2} \quad (27)$$

$$\frac{dT}{T} \approx -\frac{2d\vartheta}{\vartheta} \quad (28)$$

Разрешающая способность для большинства приборов лежит в области 10^{-3} (вблизи нижней границы энергетического интервала) и ухудшается с ростом энергии. Все это ограничивает область применимости метода кристаллического монохроматора: $T_{\min} \approx 0,01$ эВ; $T_{\max} \approx 5 - 100$ эВ.

Исследование ядер методом кристаллического монохроматора позволило проверить и подтвердить правильность формул Брейта-Вигнера, а также основные взгляды Бора и Ферми на взаимодействие нейтронов с веществом. Были получены энергетические зависимости сечения взаимодействия нейтронов с ядрами для различных ядер.

В 1994 Нобелевская премия по физике была присуждена Бертраму Брокхаузу «за создание нейтронной спектроскопии» и Клиффорду Шаллу за «разработку методики нейтронной дифракции» [4]. Методы нейтронной спектроскопии дали возможность получения информации о структуре вещества, недоступной для получения другими методами.

Существует два основных метода исследования в нейтронной спектроскопии. В описанном выше методе снимают нейтронограмму образца, то есть получают угловое распределение для рассеяния пучка

моноэнергетических нейтронов моно- или поликристаллами. Положение максимумов нейтронограммы (как и в рентгенограмме) определяется структурой кристаллической решетки, а их величина зависит от амплитуд рассеяния. Другой метод заключается в измерении полного сечения упругого рассеяния как функции энергии нейтронов.

Преимущества нейтронографических методов над рентгенографическими состоят в следующем:

1) Рентгеновские лучи рассеиваются на электронах, а нейтроны – на ядрах. Таким образом, дифракция нейтронов дает информацию о ядерной, то есть атомно-молекулярной конфигурации. Это полезно при исследовании структуры соединений из элементов с близкими атомными номерами, в которых обе компоненты имеют похожие электронные конфигурации, но разные ядерные сечения.

2) Сечения взаимодействия рентгеновских лучей с атомами пропорциональны Z , то есть сильно различаются для легких и тяжелых элементов. Ядерные же сечения имеют одинаковый порядок для всех ядер. Поэтому в соединениях, содержащих как легкие, так и тяжелые ядра, эффект дифракции на легких ядрах слабо заметен на рентгенограмме, но весьма различим на нейтронограмме.

3) В одном и том же диапазоне длин волн рентгеновские волны рассеиваются преимущественно вперед, а нейтронные – изотропно. Поэтому на нейтронограмме не наблюдается характерное для рентгенограммы падение интенсивности пиков при переходе к большим углам рассеяния.

4) Проникающая способность нейтронов в 10^3 раз превышает проникающую способность γ -квантов с той же длиной волны.

Существуют и недостатки нейтронографических методов по сравнению с рентгенографией:

1) Наличие диффузного фона от некогерентного рассеяния затрудняет исследование дифракционной картины.

2) Сложность получения достаточно мощных пучков монохроматических нейтронов.

Использование обоих методов одновременно позволяет им дополнять друг друга и дает наиболее полную картину о структуре вещества.

Поляризация нейтронных волн

В пучках нейтронов, с которыми проводятся исследования, представлены два физически различных состояния, отличающихся ориентацией спина нейтрона относительно некоего физически выделенного направления в пространстве. Доля каждого из состояний в пучке, характеризующая его степень поляризации, может быть различной. Степень поляризации можно определить, введя число n_+ нейтронов, спин которых ориентирован вдоль

выделенной оси и число n_- нейтронов, спин которых противоположен выделенному направлению. Тогда поляризация пучка

$$p = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}. \quad (29)$$

Основные способы получения поляризованных пучков: пропускание пучка через намагниченный ферромагнетик или через поляризованную ядерную мишень, отражение от намагниченного зеркала, дифракция на ферромагнитных кристаллах. Эти способы отличаются степенью достижимой поляризации, областью длин волн нейтронов, в которой возможно применение метода, а также техническими решениями. Рассмотрим метод поляризации при отражении от намагниченных зеркал.

Использование нейтронно-оптических явлений (двулучепреломления и полного внешнего отражения) для поляризации медленных нейтронов впервые было предложено И. Я. Померанчуком и А. И. Ахиезером. Экспериментально эта возможность была реализована Юзом и Берджи.

Пусть на плоскую поверхность намагниченного ферромагнетика падает пучок неполяризованных нейтронов. Тогда в среде этот пучок расщепится на две компоненты в соответствии с формулой

$$n = 1 - \lambda^2 \left[\frac{Nb_{\text{ког}}}{2\pi} \pm \frac{m}{4\pi^2\hbar^2} \mu B \right]. \quad (30)$$

Здесь $b_{\text{ког}}$ – когерентная длина рассеяния Ферми на связанном ядре; N – число ядер в рассеивателе; λ – длина волны нейтронов; μ – магнитный момент нейтрона; m – масса нейтрона; B – действующее на нейтроны магнитное поле.

В одной из компонент спин всех нейтронов будет направлен вдоль поля, а в другой спин нейтронов будет ориентирован против направления намагничивания. Каждая компонента будет характеризоваться своим показателем преломления.

Из этой же формулы следует, что между ядерным и магнитным слагаемыми возможно такое соотношение, при котором показатель преломления для нейтронов с одной проекцией спина станет больше единицы $n_1 > 1$, а для нейтронов с другой проекцией – меньше единицы $n_2 < 1$. Это означает, что нейтроны, для которых выполнено условие $n_2 < 1$ при углах падения первичного пучка на кристалл, меньших критического, будут отражаться от его поверхности, тогда как нейтроны с $n_1 > 1$ пройдут его насквозь. Вторичные пучки нейтронов будут заметно разделены в пространстве, и нейтроны в них будут иметь различную ориентацию спина относительно направления намагничивания. В этом и состоит принцип получения поляризованных нейтронов с помощью намагниченных зеркал.

Оговоренное условие получения пучков с $n_1 > 1$ и $n_2 < 1$ в ферромагнетике имеет вид

$$Nb_{\text{ког}} < \frac{m}{2\pi\hbar^2} \mu B. \quad (31)$$

Максимальная степень поляризации отраженного пучка, которую удалось получить в эксперименте с кобальтовыми зеркалами, составляет 98%. Невозможность получения 100%-ой поляризации можно объяснить несовершенством кристаллической структуры зеркала и его поверхности.

Метод получения поляризованных нейтронов при помощи намагниченных зеркал применим к холодным и тепловым нейтронам. Со стороны высоких энергий ограничение связано с уменьшением критического угла скольжения при увеличении энергии нейтронов. Данный метод позволяет получать пучки как с продольной, так и с поперечной поляризацией.

Литература:

1. И.И. Гуревич, В.П. Протасов, *Нейтронная физика*. – М. Энергоатомиздат, 1997;
2. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин, *Ядерная физика*. – М. Наука, 1980;
3. К.Н. Мухин, “Экспериментальная ядерная физика”, кн. 1, ч. II. – М. Энергоатомиздат, 1993;
4. Пресс-релиз Нобелевского комитета, Шведская королевская академия наук, 1994. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1994/press-release/>

НЕЙТРОННЫЙ АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

Н. Фурсова

Активационным анализом называют метод качественного и количественного анализа вещества, основанный на активации ядер атомов и исследовании образовавшихся радиоактивных изотопов (радионуклидов). Результаты такого анализа не зависят от того, в какое химическое соединение входят атомы определяемых элементов, но чувствительны к изменению изотопного состава элементов.

В этом методе исследуемый образец облучается потоком частиц (нейтронов, протонов, α -частиц) или γ -квантов, и в результате ядерных реакций часть ядер превращается в радиоактивные или возбуждённые. Дальнейшая идентификация элементов происходит по энергии излучения и периоду полураспада радиоактивных ядер.

Метод нейтронного активационного анализа впервые предложили Дьёрдь де Хевеши и Хильде Леви в 1936 году. Он применялся для измерения диспрозия и европия в образцах редкоземельных элементов с использованием тепловых нейтронов от радий-бериллиевого источника. До появления ядерных реакторов с потоками нейтронов $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ этот метод мало применялся на практике. В первое десятилетие активационного анализа фундаментальные данные о радионуклидах получали с помощью счётчиков Гейгера-Мюллера и ионизационных камер.

В 1948 году Браун и Голдберг, используя реакторные нейтроны, определили малые концентрации гадолиния и палладия в метеоритах. После этого нейтронный активационный анализ на реакторных нейтронах начал использоваться для анализа горных пород и биологических объектов [1].

В 50 – 60-ые годы 20 века определение элементов с помощью активационного анализа сопровождалось радиохимическим разделением образцов после облучения. Новым этапом развития стало появление сцинтилляционных детекторов (1955 г.) и многоканальных анализаторов (100 – 512 каналов), которое положило начало инструментальному методу нейтронного активационного анализа. Далее с появлением германиевых полупроводниковых γ -детекторов с высокой разрешающей способностью и развитием многоканальных анализаторов стал возможен многоэлементный анализ. В 70-е годы проявился

интерес к использованию эпитеpmальных нейтронов, которые сейчас используются при анализе очень малых концентраций элементов в природных образцах. Несмотря на развитие других химических методов, нейтронный активационный анализ до сих пор остаётся важным аналитическим методом. Кроме того, из-за своей точности и надёжности именно нейтронный активационный анализ считается «методом рефери» при несогласованности результатов, полученных другими способами.

1. Принцип работы активационного анализа

В результате неупругого взаимодействия нейтрона с ядром-мишенью образуется составное ядро в возбуждённом состоянии. Если энергия нейтронов мала, то энергия возбуждения равна энергии связи нейтрона в составном ядре, а, значит, происходит практически мгновенный переход в основное состояние с испусканием мгновенных γ -квантов.

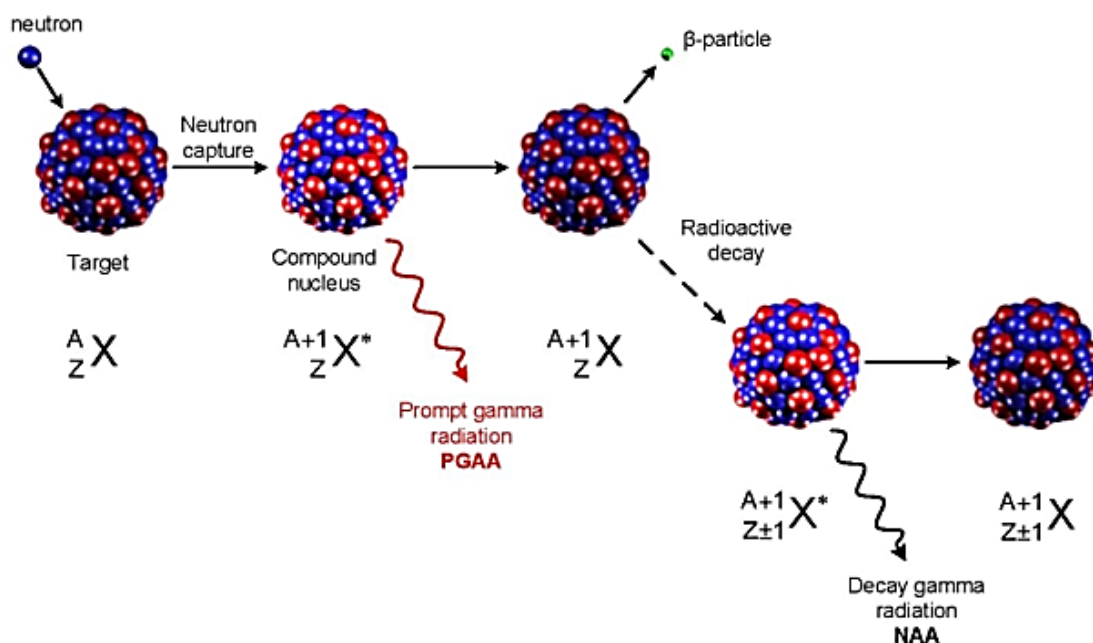


Рис. 1. Процесс захвата нейтрона ядром-мишенью с последующим испусканием γ -излучения [2].

Следует заметить, что основное состояние образовавшегося ядра может быть нестабильным, тогда происходит β^- -распад (иногда β^+ -распад). Если происходит распад на возбуждённое состояние конечного ядра, то испускаются γ -кванты с характерными для этого ядра энергиями. Эти γ -кванты регистрируются детектором. Далее, зная число нейтронов, падающих на образец, по энергии и известным из литературы сечениям радиационного захвата определяется масса исходного элемента в образце.

Таким образом, по времени измерения нейтронный активационный анализ подразделяется на две категории:

- регистрация мгновенных γ -квантов (PGNAA), когда измерения проводятся во время облучения;
- регистрация задержанных γ -квантов (DGNAА), где измерения производятся во время распада.

Метод мгновенных γ -квантов обычно выполняется на пучке нейтронов, выведенном из реактора. Потoki на образцах, облучаемых такими пучками, примерно в миллион раз ниже, чем на образцах внутри реактора. Однако детекторы могут быть размещены очень близко к образцу, компенсируя потери чувствительности из-за малого потока. Такой метод применяется:

- к элементам с чрезвычайно высокими сечениями захвата нейтронов (В, Cd, Sm и Gd);
- к элементам, производящим только стабильные изотопы;
- к быстро распадающимся элементам, которые нельзя измерить с помощью задержанных γ -квантов;
- к элементам со слабой интенсивностью γ -излучения.

Метод регистрации задержанных γ -квантов используется для подавляющего большинства элементов, которые производят радиоактивные нуклиды. В этом методе чувствительность к долгоживущему радионуклиду, которая страдает от влияния короткоживущего изотопа, может быть улучшена за счёт ожидания распада короткоживущего радионуклида. Также и, наоборот, чувствительность к короткоживущим радионуклидам может быть улучшена сокращением времени облучения, чтобы минимизировать интерференцию долгоживущих изотопов.

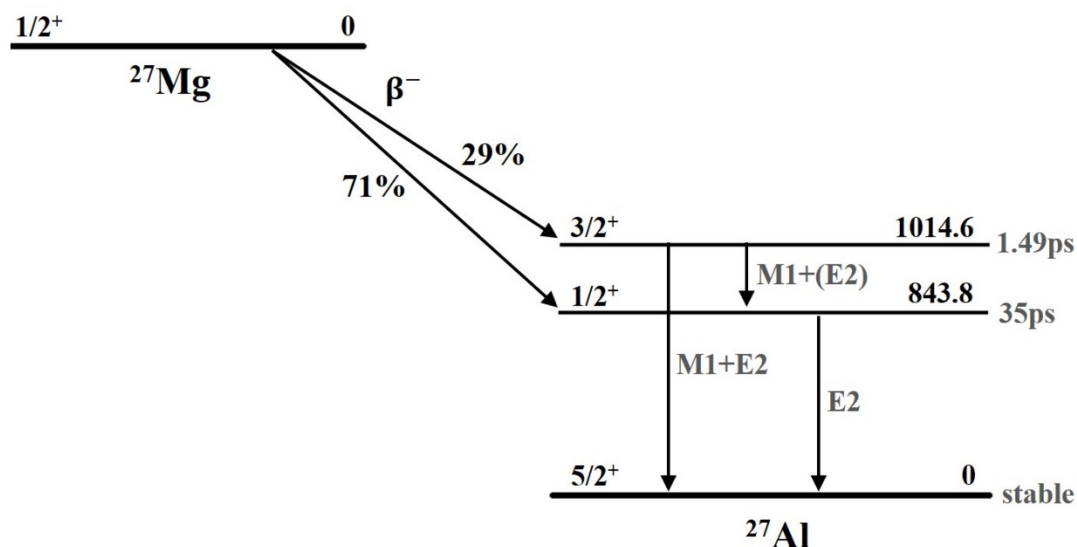


Рис. 2. Схема распада ^{27}Mg .

В качестве примера применения метода регистрации задержанных γ -квантов рассмотрим анализ содержания ^{26}Mg (рис. 2). В ходе экспериментов из данного изотопа в результате реакции (n, γ) получается β -радиоактивный изотоп ^{27}Mg с периодом полураспада 9.458 минут. Бета-распад происходит на возбуждённые состояния ^{27}Al , которые сбрасывают энергию возбуждения эмиссией γ -квантов, которые регистрируются детектором. Примерно 71% β -распадов сопровождается испусканием γ -квантов с энергией 1014.6 кэВ, а 29% – с энергией 843.8 кэВ.

2. Уравнение активации

При выводе уравнения активации используются следующие допущения:

1. отсутствие других процессов (кроме радиоактивного распада), приводящих к исчезновению образовавшихся радиоактивных ядер. Число ядер облучаемого изотопа будет уменьшаться также за счёт перехода в радиоактивные ядра – «выгорания» изотопа. Выгорание ядер исходного изотопа при потоке нейтронов порядка $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ наблюдается только при сечении активации 1000 барн и выше, поэтому для обычно используемых потоков данным эффектом можно пренебречь;

2. образовавшиеся радиоактивные ядра исчезают только в результате распада. Конечно, возможен и другой механизм – вступление в ядерную реакцию с образованием вторичного изотопа, но в большинстве случаев этот процесс незначителен.

Рассмотрим уравнение, описывающее изменение количества ядер моноизотопа, образованного в результате ядерной реакции:

$$N = \frac{\Phi \cdot \sigma \cdot N_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}),$$

где Φ – плотность потока нейтронов, σ – сечение реакции, N – число атомов активирующегося изотопа. Тогда активность на момент окончания облучения будет иметь вид:

$$A_t = \Phi \cdot \sigma \cdot N (1 - e^{-\lambda t})$$

При временах облучения порядка 10 периодов полураспада можно говорить об насыщении активации – прекращении роста числа радиоактивных ядер при последующем облучении: $A_{\text{насыщ.}} = \Phi \cdot \sigma \cdot N$. Если же время облучения сравнимо с периодом полураспада, то получаемая активность будет составлять часть от активности насыщения, определяемую фактором насыщения $(1 - e^{-\lambda t})$.

Для многоизотопного элемента уравнение для активности принимает вид:

$$A_t = \eta \cdot \Phi \cdot \sigma \cdot N'(1 - e^{-\lambda t}),$$

где N' – исходное число атомов элемента, η – доля активирующегося изотопа в естественной смеси.

Уравнение, определяющее изменение активности со временем будет иметь вид:

$$A_t = \frac{N_{Av} \cdot m \cdot \eta \cdot \Phi \cdot \sigma}{M} (1 - e^{-\lambda t_1}) \cdot e^{-\lambda t_2},$$

где m – весовое количество определяемого элемента, M – атомный вес элемента, t_1 – время активации, t_2 – время, прошедшее с момента окончания облучения.

Тогда количество частиц, зарегистрированное за время измерения t_3 , будет иметь вид [3]:

$$N_t = \frac{N_{Av} \cdot m \cdot \eta \cdot \Phi \cdot \sigma \cdot p}{M \cdot \lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) \cdot e^{-\lambda t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda t_3}) \cdot a,$$

где p – квантовый выход характеристического излучения радиоизотопа, a – коэффициент, учитывающий поглощение и рассеяние активирующих частиц в образце, эффективность регистрации излучения, «мёртвое» время аппаратуры, самопоглощение характеристического излучения в образце.

В зависимости от способа измерения активности существует два метода активационного анализа:

1. абсолютный метод – расчёт количества элемента по измеренной величине активности. Такой метод используется довольно редко из-за низкой точности (лишь 40-50%), которая объясняется следующими особенностями метода:

- сложная методика и большие погрешности измерения абсолютной активности (с помощью 4π-счётчиков или введением большого числа поправок для измерения на торцовом счётчике);
- при измерениях с помощью сцинтилляционного γ-спектрометра трудно точно определить поток бомбардирующих частиц, а также величина сечений сильно зависит от энергии частиц.

2. относительный метод – одновременно с анализируемым образцом облучается точно известное количество некоторого элемента – стандарт. В одинаковых условиях происходит измерение активности исследуемого препарата и стандарта, и определяется содержание интересующего элемента из соотношения:

$$\frac{m_{\text{препарат}}}{m_{\text{стандарт}}} = \frac{A_{\text{препарат}}}{A_{\text{стандарт}}}$$

В этом случае не нужно точно знать поток бомбардирующих частиц и сечения ядерных реакций, и измеряется относительная активность, что упрощает проведение анализа и увеличивает его точность. Следует отметить, что в ситуациях, когда одновременно облучать образец и стандарт в одном и том же потоке бомбардирующих частиц сложно или число одновременно определяемых элементов велико, используют облучение с монитором. Монитор предназначен для контроля потока бомбардирующих частиц. Часто в качестве монитора используют мишень из определяемого элемента. Применение монитора приводит к хорошим результатам, если основной поток стабилен в течение облучения. Такое условие хорошо выполняется при облучении в реакторе, но сравнительно плохо при использовании ускорителей.

3. Виды нейтронного активационного анализа в зависимости от энергии нейтронов

В зависимости от энергии нейтронов активационный анализ подразделяют на три метода [5]: активационный анализ на тепловых, резонансных и быстрых нейтронах. Аналитические возможности этих методов различны и связаны с особенностями взаимодействия разных энергетических групп нейтронов с веществом.

Активационный анализ на тепловых нейтронах

Облучение тепловыми нейтронами занимает ведущее место среди активационных методов, так как имеет следующие достоинства:

- при облучении большинства элементов протекает только одна ядерная реакция (n, γ), в результате которой образуется радиоизотоп исходного элемента, что уменьшает число радионуклидов, которые могут быть получены при многоэлементном анализе. Также в отсутствие реакций, связанных с изменением заряда ядер, исключены эффекты интерференции γ -линий различных элементов;
- большинство нуклидов являются γ -излучателями;
- в реакции (n, γ) у подавляющего числа элементов периодической системы происходит образование радиоизотопов, что придает методу некоторую универсальность;
- аналитическое определение возможно и по мгновенному γ -излучению радиационного захвата, что расширяет возможности метода;
- благодаря большим сечениям реакции (n, γ) достигается высокая чувствительность метода.

Резонансный нейтронный активационный анализ

У многих изотопов функция возбуждения при определенной энергии нейтронов имеет резонансные пики. В области резонанса сечение радиационного захвата достигает высоких значений и может превосходить сечение активации на тепловых нейтронах более чем на два порядка. Такой характер функции возбуждения позволяет повышать избирательность анализа элементов. Однако эта возможность не всегда может быть реализована из-за отсутствия источника моноэнергетических нейтронов с требуемой энергией.

Для аналитических целей используются резонансные нейтроны, получающиеся в процессе замедления быстрых нейтронов. В ядерных реакторах потоки резонансных нейтронов всегда сопровождаются интенсивным потоком тепловых нейтронов. Поток резонансных нейтронов имеет сплошное распределение, но плотность потока изменяется по закону $1/E$, где E – энергия нейтронов. Зависимость плотности потока резонансных нейтронов от энергии способствует большей активации элементов, резонансы которых расположены в области низких энергий, так как в этом случае плотность потока резонансных нейтронов выше плотности потока тепловых. Воздействовать на избирательность активации резонансными нейтронами можно путём применения фильтров, которые изменяют энергетический спектр нейтронов в желаемую сторону. Например, тонкий слой кадмиевого фильтра (1 мм) поглощает все нейтроны с энергией менее 0.55 эВ. Поэтому нейтронный активационный анализ на резонансных нейтронах представлен тремя вариантами: облучение с нерезонансным фильтром, облучение с резонансным фильтром и анализ по времени замедления нейтронов.

Нейтронный активационный анализ на быстрых нейтронах

Для быстрых нейтронов сечение реакции (n, γ) невелико, и основную роль начинают играть пороговые реакции (порог порядка нескольких МэВ), например, (n, p) и ($n, 2n$). Сечения ядерных реакций на быстрых нейтронах в большинстве случаев лежат в пределах 0.01 – 1 барн. Более слабое взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами приводит к двум важным особенностям. Во-первых, значительно падает чувствительность анализа, и уменьшается влияние вещества пробы на поток нейтронов (эффект экранирования). Во-вторых, взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами элементов может протекать по нескольким каналам, которые могут быть связаны с изменением заряда ядра. Эта особенность ядерных взаимодействий быстрых нейтронов, с одной

стороны, облегчает подбор подходящей ядерной реакции, но с другой, создает источник погрешностей при определении соседних элементов, что может затруднить получение надёжных и точных результатов.

4. Применение нейтронного активационного анализа

К возможным областям применения нейтронного активационного анализа относятся:

1. геология и археология;
2. медицина: обнаружение токсинов и микроэлементов в образцах волос, кожи, ногтей;
3. биология: анализ содержания токсинов в рыбе и сельскохозяйственной продукции, йода в пище, фтора в потребительских продуктах;
4. химия: определение добавок и загрязнителей в маслах, пластмассах, солях, чистых кристаллах и металлах;
5. производство: определение состава и примеси в металлах, анализ сложных структур, обнаружение галогенов при производстве продукции, определение примесей в полупроводниках;
6. судебно-медицинская экспертиза: анализ пуль и иных материалов с места преступления (краска, стекло, металлы).

Однако наиболее распространены сейчас исследования в двух из этих направлений – геологии и медицине [6]. Рассмотрим некоторые результаты работы в этих направлениях.

В геологии часто используется многоэлементный нейтронный активационный анализ. Например, с помощью активации на реакторе TRIGA, был исследован элементный состав различных геологических образований вокруг пустыни в Египте и на египетском побережье Красного моря [7]. В ходе исследования было проанализировано содержание 25 элементов в кварце. Для египетского кварца такого рода данные были получены впервые. Детальный количественный анализ был проведен той же группой и для образцов гранита, собранных в разных местах Южного Египта [8]. Было оценено содержание 28 элементов, в том числе и редкоземельных.

С точки зрения ядерной физики важными являются исследования, связанные с остановленными реакторами, ускорителями и другими радиационными установками. Серьёзной проблемой является долгоживущая радиоактивность в бетонных отходах, поэтому важной задачей исследователей является подробный анализ элементного состава бетона, который может использоваться для защиты ускорительных установок.

Одна из групп, занимающаяся разработкой самоуплотняющегося бетона [9] проанализировала образцы горных пород из 11 различных геологических формаций штата Карнатака (Индия). Элементный состав образцов определялся с помощью нейтронной активации с последующей низкофоновой γ -спектрометрией. Концентрация элементов Cs, Sc, Fe, Ta, Co и Eu, которые могут привести к долгоживущему увеличению активности, была измерена до миллионных долей. Анализ показал, что кварцит имеет самую низкую концентрацию этих элементов, следовательно, имеет минимальное накопление активности, но он не прошел несколько других испытаний. Поэтому доломитовая порода, которая показала второе по величине накопление активности, была выбрана в качестве крупного заполнителя при разработке самоуплотняющегося бетона.

Ещё одна интересная работа в этой сфере - оценка содержания микроэлементов в биологической защите выведенного из эксплуатации ядерного реактора [10]. Несколько образцов цемента облучались быстрыми нейтронами, а затем с помощью γ -спектрометрии определялись концентрации таких элементов, как Ce, Co, Cs, Eu, Fe, Hf, Sb, Sc, Ta и Tb.

В медицинской области наиболее интересным направлением является исследование содержания различных элементов в злокачественных и здоровых тканях. Такие экспериментальные работы проводятся для улучшения диагностики онкологических заболеваний. Так, например, группа учёных из России исследовала роль микроэлементов в индукции и развитии рака щитовидной железы [11]. Измерялось содержание 11 элементов (Sc, Se, Zn, Co, Cr, Fe, Hg, I, Rb, Sb и Ag) в злокачественных и незлокачественных узлах щитовидной железы, а также в непоражённой перинодулярной ткани щитовидной железы. Измеренная концентрация упомянутых элементов сравнивалась со стандартным эталонным материалом МАГАТЭ. Результаты этого исследования показали, что уровень Ag, Co, Hg, I и Rb выше в перинодулярной ткани. Также был замечен дефицит селена при злокачественных новообразованиях щитовидной железы. Позднее этой же группой изучались концентрации микроэлементов в раковой предстательной железе [12].

Следует также отметить работы, связанные с экологической тематикой. Так, например, больничные отходы могут содержать высокие концентрации вредных химических соединений, болезнетворных микроорганизмов и тяжёлых металлов, которые загрязняют окружающую среду. Эксперимент по изучению проб

жидких отходов одной из больниц был произведён в Индонезии [13]. Количественно были определены содержания пяти элементов (Cr, Zn, Fe, Co и Na). Все концентрации не превышали норм, установленных в Индонезии. В ходе исследования также было выяснено, что основным источником хрома в сточных водах являются стоматологические кабинеты, а кобальта - кабинеты радиологии и физиотерапии.

Заключение

Нейтронный активационный анализ является одним из важнейших методов активационного анализа, так как обладает следующими достоинствами:

- высокая чувствительность для большинства элементов (особенно для тяжёлых металлов);
- хорошая селективность;
- возможность одновременного определения большого числа элементов;
- независимость результатов анализа от вида, химических соединений элементов;
- недеструктивный характер анализа, то есть отсутствие риска загрязнений реактивами или неполного растворения образцов;
- простота процедуры подготовки образца для анализа;
- хорошая точность порядка 10-15% при определении содержания порядка 10^{-6} г;
- возможность устранения систематических погрешностей.

К недостаткам такого метода можно отнести необходимость использования ядерных реакторов и проблемы, связанные с хранением и утилизацией радиоактивных отходов.

У метода нейтронно-активационного анализа мало ограничений. Основным ограничением является количество анализируемых элементов. Некоторые элементы, представляющие геологический интерес, лучше определяются с помощью рентгеновской флуоресценции (XRF). На практике эти два метода часто дополняют друг друга. Например, минералы, часто определяются с использованием как нейтронно-активационного анализа, так и метода рентгеновской флуоресценции.

Чувствительность и точность нейтронного активационного анализа зависит от концентрации конкретного элемента и параметров радионуклида (распространенности родительского изотопа, нейтронного сечения, периода полураспада, интенсивности γ -излучения). Чувствительности варьируются от 10^{-3} до 10^{-10} граммов

элемента на грамм образца. Точность определения в нейтронном активационном анализе, как правило, 2-10% от указанной величины, в зависимости от элемента и его концентрации в анализируемой пробе.

Литература

1. М.В. Фронтасьева. *Нейтронный активационный анализ в науках о жизни* // ЭЧАЯ, 2011, т.82, №1, с. 48-76.
2. Hamidatou L., Slamene H., Akhal T., Zouranen B. *Imaging and Radioanalytical Techniques in Interdisciplinary Research - Fundamentals and Cutting Edge Applications*, 2013.
3. В.И. Гутько. *Активационный анализ*. Курс лекций. Минск: МГЭУ им. А.Д.Сахарова, 2005.
4. C. S. Munita, M. D. Glascock, R. Hazenfratz. *Recent Advances in Analytical Techniques*, v. 3, Betham ebook imprint, 2019. pp.179-227.
5. В.С. Смирнова. *Система позиционирования контейнера с исследуемым образцом на установке «РЕГАТА-2» для проведения нейтронного активационного анализа*. Магистерская диссертация, Дубна, 2019.
6. Maitreyee Nandy. *Neutron Activation Analysis: Application in Geology and Medicine*, in: *Advanced Technologies and Applications of Neutron Activation Analysis* IntechOpen, 2019.
7. El-Taher A., Alharbi A. *Applied Radiation and Isotopes*, 82 (2013) 67.
8. El-Taher A., Alharbi A. *Applied Radiation and Isotopes*, 65(4), (2007) 458.
9. B.H.V. Pai *et al.* *Indian Journal of Pure & Applied Physics*, 54(1) (2016) 7.
10. Medhat M.E., Fayez-Hassan M. *Nuclear Engineering and Design*, 241 (2011) 2138.
11. Zaichick V., Zaichick S. *Journal of Cancer Therapy*, 8 (2018).
12. Zaichick V., Tsyb A., Vtyurin B.M. *Analyst*, 120 (1995) 817.
13. Dwijananti P., Astuti B., Alwiyah, Fiant. *Journal of Physics: Conf. Series*, 983(1) (2018).

НЕЙТРОННАЯ ТЕРАПИЯ

Ю. Брюханова

Практически сразу после открытия Дж. Чедвиком нейтрона в 1932 году стали появляться идеи о том, как можно использовать эти частицы в медицинских целях. В то же десятилетие появилась работа [1], описывающая возможности воздействия нейтронов на живые организмы и механизмы их применения.

Однако оказалось, что эти идеи сталкиваются с многочисленными проблемами, от недостаточного понимания физики взаимодействия нейтронов различных энергий с живыми тканями до отсутствия подходящего оборудования и химических соединений. Тем не менее, несмотря на все сложности, нейтронная терапия продолжает исследоваться и применяется до сих пор, хотя и в скромных масштабах.

1. Воздействие нейтронов на живые организмы

Для количественного определения воздействия излучения на клетки используется величина, называемая линейным переносом энергии (ЛПЭ) – количество энергии, выделяемой при прохождении частиц через участок ткани. Обычная лучевая терапия использует излучение с низким ЛПЭ: рентгеновские лучи и электроны. Они повреждают клетки главным образом за счет образования свободных радикалов, которые повреждают ДНК. Но низкий ЛПЭ означает, что такое излучение может вызвать разрыв только одной из двух спиралей ДНК – повреждения, которые достаточно легко восстанавливаются. Кроме того, эффективность воздействия зависит от того, в какой стадии жизненного цикла находится клетка, а злокачественные опухоли, как правило, имеющие низкий уровень содержания кислорода, могут вообще быть устойчивы к излучению с низким ЛПЭ [13].

Поэтому, когда вскоре после открытия нейтронов стало ясно, что они обладают куда большей мощностью, чем другие виды излучений, начали проводиться исследования о воздействии нейтронных пучков на живые ткани. Эти исследования воздействия важны как для развития нейтронной терапии, так и из других практических соображений: например, для разработки защиты космических станций от космического излучения. Однако из-за особенностей как самих нейтронов, так и их взаимодействий с живой материей, определение безопасных доз достаточно сложно.

Биологическое воздействие нейтронов определяется главным образом их столкновениями с легкими ядрами: в первую очередь это водород (около 85% всех взаимодействий), а также углерод, азот, кислород. Эти ядра, получив энергию от нейтрона, затем замедляются внутри живой клетки и ионизируют атомы. Соответственно, количество переданной веществу энергии в значительной степени зависит от состава этого вещества, то есть воздействие нейтронов будет разным на разные ткани.

Кроме того, получить достаточно интенсивный монохроматичный пучок нейтронов довольно сложно, что еще усложняет расчеты – поскольку энергетический спектр пучка известен с погрешностью, эта неопределенность переносится и на результаты расчетов поглощенной энергии. В следующих разделах станет ясно, что эти неопределенности оказались значительным препятствием на пути развития нейтронной медицины.

Основную опасность для организма при облучении нейтронами играют не сами взаимодействия ядер с нейтронами, а последующая ионизация вещества провзаимодействовавшими ядрами. Эти процессы довольно сложно предсказать исходя лишь из испытаний в ионизационной камере. Для более точных исследований использовались “фантомы” – образцы, повторяющие по химическому составу живые организмы и позволяющие отследить изменения после облучения нейтронами.

Тем не менее, уже на ранних этапах исследований нейтронов стало ясно, что они обладают большой относительной интенсивностью биологического воздействия по сравнению с другими видами излучения. Для достижения того же эффекта требовалась в 3-5 раз меньшая доза нейтронов, чем γ -квантов или рентгеновских лучей.

Биологическое действие излучения, как правило, описывается величиной эффективной дозы, поглощенной организмом. Эффективная доза равна произведению поглощенной дозы излучения на весовой множитель (коэффициент качества излучения). Для большей части видов излучения этот коэффициент считается постоянным (см. табл. 1), но для нейтронов представляет собой более сложную величину, зависящую от энергии пучка нейтронов. Эта зависимость представлена на рис. 1.

Отсюда видно, что при всех энергиях нейтроны обладают значительно большим биологическим воздействием, чем электроны или фотоны, но при этом расчет безопасной дозы нейтронов существенно сложнее из-за более сложной зависимости коэффициента качества.

Таблица 1: Значения коэффициентов качества для разных видов излучения.

Вид излучения	Коэффициент качества излучения
Фотоны	1
Электроны	1
Протоны	2
α -частицы, тяжелые ионы	20
Нейтроны	3-20 (см. рис. 1)

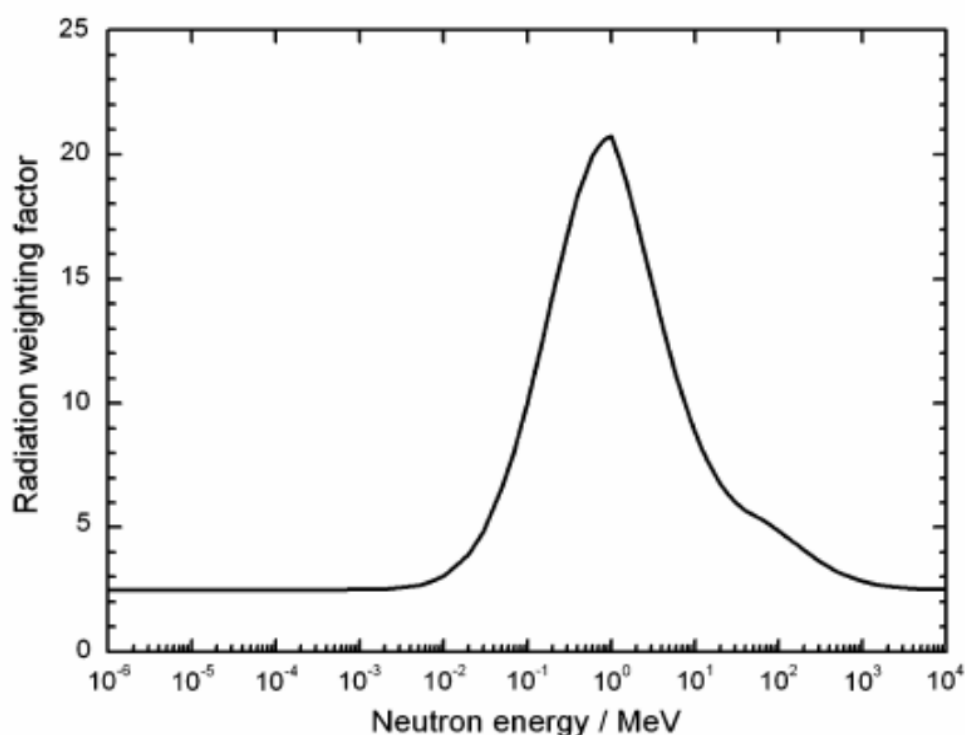


Рис. 1: Зависимость коэффициента качества от энергии нейтронов.

Кроме высокого биологического воздействия нейтронов важно то, что в отличие от фотонов, они не взаимодействуют с электронами атомных оболочек, а только с самими ядрами. Из этого следует вывод, что некоторые опухоли, устойчивые к воздействию гамма-излучением, могли бы быть излечены при помощи нейтронов. Довольно быстро сформировались два основных подхода к нейтронной терапии.

2. Терапия с использованием быстрых нейтронов

Высокоэнергетичные нейтроны обладают меньшими сечениями взаимодействия, чем медленные, но именно с них начались исследования в области нейтронной терапии. Такие нейтроны могут

взаимодействовать с живыми клетками, порождая протоны и осколочные ядра, которые запускают процесс ионизации в тканях, делая процесс регенерации ДНК более трудным. Используются нейтроны с энергией от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ. При таких энергиях большая часть реакций происходит при взаимодействиях с протонами (ядрами ^1H), и, соответственно, большее воздействие наблюдается на ткани с повышенным содержанием таких ядер.

Уже в 1938 году были проведены первые попытки лечения рака при помощи быстрых нейтронов. Среди нескольких сотен пациентов, прошедших лечение, были достигнуты хорошие положительные результаты – но и обнаружены тяжелые побочные эффекты воздействия нейтронов.

Одной из причин неудач были расчеты безопасной дозы, основанные на ошибочных данных, что привело к тому, что многие пациенты получили чрезмерно большую дозу облучения. Стало понятно, что несмотря на эффективность, с которой нейтронный пучок убивал раковые клетки и то, что для аналогичного эффекта требовался куда менее интенсивный пучок нейтронов, чем фотонов, вред, причиненный здоровым тканям, оказывался также значительным. Кроме того, развитие техники, связанной с источниками пучков нейтронов, шло медленнее, чем развитие аналогичных технологий для протонов. В результате испытания нейтронной терапии всегда находились в менее выгодном положении по сравнению с другими видами терапии.

Несмотря на это, продолжение клинических испытаний показало большую эффективность лечения быстрыми нейтронами для некоторых видов рака по сравнению с использованием γ -излучения. Из-за сложности изготовления оборудования во многих странах исследования были сконцентрированы в единственном исследовательском институте и в первую очередь внимание уделялось редким типам опухолей, например, сарком (тип злокачественных опухолей, возникающий в соединительных тканях: костях, хрящах и т.д.). Это привело к тому, что в каждом исследуемом классе опухолей набиралось малое количество пациентов, так что собрать достаточную статистику для выводов об эффективности лечения было проблематично.

Тем не менее, некоторые выводы были сделаны. Так, на рис. 2 можно увидеть пример данных, свидетельствующих, что выживаемость при комбинированной терапии с использованием фотонов и нейтронов значительно выше, чем при лечении только фотонами.

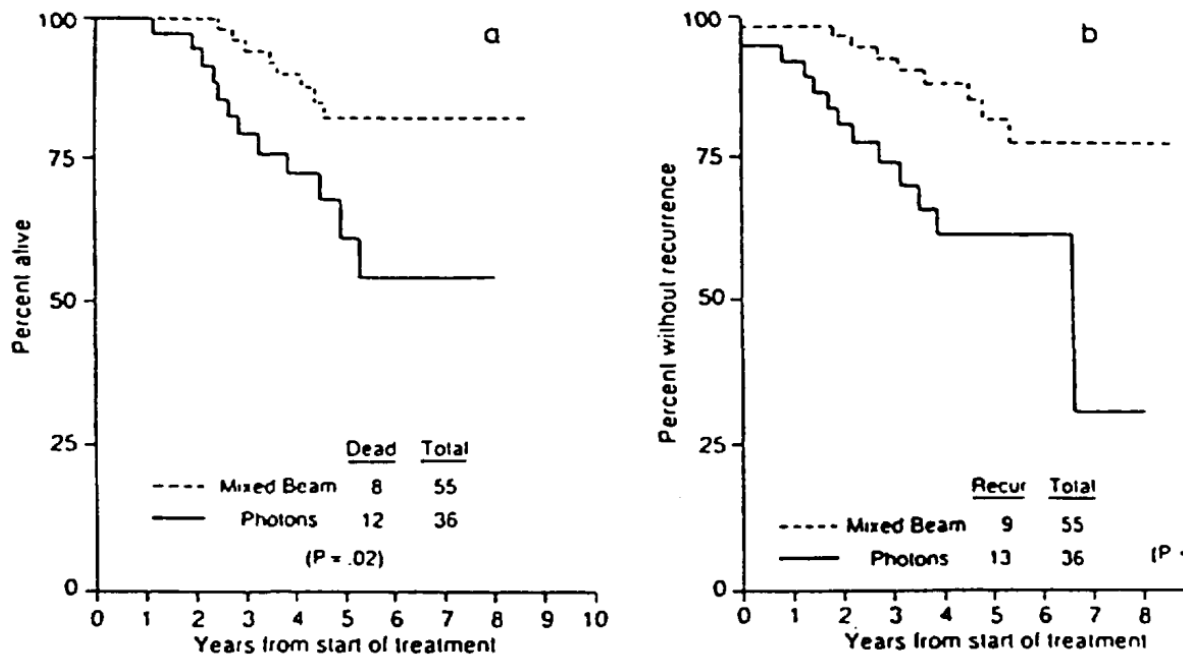


Рис. 2. Сравнение результатов лечения фотонами и комбинацией фотонов и быстрых нейтронов. Слева статистика выживаемости, справа – рецидива [3]

Это довольно старые данные (1987 год), и с тех пор ситуация несколько изменилась. Выяснилось, что представления об эффективности терапии быстрыми нейтронами были чересчур оптимистичными, и были основаны на слишком маленькой выборке. При более внимательном рассмотрении, у многих пациентов были в дальнейшем обнаружены повышенная заболеваемость и более высокие шансы рецидива, чем у пациентов, проходивших лечение фотонами. С другой стороны, развились другие методы радиационной терапии, позволявшие добиться аналогичных результатов с меньшим количеством осложнений [9].

Стало ясно, что не было принято во внимание, что при взаимодействии нейтронов с раковыми клетками образуются другие радиоактивные ядра, воздействие которых выходит далеко за пределы опухоли. Большая часть исследований была закрыта. Сейчас терапия быстрыми нейтронами выступает, скорее, как урок о том, что может произойти, если в лечении используются недостаточно глубоко изученные методы. На данный момент работают всего несколько центров радиационной терапии, использующих быстрые нейтроны, в том числе один в России, в Политехническом Университете г. Томска.

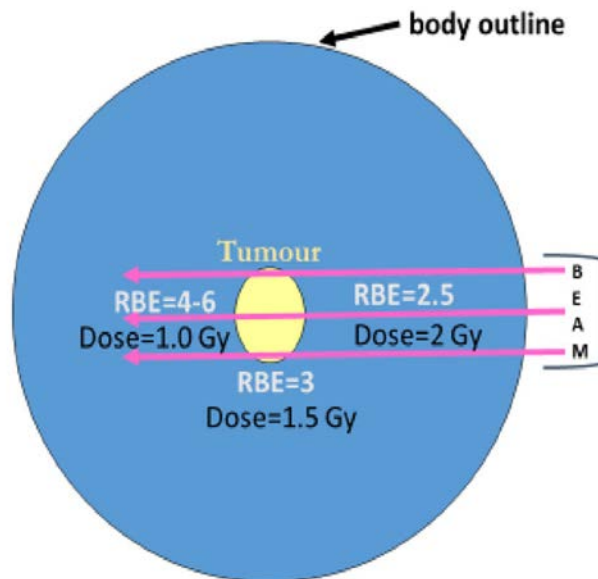


Рис. 3. Схематическое изображение воздействия пучка нейтронов на опухоль и окружающие ее ткани. Указаны примерная относительная биологическая эффективность (RBE) и доза.

3. Нейтрон-захватная терапия

Другим методом лечения раковых опухолей с помощью нейтронов (уже медленных) является нейтрон-захватная терапия. Базовая идея этого метода появилась еще в 1936 году с предложением Г.Л. Лошера [1], что низкоэнергетические нейтроны могут захватываться ^{10}B с распадом образовавшихся ядер на α -частицы и ^7Li . Получившиеся осколки, в свою очередь, высвобождают достаточно большую энергию в ограниченном объеме – длина пробега этих частиц составляет всего несколько микрометров, что означает, что вся энергия выделяется в диаметре единственной клетки.

В теории, такой подход позволял бы помечать зараженные ткани безвредным изотопом бора и потом активировать его, защищая таким образом здоровые ткани. Однако когда через несколько лет этот метод был осуществлен в реальности, он столкнулся с серьезными проблемами.

Первые клинические испытания выявили большое количество побочных эффектов, в том числе дерматоз на скальпе и язвы, некроз мозга. Причиной этого стал ряд явлений. Во-первых, пучки тепловых нейтронов, использованные в испытаниях, были довольно сильно загрязнены быстрыми нейтронами и γ -излучением, которые наносили вред клеткам вне зависимости от наличия в них бора. Во-вторых, другие ядра, кроме ^{10}B , также взаимодействовали с тепловыми нейтронами,

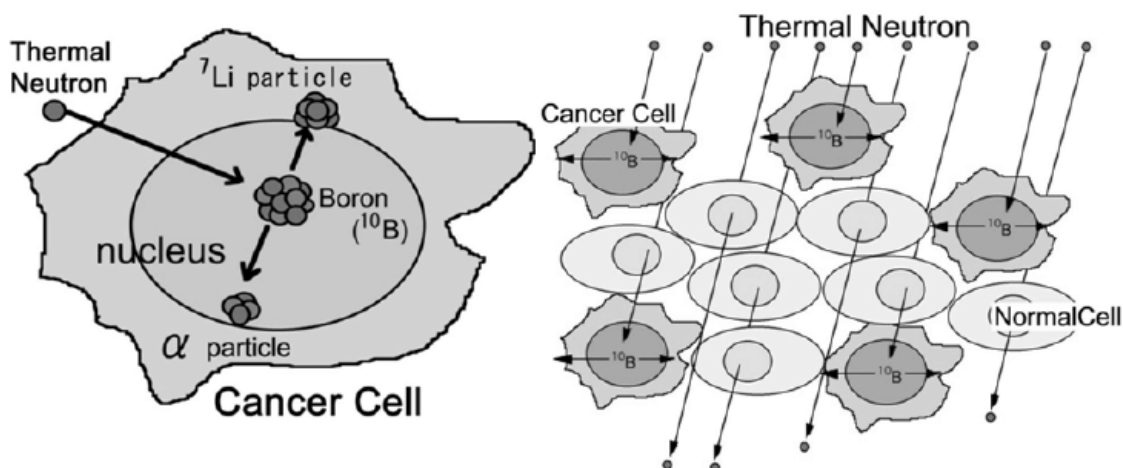


Рис. 4. Схема работы нейтрон-захватной терапии

и продукты этих реакций захвата также вредили непомяченным клеткам. Наконец, для доставки ^{10}B в раковые клетки использовались простые соединения бора, которые также скапливались в крови и не давали достаточной концентрации ядер бора в раковых клетках, чтобы урон раковым клеткам значительно превосходил урон здоровым клеткам.

Клинические испытания застопорились в связи с отсутствием удовлетворительных соединений бора и сложностью проведения лечебных процедур при отсутствии значительных различий по сравнению с другими видами радиационной терапии. Однако в последние 30 лет прошел ряд новых клинических испытаний в ряде стран по всему миру.

Некоторое повышение энергии нейтронного пучка увеличило проникающую способность нейтронов и позволило проводить процедуры без хирургического вмешательства. Кроме того, были разработаны новые соединения бора, менее токсичные и задерживавшиеся в значительной степени именно в раковых клетках, а не в здоровых тканях. Но несмотря на значительный прогресс в химическом аспекте лечения, остается проблема малой доступности источников медленных нейтронов.

Существуют два основных источника тепловых нейтронов: ядерные реакторы, многие из которых были закрыты или перестали сотрудничать с установками для нейтрон-захватной терапии, и нейтронные источники на базах ускорителей. На данный момент существуют несколько установок такого типа в Японии, Аргентине, Великобритании, одна из установок также запущена в России. Тем не менее,

количество медицинских учреждений, которым доступна эта технология, все еще достаточно мало.

Однако, есть возможность обойти некоторые из ограничений нейтрон-захватной терапии. Так, в 2002 году был излечен пациент с раком печени, до того считавшимся безнадежным. После приема пациентом препарата, содержавшего бор, его печень была хирургически удалена, облучена нейтронами, и затем реимплантирована. Через год после операции пациент почти полностью восстановился. К сожалению, такой подход применим только для пациентов, поражение тканей которых ограничено одним органом [8].

Некоторые изотопы гадолиния обладают еще большим сечением захвата нейтронов, чем бор ($\sigma(^{155}\text{Gd})=60900$ бн, $\sigma(^{157}\text{Gd})=255000$ бн). Однако его использование невозможно без решения проблемы токсичности гадолиния, а также разработки метода удержания его в опухоли. На данный момент ^{10}B является единственным реально используемым изотопом в нейтрон-захватной терапии [13].

Таким образом, хотя первые идеи нейтрон-захватной терапии появились более полувека назад, она до сих пор остается в разряде экспериментальных техник. Причиной этого является сложное и дорогое оборудование и материалы, требуемые для эффективного проведения процедуры, что приводит к малому количеству испытаний и недостаточной статистике, из которой могло бы следовать, что такая процедура имеет преимущества по сравнению с другими техниками. Тем не менее, наблюдается прогресс в развитии этой области, и есть надежда, что в будущем будут наблюдаться более стабильные и убедительные результаты.

Заключение

Несмотря на долгую историю исследований и клинических испытаний, не был достигнут значительный прогресс в терапии быстрыми нейтронами. Терапия с использованием тепловых нейтронов является более многообещающей, но и эта область значительно отстала от других методов радиотерапии из-за комплекса сложных задач, которые было необходимо решить для эффективного лечения.

Тем не менее, исследования возможностей нейтронной терапии открыли как пробелы в наших знаниях о взаимодействии нейтронов с живыми тканями, так и возможности для дальнейшего развития. Хочется надеяться, что с развитием ускорительных технологий и радиофармацевтики, нейтрон-захватная терапия станет более успешной и доступной альтернативой другим видам радиационного лечения.

Литература

- [1] Locher G.L. *Biological effects and therapeutic possibilities of neutrons*. Am J Roentgenol Radium Ther v. 36:1 (1936), p. 1-13.
- [2] *Biological Effects of Neutron Irradiation*, IAEA, Vienna, 1974
- [3] *Nuclear Data for Neutron Therapy: Status and Future Needs*, IAEA, Vienna, 1997
- [4] Wendy W. Kuhne *et al.* *Biological Effects of High-Energy Neutrons Measured In Vivo Using a Vertebrate Model*. Rad. Research, 172:4 (2009) 473
- [5] Jason K. Rockhill, George E. Laramore, *Clinical Radiation Oncology* (Fourth Edition), chapter 20, Elsevier (2016) 373-380
- [6] Jones, B., Underwood, T.S.A., Carabe-Fernandez A. Timlin C., Dale R.G. *Fast neutron relative biological effects and implications for charged particle therapy*. The British Journal of Radiology, 84 (2011) S11-S18.
- [7] Raymond L. Moss, *Critical review, with an optimistic outlook, on Boron Neutron Capture Therapy (BNCT)*. Applied Radiation and Isotopes 88 (2014) 2.
- [8] Zimmermann R. *Nuclear Medicine. Radioactivity for Diagnosis and Therapy*. EDP Sciences (2007)
- [9] Jones B. *Clinical Radiobiology of Fast Neutron Therapy: What Was Learnt?* *Frontiers in Oncology*, 10 (2020) 1537.
- [10] Seth I., Schwartz J.L., Stewart R.D., et al, *Neutron Exposures in Human Cells: Bystander Effect and Relative Biological Effectiveness*. PLoS One. 9:6 (2014) e98947
- [11] Ehrenberg L., Nybom N. *Chemical and biological effects of neutrons and X-rays*. Hereditas, 38 (2010) 481 - 501.
- [12] Kawabata S., Matsushita Y., Furuse M., Miyatake S.-I., Kuroiwa T., Ono K. *Clinical Study on Modified Boron Neutron Capture Therapy for Newly Diagnosed Glioblastoma*. IntechOpen (2011)
- [13] Кэбин Э. *Ядерная медицина* (электронное издание): http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuc_techn/med/accelerators.htm
- [14] Рекомендации Международной комиссии по радиационной защите 2007 года. Публикация 103 МКРЗ. Москва, 2009