

535.55

ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МАГНИТНЫХ ВОЛНОВОДАХ И ИХ ТЕХНИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ*А. М. Прохоров, Г. А. Смоленский, А. Н. Агеев*

Введение	33
1. Уравнения Максвелла, материальные соотношения и граничные условия для магнитных сред на оптических частотах	34
2. Распространение света в планарных магнитооптических анизотропных волноводах	39
3. Эпитаксиальные пленки ферритов со структурой граната — оптические волноводы	53
4. Ферритовые пленки в функциональных элементах интегральной оптики	69
Заключение	60
Цитированная литература	70

ВВЕДЕНИЕ

Проблемы, связанные с широким использованием лазерной техники как для практических целей (связь, обработка информации, локация и т. д.), так и для физических исследований, стимулировали развитие новой области технической физики — интегральной оптики¹⁻⁴. Хотя ее главной задачей являлось создание основ для построения планарных интегральнооптических цепей, само явление волноводного распространения света оказалось полезным для изучения как фундаментальных проблем взаимодействия света с веществом, так и для исследования свойств приповерхностных слоев и тонких пленок, в том числе таких, которые представляют интерес для ряда новых областей применения. Заметим, что когда делается упор на исследование физических явлений в волноводах, а не на интегрирование оптических элементов в оптические цепи, целесообразнее, следуя⁴, использовать термин «волноводная оптика».

Распространение света в виде волноводных мод создает специфические особенности и уникальные возможности волноводного метода, в частности для исследования тонких пленок⁵. Отметим такие особенности волноводной оптики как, например, возможность распространения света в пленке на расстояния гораздо большие ее толщины, получение больших плотностей световой энергии, дискретность допустимых значений постоянных распространения и поперечного по волноводу распределения энергии и т. д. Кроме одновременного измерения с большой точностью толщины и показателя преломления изотропных и однородных пленок, метод используется для изучения их неоднородностей, а также оптической анизотропии и гиротропии. Число уже разработанных к настоящему времени волноводных методик велико (см., например,⁵⁻⁷), однако используются они еще недостаточно широко.

Настоящий обзор посвящен волноводной магнитооптике — области физических исследований волноводных структур с магнитными материалами, которой насчитывается немногим более десяти лет. В качестве объекта экспериментального исследования в этой области были выбраны эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов, технология получения которых разви-

вается в связи с возможностью их применения в запоминающих устройствах на цилиндрических магнитных доменах и в СВЧ технике. Они могут найти применение и в интегральной оптике, прежде всего, по-видимому, в качестве невзаимных элементов оптических схем, таких как вентили, циркуляторы и т. п. Хотя развязывающие элементы могут быть созданы и без использования магнитных веществ (см., например, ⁸), они вряд ли будут конкурентноспособны с магнитооптическими. В настоящее время трудно оценить масштабы использования, например, невзаимных элементов в будущих интегральнооптических системах. Сильный «шум» и осцилляции выходной мощности лазерного диода при соединении его с волокном ⁹ показывают, по-видимому, необходимость использования развязывающих элементов не только в волоконной, но и в интегральной оптике. Такие элементы будут необходимы прежде всего для гибридных и интегральнооптических аналоговых систем с малыми потерями.

Кроме невзаимных элементов в обзоре будут кратко рассмотрены и другие возможные применения магнитных материалов в интегральной оптике.

В гл. 1 настоящего обзора будут кратко рассмотрены фундаментальные вопросы, связанные с описанием распространения электромагнитного излучения в магнитном веществе.

В гл. 2 будет рассмотрено явление волноводного распространения света в магнитных пленках.

Гл. 3 посвящена рассмотрению свойств эпитаксиальных пленок гранатов, которые определяют их характеристики как волноводов.

В гл. 4 мы остановимся на некоторых конкретных примерах использования эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов в элементах интегральной оптики.

1. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА, МАТЕРИАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ МАГНИТНЫХ СРЕД НА ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТАХ

Распространение электромагнитных волн в диэлектрических средах описывается усредненными микроскопическими уравнениями Максвелла ¹⁰⁻¹⁷:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (1)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{B} — напряженность электрического поля и магнитная индукция электромагнитной волны, \mathbf{J} и ρ — индуцированные электромагнитным полем плотности тока и заряда, c — скорость света в вакууме.

Вместо плотностей тока и заряда часто используют два вектора $\vec{\mathcal{P}}$ и $\vec{\mathcal{M}}$ ¹⁰⁻¹²:

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \vec{\mathcal{P}}}{\partial t} + c \nabla \times \vec{\mathcal{M}}, \quad \rho = -\nabla \cdot \vec{\mathcal{P}}, \quad (2)$$

с помощью которых уравнения (1) можно записать в следующем виде:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (3)$$

где векторы \mathbf{H} и \mathbf{D} определяются соотношениями

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi \vec{\mathcal{M}} \quad \text{и} \quad \mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \vec{\mathcal{P}}. \quad (4)$$

Хотя векторы $\vec{\mathcal{P}}$ и $\vec{\mathcal{M}}$ однозначно определяют плотности тока и заряда, сами они, как ясно из (2), определены неоднозначно. Это же относится к \mathbf{H} и \mathbf{D} . В чем состоит смысл введения этих величин, будет ясно из дальнейшего.

Чтобы система уравнений (1) или (3) стала замкнутой, необходимо связать пары величин \mathbf{J} и ρ ; $\vec{\mathcal{P}}$ и $\vec{\mathcal{M}}$ или \mathbf{H} и \mathbf{D} с напряженностью электри-

ческого поля и магнитной индукцией, т. е. задать материальные соотношения. Будем рассматривать поля, зависимость которых от координат и времени определяется функцией $\exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$. В рамках линейной электродинамики общие материальные уравнения для однородной бесконечной среды могут иметь вид¹⁰

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon}(\omega, \mathbf{k}) \mathbf{E}, \quad \mathbf{B}_z = \hat{\mu}(\omega, \mathbf{k}) \mathbf{H}, \quad (5)$$

где $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ — эффективные тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости. Зависимости $\mathbf{D}(\mathbf{E})$ и $\mathbf{H}(\mathbf{E})$ содержатся в этих материальных соотношениях в неявной форме¹⁶. Как уже отмечалось выше, величины \mathbf{H} и \mathbf{D} , а следовательно, $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ не определены однозначно¹⁰. В каждом конкретном случае можно исходить из соображений удобства математического описания и физической интерпретации результатов эксперимента. Всегда можно положить $\mu_{ij} = \delta_{ij}$ (где δ_{ij} — символ Кронекера). Тогда отклик среды на действие электромагнитного поля будет описываться одним эффективным тензором $\hat{\epsilon}'(\omega, \mathbf{k})$. Зависимость этого тензора от \mathbf{k} не обязательно связана с пространственной дисперсией $\hat{\epsilon}(\omega, \mathbf{k})$ в (5), а может определять локальное взаимодействие среды с магнитной составляющей \mathbf{B} или магнитоэлектрическую связь¹⁶.

С одной стороны, часто рекомендуется такого разделения не делать^{12,17}, используя один эффективный тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}'(\omega, \mathbf{k})$, из-за неоднозначности разделения тока на две части. С другой стороны, в некоторых случаях оказывается удобным введение тензора $\hat{\mu}$, если это приводит к сохранению граничных условий в обычном виде:

$$\begin{aligned} 1) \quad \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) &= 0, & 2) \quad \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= 0, \\ 3) \quad \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) &= 0, & 4) \quad \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности раздела сред 1 и 2. Например, эти граничные условия сохраняются с достаточной степенью точности при локальной связи $\vec{\mathbf{J}}$ с \mathbf{E} и \mathbf{B} ¹³ или в случае сред с оптической активностью¹⁴. Ограничимся в дальнейшем первым из этих приближений. Материальные соотношения запишем в следующем виде:

$$4\pi\vec{\mathcal{P}} = (\hat{\epsilon}(\omega) - 1) \mathbf{E}, \quad 4\pi\vec{\mathcal{M}} = (1 - \mu^{-1}(\omega)) \mathbf{B}. \quad (7)$$

Взаимодействие электромагнитного поля со средой предполагаем локальным и пренебрегаем магнитоэлектрической связью. Компоненты тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ определяются, например, электрическими и магнитными дипольными переходами соответственно. Известно¹⁵, что даже в этом приближении магнитный момент тела не определяется вектором $\vec{\mathcal{M}}$. Физический смысл $\hat{\mu}(\omega)$ неоднозначен и может быть выяснен только при детальном изучении данного вещества на основе микроскопических моделей. Как уже отмечалось выше, можно не вводить тензор $\hat{\mu}(\omega)$, а использовать один тензор $\hat{\epsilon}'(\omega, \mathbf{k})$, который в данном приближении будет содержать члены, квадратичные по \mathbf{k} ¹⁶. Кроме того, вместо граничных условий 2) и 4) из (6) будем иметь¹⁶

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\mathbf{H}'_2 - \mathbf{H}'_1) &= 4\pi [\mathbf{n} \times (\vec{\mathcal{M}}_2 - \vec{\mathcal{M}}_1)], \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}'_2 - \mathbf{D}'_1) &= 4\pi c [\mathbf{n} \cdot \nabla \times (\vec{\mathcal{M}}_2 - \vec{\mathcal{M}}_1)], \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\frac{\partial \mathbf{D}'}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \frac{\partial \vec{\mathcal{P}}}{\partial t} + 4\pi c \nabla \times \vec{\mathcal{M}}, \quad \mathbf{H}' = \mathbf{B}.$$

Таким образом, касательная составляющая вектора \mathbf{H}' и нормальная — вектора \mathbf{D}' не будут непрерывны на границе раздела сред, если $\vec{\mathcal{M}} \neq 0$.

Из вышеизложенного следует, что введение эффективного тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}'(\omega)$, не зависящего от \mathbf{k} , и использование обычных граничных условий, как это часто делается в волноводной магнитооптике, означает пренебрежение взаимодействием магнитной индукции электромагнитной волны с веществом. В случае пара- и ферромагнетиков это, по-видимому, не всегда справедливо¹⁸, и его учет может приводить к новым эффектам волноводной оптики¹⁹. Следует, конечно, иметь в виду, что эффекты, связанные с индуцированным магнитной индукцией магнитным моментом молекул, магнитоэлектрической связью и пространственной дисперсией, малы и, вообще говоря, могут быть одного порядка. Поэтому обычно трудно доказать, что выбранная интерпретация эксперимента единственно возможная¹⁷. Это, однако, не означает, что разделение этих механизмов в принципе невозможно во всех случаях.

В дальнейшем будем рассматривать волноводное распространение света, считая $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ не зависящими от \mathbf{k} (приближение (7)) и используя граничные условия (6).

Рассмотрим вид тензора $\hat{\epsilon}$ (для $\hat{\mu}$ справедливы в общем случае аналогичные выражения) в магнитоупорядоченном диэлектрике. Без учета потерь тензор $\hat{\epsilon}$ эрмитов, и его можно разложить на симметричную и антисимметричную части:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^C + i\epsilon_{ij}^A, \quad (9)$$

где компоненты ϵ_{ij}^C и ϵ_{ij}^A — вещественны.

Симметричная часть тензора может быть записана в матричных обозначениях²⁰:

$$\hat{\epsilon}^C = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & \epsilon_6 & \epsilon_5 \\ \epsilon_6 & \epsilon_2 & \epsilon_4 \\ -\epsilon_5 & \epsilon_4 & \epsilon_3 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

а антисимметричная — через компоненты псевдовектора гирации \mathbf{a} , дуального тензору $\hat{\epsilon}^A$:

$$\hat{\epsilon}^A = \begin{bmatrix} 0 & a_3 & -a_2 \\ -a_3 & 0 & a_1 \\ a_2 & -a_1 & 0 \end{bmatrix} \quad (11)$$

или с помощью псевдотензора Леви — Чивиты $\delta_{ijk} = (i - j)(j - k)(k - i)/2$:

$$\epsilon_{ij}^A = \delta_{ijk} a_k. \quad (12)$$

Для компонент тензора $\hat{\mu}^A$ мы будем использовать обозначение b_i .

В связи с тем, что эпитаксиальные пленки обычно находятся в напряженном состоянии из-за рассогласования параметров решеток пленки и подложки (см. гл. 3), нас будет интересовать тензор $\hat{\epsilon}$ при наличии деформации кристалла.

Ограничимся рассмотрением кристаллов кубической системы, класса $m\bar{3}m$ (O_h в символике Шенфлиса), к которым, в частности, относятся гранаты. Остановимся вначале на симметричной части тензора $\hat{\epsilon}$. Для ее компонент можно записать²¹:

$$\epsilon_{ij}^C = \epsilon_0 \delta_{ij} - \epsilon_0^2 p_{ijkl} u_{kl} + g_{ijkl} M_k M_l + \dots, \quad (13)$$

где $V\epsilon_0 = n$ — изотропный показатель преломления кубического кристалла, не зависящий от магнитного упорядочения, p_{ijkl} , u_{kl} и g_{ijkl} — компоненты тензоров фотоупругости, деформации и магнитооптического тен-

зора второго порядка по намагниченности соответственно, M_k — компоненты вектора намагниченности кристалла.

Второй член в правой части (13) описывает немагнитное двупреломление, связанное в случае эпитаксиальных пленок с рассогласованием параметров решеток пленки и подложки. Последний член в (13) магнитного происхождения, он описывает эффекты, связанные с магнитоотрицательностью, приводящей к макро- и микроскопическим искажениям решетки²², а также эффект Фойгта²¹. Эффекты, связанные с макроскопическими искажениями, рассматриваются с помощью тензора \hat{p} и констант магнитоотрицательности и оказываются для гранатов на два порядка меньше суммарного вклада двух остальных механизмов²³. Разделение же вкладов в диэлектрическую проницаемость механизмов, связанных с микроскопическими искажениями и ответственных за эффект Фойгта, представляет еще нерешенную проблему.

Что касается антисимметричной части тензора $\hat{\epsilon}$, то она может быть записана в линейном по намагниченности приближении в следующем виде:

$$\epsilon_{ij}^A = \delta_{ijk} f_{kp}^e M_p, \quad (14)$$

где f_{kp}^e — компоненты магнитооптического тензора первого порядка по намагниченности, которые определяют эффект Фарадея.

Формулы (14) и магнитная часть (13), вообще говоря, справедливы для ферромагнетиков; в случае ферримангнетиков, к которым относятся ферриты-гранаты, необходимо учитывать наличие магнитных подрешеток. Для антисимметричной части тензора $\hat{\epsilon}$ при учете переходов в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках будем иметь:

$$\epsilon_{ij}^A = \delta_{ijk} (f_{kp}^a M_p^a + f_{kp}^d M_p^d) + \dots, \quad (15)$$

где индексы a и d относятся, соответственно, к октаэдрическим и тетраэдрическим ионам.

Аналогично запишется вклад в симметричную часть тензора диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon_{ij}^C = g_{ijkl}^a M_k^a M_l^a + g_{ijkl}^d M_k^d M_l^d + \dots \quad (16)$$

Более подробное обсуждение вопросов магнитооптики можно найти в²⁴⁻²⁶ и в цитируемой там литературе.

При рассмотрении волноводного распространения света мы ограничимся случаем переходов на одном ионе в одной подрешетке, т. е. будем использовать выражения (13) и (14).

Рассмотрим вид тензоров фотоупругости p и магнитооптических тензоров \hat{g} и \hat{f} для случая кристаллов кубической системы $m\bar{3}m$ класса. Кубическая симметрия ограничивает тензоры \hat{p} и \hat{g} тремя независимыми компонентами²⁰. Нас будет интересовать эпитаксиальные пленки, выращенные на подложках с плоскостями, параллельными $\{100\}$, $\{111\}$ и $\{110\}$, которые мы будем обозначать как случаи 100, 111 и 110 соответственно. Выберем следующие системы координат для этих случаев:

- 1) $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$, $z \parallel [001]$ для случая 100,
 - 2) $x \parallel [111]$, $y \parallel [11\bar{2}]$, $z \parallel [\bar{1}10]$ для случая 111,
 - 3) $x \parallel [1\bar{1}0]$, $y \parallel [110]$, $z \parallel [001]$ для случая 110.
- (17)

Для случая 100 выражение (13) имеет вид (в матричных обозначениях, в развернутом виде):

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_2 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_3 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = -\varepsilon_0^2 \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{12} & P_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \\ u_5 \\ u_6 \end{bmatrix} + \\ + \begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{12} & 0 & 0 & 0 \\ g_{12} & g_{11} & g_{12} & 0 & 0 & 0 \\ g_{12} & g_{12} & g_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & g_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & g_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1^2 \\ \alpha_2^2 \\ \alpha_3^2 \\ 2\alpha_2\alpha_3 \\ 2\alpha_1\alpha_3 \\ 2\alpha_1\alpha_2 \end{bmatrix} M^2, \quad (18)$$

где α_i — направляющие косинусы намагниченности.

С помощью матриц перехода можно легко перейти к случаям 111 и 110, если воспользоваться рекомендациями, изложенными в ²⁷. Компоненты тензоров \hat{p} или \hat{g} в новых координатах будут выражаться через компоненты для случая 100:

$$p_{h' l'} = [Q_1^{h'} Q_1^{l'} + Q_2^{h'} Q_2^{l'} + Q_3^{h'} Q_3^{l'}] p_{11} + [Q_1^{h'} Q_2^{l'} + Q_2^{h'} Q_1^{l'} + Q_1^{h'} Q_3^{l'} + \\ + Q_3^{h'} Q_1^{l'} + Q_2^{h'} Q_3^{l'} + Q_3^{h'} Q_2^{l'}] p_{12} + [Q_4^{h'} Q_4^{l'} + Q_5^{h'} Q_5^{l'} + Q_6^{h'} Q_6^{l'}] p_{44}, \quad (19)$$

где Q_i^j выражаются через направляющие косинусы новых и старых осей согласно таблице из ²⁷ (с. 664).

В результате использования матриц перехода, выражения (19) и таблицы коэффициентов Q_i^j из ²⁷ можно получить для случая 111 (выпишем только фотоупругую часть):

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_2 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_3 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \\ = -\varepsilon_0^2 \begin{bmatrix} p_{11} - 2\Delta p/3 & p_{12} + \Delta p/3 & p_{12} + \Delta p/3 & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} + \Delta p/3 & p_{11} - \Delta p/2 & p_{12} + \Delta p/6 & 0 & 0 & -\Delta p/3 \sqrt{2} \\ p_{12} + \Delta p/3 & p_{12} + \Delta p/6 & p_{11} - \Delta p/3 & 0 & 0 & \Delta p/3 \sqrt{2} \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} + \Delta p/6 & \Delta p/3 \sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta p/3 \sqrt{2} & p_{44} + \Delta p/3 & 0 \\ 0 & -\Delta p/3 \sqrt{2} & \Delta p/3 \sqrt{2} & 0 & 0 & p_{44} + \Delta p/3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \\ u_5 \\ u_6 \end{bmatrix}, \quad (20)$$

где $\Delta p = p_{11} - p_{12} - 2p_{44}$. Магнитооптическая часть тензора ε^c имеет аналогичный вид.

Для случая 110 имеем

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_2 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_3 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = -\varepsilon_0^2 \begin{bmatrix} p_{11} - \Delta p/3 & p_{12} + \Delta p/2 & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} + \Delta p/2 & p_{11} - \Delta p/3 & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} + \Delta p/2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \\ u_5 \\ u_6 \end{bmatrix}. \quad (21)$$

В качестве нулевого приближения вместо тензора гиротропии \hat{f} мы будем

использовать скалярную величину f , положив

$$\epsilon_{ij}^A = f \delta_{ij} M_k. \quad (22)$$

В заключение этого параграфа приведем решение уравнения Максвелла для безграничной бигиротропной (т. е. описываемой $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$) и анизотропной среды в приближении (7). Оно может быть представлено в виде плоской волны

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A} \exp [i(\mathbf{kr} - \omega t)], \quad (23)$$

где под \mathbf{A} понимается любое из полей \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{D} или \mathbf{H} , входящих в (3) и (7). Решая уравнения Максвелла, можно получить, выбирая, как обычно, за независимые переменные поля \mathbf{E} и \mathbf{H} :

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{22} & \gamma & -\beta & 0 & \epsilon_{23} & \epsilon_{21} \\ \gamma & \mu_{33} & \mu_{31} & \mu_{32} & 0 & 0 \\ -\beta & \mu_{13} & \mu_{11} & \mu_{12} & 0 & 0 \\ \hline 0 & \mu_{23} & \mu_{21} & \mu_{22} & -\gamma & \beta \\ \epsilon_{32} & 0 & 0 & -\gamma & \epsilon_{33} & \epsilon_{31} \\ \epsilon_{12} & 0 & 0 & \beta & \epsilon_{13} & \epsilon_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_y \\ H_z \\ H_x \\ \hline H_y \\ E_z \\ E_x \end{bmatrix} = 0, \quad (24)$$

где $\beta = k_z/k_0$, $\gamma = k_x/k_0$, $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны света. В (24) координатная система выбрана таким образом, чтобы вдоль оси y поля были однородны, т. е. в (23) $k_y = 0$.

Решениями системы (24) являются собственные моды бигиротропной и анизотропной среды. Приравнявая нулю определитель, получаем уравнение ²⁸

$$\sum_{n=0}^4 P_n(\beta) \gamma^n = 0 \quad (25)$$

четвертой степени по γ , определяющее четыре плоские волны (см. рис. 1), которые могут распространяться в такой системе при заданной величине β . Из (24) видно, что при

$$\begin{aligned} \epsilon_{12} = \epsilon_{21} = \mu_{12} = \mu_{21} = \epsilon_{23} = \\ = \epsilon_{32} = \mu_{32} = \mu_{23} = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

система распадается на две независимые системы, которым соответствуют линейно поляризованные ТЕ ($E_y H_z H_x$) и ТМ ($H_y E_z E_x$) волны. $P_n(\beta)$ в (25) — полиномы по β ²⁸ от четвертой до нулевой степени.

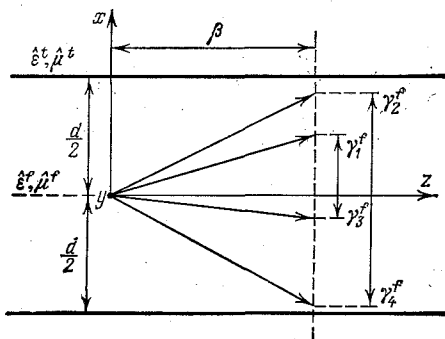


Рис. 1. Трехслойная волноводная структура для нижнего слоя $\hat{\epsilon}^s \hat{\mu}^s$.

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ПЛАНАРНЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ АНИЗОТРОПНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Оптические явления, происходящие при распространении света в волноводе, в котором хотя бы одна из сред (подложка, пленка или покрытие) является магнитооптической, рассматривались, как правило, в терминах эффективного тензора диэлектрической проницаемости с обычными граничными условиями (6). На основании изложенного в гл. 1 ясно, что результаты этих работ справедливы тогда, когда отсутствует магнитная поляризация под воздействием магнитной индукции. Другой подход развивался в работах ^{19, 28-30}. В ²⁹ тензор $\hat{\epsilon}$ был заменен скаляром, а магнитооптические эффекты учитывались с помощью тензора магнитной проницаемости с диагональными членами, равными единице. Такой способ описания оправдывался противоречиями, с которыми авторы столкнулись при использовании

эффективного тензора диэлектрической проницаемости для описания преобразования между асинхронными модами с помощью дифракционной решетки. Они необоснованно утверждали, что противоречия связаны с тем, что эффективный тензор диэлектрической проницаемости не описывает магнитные эффекты. Из соображений, изложенных в гл. 1, следует, что эффективный тензор диэлектрической проницаемости не описывает магнитные эффекты, связанные с $\hat{\mu}$, если использовать обычные граничные условия, а не (8).

В работах ¹⁹, ²⁸, ³⁰ волноводное распространение света обсуждалось на основе приближения дипольных переходов (7) (см. гл. 1), т. е. принимались во внимание оба тензора проницаемости без учета эффектов пространственной дисперсии и магнитоэлектрической связи. Ниже при рассмотрении распространения излучения в гиротропных и анизотропных волноводах мы будем также использовать это приближение с граничными условиями (6).

Анализ явлений в таких волноводах может быть основан на нескольких приближенных методах. В одних используется приближение геометрической оптики без учета ^{31a} и с учетом ^{31b} эффекта Гооса — Ханэен, в других рассматриваются нормальные ³² или связанные моды ³³⁻³⁵. Возможны и точные решения ²⁸, ³⁶⁻³⁹, которые в сложных случаях (когда условие (26) не имеет места) требуют использования ЭВМ.

Рассмотрим неоднородную, слоистую среду (рис. 1). В направлениях y и z она однородна, а в направлении x имеют место скачки величин составляющих тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ на границах раздела $x = \pm d/2$. Предполагается, что все три среды (покрытие t , пленка f и подложка s) абсолютно прозрачны ($\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ — эрмитовы) и толщина пленки порядка длины волны света ($d \sim \lambda$). Нас будут интересовать волноводные моды в такой структуре, т. е. свет, распространяющийся в пленке и вблизи нее. Чтобы удовлетворить граничные условия, излучение должно иметь одно и то же значение β из (24) и, следовательно, будет в пленке комбинацией четырех волн (в общем случае с различными значениями γ) и только двух волн в подложке, и двух — в покрытии.

Используя (24) и граничные условия (6) для y -й и z -й составляющих полей E и H на двух границах раздела, можно получить следующую систему уравнений для определения полей:

$$\begin{bmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 & 0 & 0 & 1 & 1 \\ \lambda_1 e_{1z}^f & \lambda_2 e_{2z}^f & \lambda_3 e_{3z}^f & \lambda_4 e_{4z}^f & 0 & 0 & e_{1z}^t & e_{2z}^t \\ \lambda_1 h_{1z}^f & \lambda_2 h_{2z}^f & \lambda_3 h_{3z}^f & \lambda_4 h_{4z}^f & 0 & 0 & h_{1z}^t & h_{2z}^t \\ \lambda_1 h_{1y}^f & \lambda_2 h_{2y}^f & \lambda_3 h_{3y}^f & \lambda_4 h_{4y}^f & 0 & 0 & h_{1y}^t & h_{2y}^t \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ e_{1z}^f & e_{2z}^f & e_{3z}^f & e_{4z}^f & e_{1z}^s & e_{2z}^s & 0 & 0 \\ h_{1z}^f & h_{2z}^f & h_{3z}^f & h_{4z}^f & h_{1z}^s & h_{2z}^s & 0 & 0 \\ h_{1y}^f & h_{2y}^f & h_{3y}^f & h_{4y}^f & h_{1y}^s & h_{2y}^s & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{y1}^f \sqrt{\lambda_1} \\ E_{y2}^f \sqrt{\lambda_2} \\ E_{y3}^f \sqrt{\lambda_3} \\ E_{y4}^f \sqrt{\lambda_4} \\ E_{y1}^s \lambda_1^s \\ E_{y2}^s \lambda_2^s \\ E_{y1}^t \lambda_1^t \\ E_{y2}^t \lambda_2^t \end{bmatrix} = 0, \quad (27)$$

где $\lambda_n = \exp(-i\gamma_n^f d)$, $\lambda_n^s = \exp(i\gamma_n^s d/2)$, $\lambda_n^t = \exp(-i\gamma_n^t d/2)$, а коэффициенты e и h определяются компонентами $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ и зависят от β .

Значения β_m (где m — порядок моды), которые обращают определитель системы (27) в нуль, определяют постоянные распространения волноводных мод. При выполнении (26) моды будут линейно поляризованными (ТЕ или ТМ). В противном случае моды будут эллиптическими (в частности циркулярно поляризованными). Каждая такая гибридная мода будет линейной комбинацией четырех решений системы (24), различающихся в общем случае величиной и направлением собственных волноводных векторов (см. рис. 1).

В работе ⁴⁰ были получены общие ограничения (равенство нулю некоторых компонент $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$), которые необходимы, по мнению авторов, чтобы стало возможным распространение излучения по гироанизотропному волноводу. При этом были сделаны неверные предположения, что для распространения необходимо выполнение следующих равенств: $|\gamma_1^f| = |\gamma_3^f|$ и $|\gamma_2^f| = |\gamma_4^f|$, в которых на самом деле нет необходимости. Равенство нулю определителя системы (27) не накладывает никаких общих ограничений на вид тензоров проницаемости.

Вместе с тем существуют некоторые необходимые для распространения света в волноводе соотношения между компонентами тензоров проницаемости в пленке с одной стороны и в подложке и покрытии с другой. В средах без потерь можно рассматривать волну как волноводную при условии, что нормальная к границе раздела компонента вектора Пойтинга, усредненная по времени, равна нулю и поля исчезают при удалении от пленки. Вектор Пойтинга в приближении (7) представляется выражением ⁴¹

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]. \quad (28)$$

Из условия $\mathbf{s} \times \mathbf{x}_0 = 0$, где \mathbf{x}_0 — орт оси x (рис. 1) следует, что постоянная распространения ($k_0 \beta_m$) или эффективный показатель преломления моды (β_m) должны быть вещественны. Условия на бесконечности требуют, чтобы $\text{Im } \gamma_{1,2}^{s,t} > 0$ и $\text{Im } \gamma_{1,2}^{i,t} < 0$, что накладывает ограничения на минимально возможные значения β_m . Т. е. величина β должна быть достаточно велика, чтобы $\gamma_i^{s,t}$ не были чисто вещественны, а мнимые части имели соответствующие знаки. Кроме того, величины γ_i^f должны быть вещественны, что накладывает ограничения на максимально возможные значения β_m . Все эти условия определяют волноводное распространение света ³⁶.

Для полностью изотропной волноводной структуры условие распространения сводится к тому, что

$$n^s \text{ и } n^i < \beta_m < n^f. \quad (29)$$

При наличии анизотропии хотя бы в одной из сред волновода условие распространения усложняется, становясь многовариантным. Рассмотрим важный случай, когда все три среды представляют собой двусосный кристалл (положим $\mu_{ij} = \delta_{ij}$), главные диэлектрические оси которого совпадают с осями координат на рис. 1. Тогда симметричная часть тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}^c$ будет диагональна в этих осях с $\epsilon_1 \neq \epsilon_2 \neq \epsilon_3$. В этом случае уравнение (25) разбивается на два:

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= \epsilon_2 - \beta^2 && \text{для ТЕ-поляризации,} \\ \gamma^2 &= \epsilon_3 (\epsilon_1 - \beta^2) / \epsilon_1 && \text{для ТМ-поляризации.} \end{aligned} \quad (30)$$

Отсюда легко получить, что условие волноводного распространения будет иметь вид

$$\begin{aligned} \sqrt{\epsilon_2^s} \text{ и } \sqrt{\epsilon_2^i} < \beta_m < \sqrt{\epsilon_2^f} && \text{для ТЕ-мод,} \\ \sqrt{\epsilon_1^s} \text{ и } \sqrt{\epsilon_1^i} < \beta_m < \sqrt{\epsilon_1^f} && \text{для ТМ-мод.} \end{aligned} \quad (31)$$

Из этих условий можно сделать важный с практической точки зрения вывод о том, что можно создать волновод, в котором могут распространяться волны только одной поляризации, так называемый волновод «полувытекающего» типа ⁴²⁻⁴⁴. Название связано с тем, что при наличии в таком волноводе преобразования ТЕ \rightleftharpoons ТМ мод, распространяющаяся в нем волна (скажем ТЕ) по мере преобразования в ТМ-моду будет «вытекать» из волно-

вода, а без преобразования будет в нем распространяться. Такой волновод требует выполнения условия

$$\varepsilon_1^f < \varepsilon_1^s \text{ и } \varepsilon_1^t, \text{ но } \varepsilon_2^f > \varepsilon_2^s \text{ и } \varepsilon_2^t$$

либо

$$\varepsilon_2^f < \varepsilon_2^s \text{ и } \varepsilon_2^t, \text{ но } \varepsilon_1^f > \varepsilon_1^s \text{ и } \varepsilon_1^t. \quad (32)$$

В первом случае ТЕ-мода — волноводная, а ТМ — «вытекающая», а во втором — наоборот. Таким образом, первая структура может быть использована для создания ТЕ-вентили, а вторая — ТМ-вентили.

Перейдем теперь к рассмотрению других важных свойств гиросимметричных волноводов, а именно — возможности получения фазового синхронизма мод в анизотропных структурах и невязимного распространения излучения при наличии гиротропии.

Как уже указывалось выше, кроме точных решений задачи о волноводном распространении света, например, основанных на решении системы

(27), существуют приближенные методы, использующие малость недиагональных членов тензоров проницаемостей. Используем один из таких методов, а именно — метод связанных мод³³⁻³⁵, с помощью которого получим аналитические выражения, полезные для понимания явлений в магнитооптических анизотропных волноводах. В нулевом приближении удобно положить

$$\varepsilon_{ij}(x) = \begin{cases} \varepsilon_0(x) & \text{при } i=j, \\ 0 & i \neq j, \end{cases} \quad \mu_{ij}(x) = \begin{cases} 1 & i=j, \\ 0 & i \neq j. \end{cases} \quad (33)$$

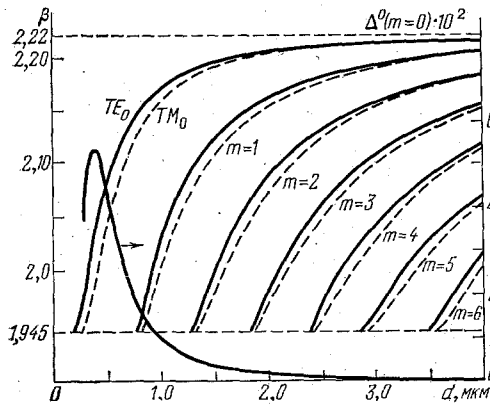


Рис. 2. Зависимость эффективных показателей преломления мод в изотропной волноводной структуре от толщины пленки. Расчет с параметрами: $n^f = 2,22$, $n^s = 1,945$, $n^t = 1$, $\lambda = 1,15$ мкм.

Решение волноводной задачи в этом приближении хорошо известно (см., например,²⁹). Собственными решениями являются линейно-поляризованные

ТЕ- и ТМ-моды. На рис. 2 приведены расчетные зависимости $\beta(d)$ для типичных значений показателей преломления ферритовой пленки граната ($n^f = 2,220$), подложки из градолиний-галлиевого граната ($n^s = 1,945$) и длины волны $\lambda = 1,15$ мкм. Из графика видно, что значения β для ТЕ- и ТМ-мод одного порядка (одинаковые m) при данной толщине не равны между собой, асимптотически приближаясь друг к другу при увеличении толщины пленки. При толщинах меньше $\sim 0,2$ мкм распространение света в такой системе, как видно, невозможно. Это обусловлено несимметричностью волновода ($n^s \neq n^t$); для выполнения различных граничных условий на обеих границах требуется слишком резкое изменение поля внутри пленки. Если использовать более тонкие, чем $0,2$ мкм, пленки, то необходимо иметь покрытие с близким к подложке показателем преломления.

На практике часто имеет место ситуация, когда можно ограничиться рассмотрением только двух мод с достаточно близкими значениями постоянных распространения $k_0\beta_m$, не учитывая наличие других мод, если даже в принципе они могут распространяться в данном волноводе. Ограничимся в дальнейшем двухмодовым приближением.

Примем, что две рассматриваемые моды в нулевом приближении являются модами разной поляризации, но одного порядка (наиболее вероятный на

практике случай). Тогда можно записать для y -составляющей поля ТЕ-моды:

$$E_y^0(x, z, t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}(x) \exp [i(\beta_e^0 z - \omega t)] + \text{к. с.} \quad (34a)$$

и ТМ-моды:

$$H_y^0(x, z, t) = \frac{1}{2} \mathcal{H}(x) \exp [i(\beta_h^0 z - \omega t)] + \text{к. с.}, \quad (34b)$$

где к. с. означает комплексно-сопряженную величину первого члена справа, а β_i^0 — значения эффективных показателей преломления мод в структуре с параметрами (33). Расстояния здесь измеряются в единицах $\lambda = \lambda/2\pi$. Разность (расстройка)

$$\Delta^0 = \beta_e^0 - \beta_h^0 \quad (35)$$

всегда положительна для ТЕ $_m$ - и ТМ $_m$ -мод одного порядка. На рис. 2 приведена зависимость $\Delta^0(d)$ для мод нулевого порядка.

Рассмотрим влияние возмущения (анизотропии и гиротропии) на характеристики света в волноводе. Появление отличных от нуля величин $\epsilon_{ii} - \epsilon_0$, ϵ_{13} , ϵ_{31} , μ_{13} и μ_{31} приводит к изменению постоянных распространения ТЕ- и ТМ-мод на величину $k_0\delta_e$ и $k_0\delta_h$ соответственно^{19,30}:

$$\delta_e^\pm = \langle (\epsilon_2 - \epsilon_0) \mathcal{E}^2 \rangle \mp 2\beta_e^0 \left\langle b_2 \mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right\rangle, \quad (36)$$

$$\delta_h^\pm = (\beta_h^0)^2 \left\langle \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_0^2} \mathcal{H}^2 \right\rangle + \left\langle \frac{\epsilon_3 - \epsilon_0}{\epsilon_0^2} \left(\frac{d\mathcal{H}}{dx} \right)^2 \right\rangle \mp 2\beta_h^0 \left\langle \frac{a_2}{\epsilon_0^2} \mathcal{H} \frac{d\mathcal{H}}{dx} \right\rangle,$$

где приняты обозначения

$$\langle A \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} A(x) dx,$$

использованы условия нормировки $2\beta_h^0 \langle \epsilon_0^{-1} \mathcal{H}^2 \rangle = 2\beta_e^0 \langle \mathcal{E}^2 \rangle = 1$ и положено $\mu_{ii} = 1$. Верхние и нижние знаки в (36) относятся к двум противоположным направлениям распространения света.

Как и в изотропном случае, моды остаются линейно-поляризованными, и преобразование между ними отсутствует. Расстройка теперь будет определяться величиной

$$\Delta' = \Delta^0 + \delta_e - \delta_h. \quad (37)$$

На рис. 3 показаны возможные изменения спектра мод⁴⁵. Для получения фазового синхронизма ($\Delta' = 0$) необходимо, чтобы $\delta_h > \delta_e$; принимая во внимание, что поправки δ в основном определяются первыми членами справа в (36), получаем следующее условие синхронизма мод:

$$(\beta_h^0)^2 \left\langle \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_0^2} \mathcal{H}^2 \right\rangle - \langle (\epsilon_2 - \epsilon_0) \mathcal{E}^2 \rangle = \Delta^0. \quad (38)$$

Как видно из рис. 3, на моды вблизи отсечки больше влияет анизотропия в подложке или покрытии, а вдали — анизотропия пленки.

Из (36) видно, что сдвиг ТЕ-моды линейно зависит от компоненты тензора $\hat{\mu} - b_2$, а сдвиг ТМ-моды — от компоненты a_2 тензора $\hat{\epsilon}$. Это в принципе дает возможность измерения величины векторов гирации тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ раздельно по сдвигам соответствующих мод при перемагничивании пленки вдоль оси y ¹⁹. На рис. 4 показана зависимость интегралов, определяющих эти сдвиги, от толщины пленки.

Наконец, если учесть недиагональные компоненты тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$, которые входят в (26), то получим, что, в отличие от предыдущего, становится возможным преобразование одной моды в другую по мере их распространения. Это означает, что линейно-поляризованные моды не являются более собственными модами такого волновода. Последние оказываются

гибридными модами, в общем случае с эллиптической поляризацией. Если рассмотрение вести в терминах связанных мод, то спектр их остается таким

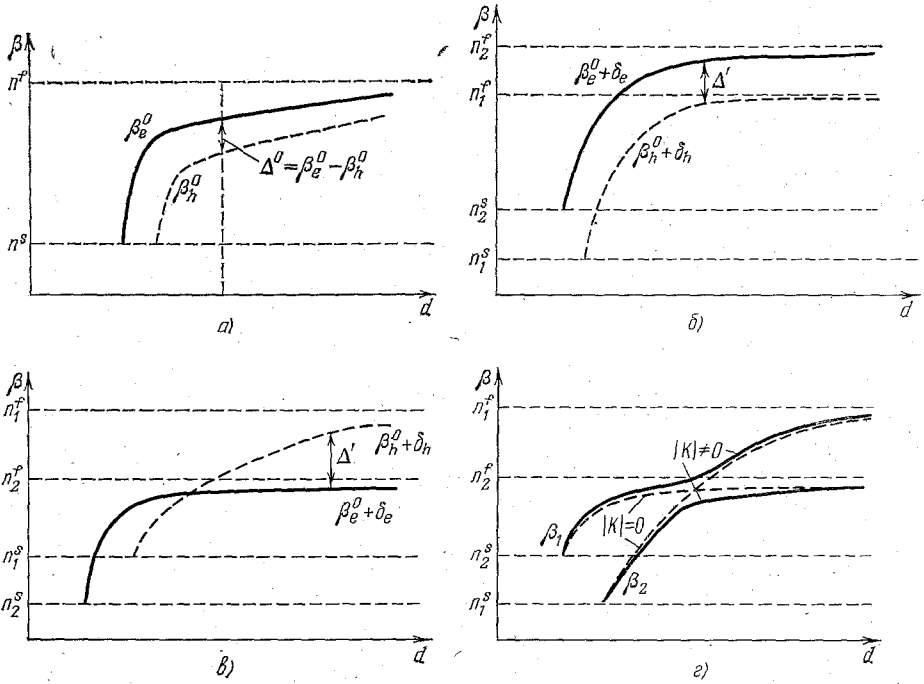


Рис. 3. Спектры мод для структур: а) изотропная, б) пленка и подложка — оптически отрицательные одноосные кристаллы, в) пленка и подложка — положительные кристаллы, г) переход от линейно поляризованных мод к гибридным.

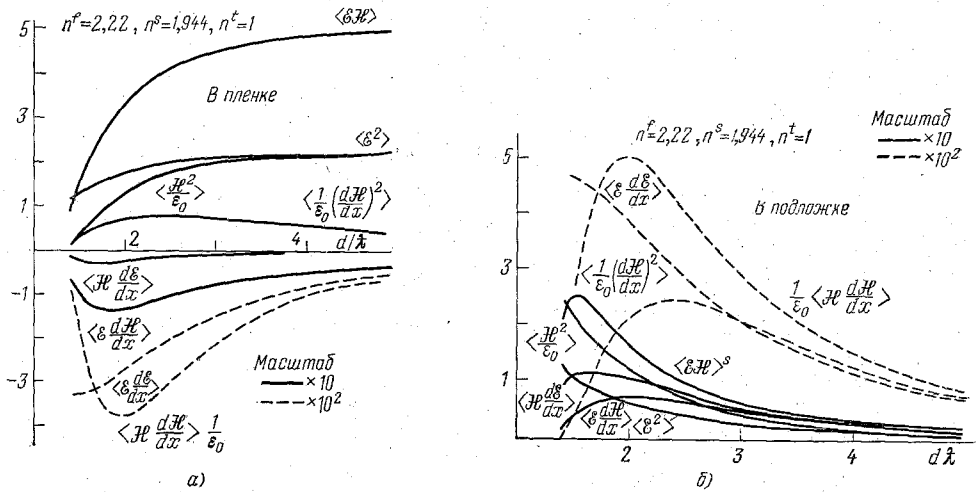


Рис. 4. Зависимость интегралов перекрытия от приведенной толщины d/κ .

а) в пленке, б) в подложке. Параметры: $n^f=2,22, n^s=1,944, n^t=1$.

же, как без учета компонент тензоров, определяющих преобразование, но амплитуда изменяется при распространении. Вместо (34) y -составляющие полей будут равны

$$E_y(x, z, t) = \frac{1}{2} e(z) E_y^0(x, z, t) + \text{к. с.},$$

$$H_y(x, z, t) = \frac{1}{2} h(z) H_y^0(x, z, t) + \text{к. с.}, \quad (39)$$

где медленно меняющиеся амплитуды e и h определяются уравнением связанных мод³⁴:

$$\frac{de'}{dz} = kh'e^{-i\Delta'z}, \quad \frac{dh'}{dz} = -k^*e'e^{i\Delta'z}, \quad (40)$$

где

$$e' = e(z) e^{-i\delta_e z} \quad \text{и} \quad h' = h(z) e^{-i\delta_h z}.$$

Коэффициент преобразования связанных мод (отношение квадрата амплитуды преобразованной моды к сумме квадратов амплитуд для обеих мод) дается выражением

$$R(z) = \frac{|k|^2}{v^2} \sin^2 vz, \quad (41)$$

где

$$v = \sqrt{|k|^2 + (\Delta'/2)^2}.$$

Коэффициент связи k определяется выражением

$$k = -\left\langle \frac{\epsilon_{23}}{\epsilon_0} \mathcal{E} \frac{d\mathcal{H}}{dx} \right\rangle - \left\langle \mu_{32} \mathcal{H} \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right\rangle - i\beta_e^0 \langle \mu_{12} \mathcal{H} \mathcal{E} \rangle + i\beta_h^0 \left\langle \frac{\epsilon_{21}}{\epsilon_0} \mathcal{E} \mathcal{H} \right\rangle. \quad (42)$$

Как видно из (41), максимальное преобразование ($R = 1$) возможно только при $\Delta' \ll |k|$; оно будет иметь место на расстоянии (в реальных единицах длины)

$$l = \frac{\lambda}{4|k|}. \quad (43)$$

Если рассматривать явление в терминах гибридных мод, с амплитудами, неизменными в процессе распространения, то они будут иметь следующие эффективные показатели преломления³⁴:

$$\beta_{\text{гибрид}}^{\pm} = \bar{\beta} \pm v, \quad (44)$$

где $\bar{\beta} = \frac{1}{2}(\beta_e^0 + \delta_e + \beta_h^0 + \delta_h)$.

Как видно из (44) (см. рис. 3), кривые показателей преломления гибридных мод не пересекаются, а сближаются в точках фазового синхронизма ($\Delta' = 0$).

Как следует из (36) и (40), компоненты тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$, обусловленные оптической анизотропией ϵ_4 , μ_4 , ϵ_6 и μ_6 , а также гиротропией a_1 , b_1 , a_3 и b_3 , определяют коэффициент связи, а диагональные компоненты $\hat{\epsilon}$ и обусловленные гиротропией a_2 и b_2 — сдвиг мод.

Особое значение для практического использования (см. гл. 4) волноводов с магнитными средами имеет возможность получения невязимного преобразования мод. Следует стремиться, чтобы при распространении света в одном направлении (скажем прямом) коэффициент преобразования был равен нулю ($R^+ = 0$), а при обратном — единице ($R^- = 1$). Невязимость коэффициента преобразования R может быть связана с невязимностью либо коэффициента связи k (42), либо расстройки Δ' (37). Из (41) видно, что их невязимость будет приводить к невязимности коэффициента преобразования. Рассмотрим по очереди возможные причины невязимности коэффициента связи и расстройки.

Из уравнения Максвелла можно показать, что решение для моды, распространяющейся, скажем, в обратном направлении, можно получить путем операции обращения времени ($t \rightarrow -t$), что, как известно, эквивалентно обращению намагниченности ($M \rightarrow -M$). Обычно более удобно как при теоретическом, так и экспериментальном изучении невязимности поль-

зваться обращением намагниченности, а не направления распространения. Из (42) можно показать, что

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} k^{\pm} &= - \left\langle \frac{\varepsilon_4}{\varepsilon_0} \mathcal{E} \frac{d\mathcal{H}}{dx} \right\rangle - \left\langle \mu_4 \mathcal{H} \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right\rangle \mp \left\langle \left(\beta_h^0 \frac{a_3}{\varepsilon_0} + \beta_e^0 b_3 \right) \mathcal{E} \mathcal{H} \right\rangle, \\ \operatorname{Im} k^{\pm} &= \left\langle \left(\beta_h^0 \frac{\varepsilon_6}{\varepsilon_0} + \beta_e^0 \mu_6 \right) \mathcal{E} \mathcal{H} \right\rangle \pm \left\langle \frac{a_1}{\varepsilon_0} \mathcal{E} \frac{d\mathcal{H}}{dx} \right\rangle \mp \left\langle b_1 \mathcal{H} \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right\rangle. \end{aligned} \quad (45)$$

Отсюда видно, что для невязимости модуля коэффициента связи необходимо сочетание оптической анизотропии, определяемой симметричной частью тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$, и гиротропии, описываемой антисимметричной частью этих тензоров. Для получения минимального коэффициента связи при распространении в прямом направлении необходимо, чтобы знакопеременные и постоянные члены в (45) взаимно компенсировались. Кроме того, надо,

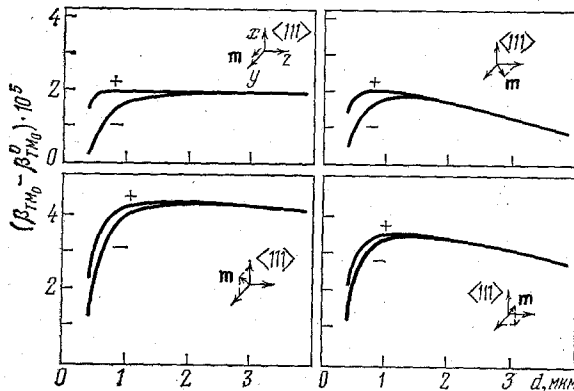


Рис. 5. Изменение смещения ТМ-моды от толщины пленки для прямой и обратной волны ²⁸.

Параметры: $n^f = 2,14$, $n^s = 1,94$, $n^t = 1$, $2g_{12} M^2 = 2,3 \cdot 10^{-4}$, $\Delta g M^2 = -0,4 \cdot 10^{-4}$, $g_{12} M^2 = 10^{-4}$.

чтобы эти члены имели по отдельности как можно большие значения для получения максимально возможной величины $|k^-|$. При этом надо не забывать о минимальности величины Δ' .

На рис. 4 приведены зависимости интегралов, входящих в (45), от толщины пленки. Если интегралы $\langle \mathcal{E} \mathcal{H} \rangle$ монотонно увеличиваются при удалении от отсечки мод, то интегралы, содержащие производные, существенны вблизи отсечки. К сожалению, величина Δ^0 вблизи отсечки настолько велика (см. рис. 2), что ее не удается компенсировать ни за счет фотоупругости, ни тем более магнитооптики ферритовой пленки (см. гл. 3). Выход из этого положения может быть найден путем использования периодических структур (см. ниже), сильно анизотропных покрытий или переходом к двухслойным пленкам. Ниже мы вернемся к этому вопросу.

Обратимся теперь к другой возможности получения невязимого преобразования, а именно — за счет невязимости фазовой расстройки связанных мод, определяемой выражениями (36). Как уже отмечалось выше, расстройка линейно зависит от компонент векторов грации при ориентации последнего вдоль оси y , т. е. перпендикулярно направлению распространения в плоскости пленки (экваториальная геометрия). Этот вопрос теоретически рассматривался в работах ^{28, 38, 46} для случая мод нулевого порядка. На рис. 5 приведена расчетная зависимость смещения мод для противоположных направлений распространения света. Из графиков видно, что эффект существен только вблизи отсечки мод, когда величины интегралов $\langle \mathcal{E} d\mathcal{H}/dx \rangle$ или $\langle \mathcal{H} d\mathcal{E}/dx \rangle$ становятся заметными (см. рис. 4). Таким образом, в случае невязимости расстройки, так же как и при использовании невязимости коэффициента связи возникают трудности из-за большой величины расстройки Δ^0 вблизи отсечки мод. Эта проблема может быть решена путем использования периодических структур или двухслойных пленок.

Для того чтобы перейти к рассмотрению конкретных волноводных структур, необходимо получить выражения для компонент тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ в явном виде. Остановимся вначале на анизотропии, обусловленной фотоупругостью. С макроскопической точки зрения деформация в пленке близка к деформации пластины при температурном расширении (или сжатии), когда одна из ее неторцовых плоскостей закреплена. Как показано в ⁴⁷, напряжения в такой пластине являются однородными напряжениями растяжения (или сжатия), лежащими в плоскости пластины, за исключением ее краев, где появляются другие напряжения: неоднородные сдвиговые и перпендикулярные границе раздела. Последние исчезают при отступлении от краев на расстоянии в несколько толщин пластины. Исследования эпитаксиальных пленок показало, что деформацию в них можно считать упругой (см. гл. 3).

Пренебрегая краевыми эффектами, можно положить $u_4 = u_5 = u_6 = 0$. Будем считать (см. гл. 3), что деформация в пленке вдоль осей y и z одинакова:

$$u_2 = u_3 \equiv u_{||}. \quad (46)$$

Из равенства нулю напряжений, перпендикулярных пленке, получаем связь деформации $u_{\perp} \equiv u_{\perp}$ с деформацией в плоскости пленки:

$$u_{\perp} = -hu_{||}, \quad (47)$$

где для трех случаев ориентации кристаллографических осей имеем для параметра h :

$$\text{а) } h_{100} = \frac{2c_{12}}{c_{11}}, \quad \text{б) } h_{111} = 2 \frac{3c_{12} + \Delta c}{3c_{11} - 2\Delta c}, \quad \text{в) } h_{110} = \frac{4c_{12} + \Delta c}{2c_{11} - \Delta c}; \quad (48)$$

здесь $\Delta c = c_{11} - c_{12} - 2c_{44}$ и c_{ij} — компоненты тензора четвертого ранга констант жесткости (в матричных обозначениях), связывающего напряжения с деформацией:

$$\sigma_i = c_{ij} u_j. \quad (49)$$

Здесь и в дальнейшем мы полагаем деформацию и напряжения растяжения положительными, как это принято в теории упругости и в настоящее время рекомендуется и для теории фотоупругости. Раньше в последней теории обычно принималось за положительное напряжение сжатия. В этом случае в (49) следует ставить знак минус перед коэффициентами c_{ij} .

Используя (18), (20), (21) и (47), получаем для $\hat{\epsilon}^c$, обусловленной фотоупругостью:

$$\begin{bmatrix} \epsilon_1 - \epsilon_0 \\ \epsilon_2 - \epsilon_0 \\ \epsilon_3 - \epsilon_0 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{bmatrix} = -\epsilon_0^2 \begin{bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \\ \xi_4 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} u_{||}, \quad (50)$$

где для трех случаев ориентации кристаллографических осей в пленке имеем:

$$\text{а) случай 100: } \xi_1 = (2p_{12} - p_{11}h_{100}); \quad \xi_2 = \xi_3 = p_{11} + p_{12}(1 - h_{100}); \quad \xi_4 = 0; \quad (51)$$

$$\text{б) случай 111: } \xi_1 = 2p_{12} + \frac{2}{3}\Delta p - \left(p_{11} - \frac{2}{3}\Delta p\right)h_{111};$$

$$\xi_2 = \xi_3 = p_{11} + p_{12} - \frac{\Delta p}{3} - \left(p_{12} + \frac{\Delta p}{3}\right)h_{111}; \quad \xi_4 = 0. \quad (52)$$

в) случай 110: $\xi_1 = 2p_{12} + \frac{\Delta p}{2} - \left(p_{11} - \frac{\Delta p}{2}\right) h_{110}$;

$$\xi_2 = p_{11} + p_{12} - \frac{\Delta p}{2} - \left(p_{12} + \frac{\Delta p}{2}\right) h_{110}; \quad \xi_3 = p_{11} + p_{12} (1 - h_{110}); \quad \xi_4 = 0. \quad (53)$$

Из (51) и (52) видно, что для случаев 100 и 111 пленка становится оптически одноосной (в случае 111 при дополнительном условии (46)). В случае 110, как видно из (53), из-за деформации пленка становится оптически двуосной и, следовательно, поворотом пленки относительно вертикальной

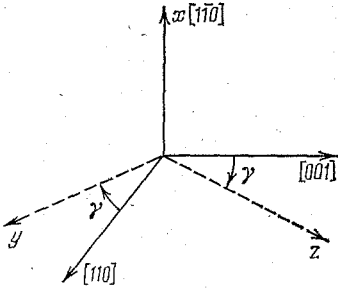


Рис. 6. Поворот системы координат волновода относительно кристаллографических осей.

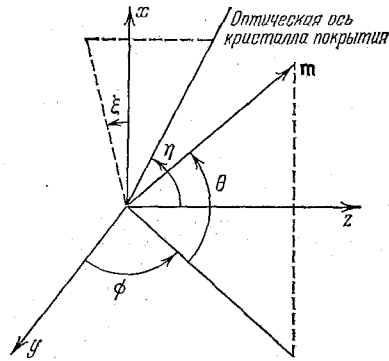


Рис. 7. Углы, определяющие направление намагниченности пленки и оптической оси покрытия.

оси x можно получить неравную нулю недиагональную компоненту симметричной части тензора диэлектрической проницаемости. Для поворота, показанного на рис. 6, получаем, что в (50)

$$\left. \begin{aligned} \xi_2 &= p_{11} + p_{12} - \frac{\Delta p}{2} \cos^2 \gamma - \left(p_{12} + \frac{\Delta p}{2} \cos^2 \gamma\right) h_{110}, \\ \xi_3 &= p_{11} + p_{12} - \frac{\Delta p}{2} \sin^2 \gamma - \left(p_{12} + \frac{\Delta p}{2} \sin^2 \gamma\right) h_{110}, \\ \xi_4 &= -\frac{\Delta p}{4} \sin 2\gamma (1 + h_{110}). \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

(ξ_1 при таком повороте не изменяется).

Ниже мы покажем, что появление недиагональной компоненты в симметричной части тензора $\hat{\epsilon}$ может быть использовано для получения невязанного преобразования мод.

Рассмотрим теперь магнитооптическую анизотропию. Введем углы, определяющие направления намагниченности в системе координат, связанной с геометрией волноводной структуры (рис. 7). Направляющие косинусы намагниченности будут: $\alpha_1 = \sin \theta$, $\alpha_2 = \cos \theta \cos \phi$ и $\alpha_3 = \cos \theta \sin \phi$. Используя выражения, аналогичные (18), (20) и (21), можно получить для трех случаев ориентации пленки:

а) 100:

$$\begin{bmatrix} \epsilon_1 - \epsilon_0 \\ \epsilon_2 - \epsilon_0 \\ \epsilon_3 - \epsilon_0 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{11} \sin^2 \theta + g_{12} \cos^2 \theta \\ g_{11} \cos^2 \theta \cos^2 \phi + g_{12} (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta \sin^2 \phi) \\ g_{11} \cos^2 \theta \sin^2 \phi + g_{12} (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta \cos^2 \phi) \\ g_{44} \cos^2 \theta \sin 2\phi \\ g_{44} \sin 2\theta \sin \phi \\ -g_{44} \sin 2\theta \sin \phi \end{bmatrix} M^2, \quad (55)$$

б) 111:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_2 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_3 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{12} + 2g_{44} \sin^2 \theta + \frac{1}{3} \Delta g \\ g_{12} + 2g_{44} \cos^2 \theta \cos^2 \phi + \\ + \frac{1}{3} \Delta g \left(\sin^2 \theta + \cos^2 \theta \cos^2 \phi + \frac{1}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\theta \cos \phi \right) \\ g_{12} + 2g_{44} \cos^2 \theta \sin^2 \phi + \\ + \frac{1}{3} \Delta g \left(\sin^2 \theta + \cos^2 \theta \sin^2 \phi + \frac{1}{2} \cos^2 \theta + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\theta \cos \phi \right) \\ g_{44} \sin 2\phi \cos^2 \theta + \frac{1}{6} \Delta g (\cos^2 \theta \sin 2\phi + \sqrt{2} \sin 2\theta \sin \phi) \\ g_{44} \sin 2\theta \sin \phi + \frac{1}{6} \Delta g (2 \sin 2\theta \sin \phi + \sqrt{2} \sin 2\phi \cos^2 \theta) \\ g_{44} \sin 2\theta \cos \phi + \frac{1}{6} \Delta g (2 \sin 2\theta \cos \phi - \sqrt{2} \cos 2\phi \cos^2 \theta) \end{bmatrix} M^2, \quad (56)$$

в) 110:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_2 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_3 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{12} + 2g_{44} \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \Delta g (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta \cos^2 \varphi) \\ g_{12} + 2g_{44} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \frac{1}{2} \Delta g (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta \cos^2 \varphi) \\ g_{12} + 2g_{44} \cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \Delta g \cos^2 \theta \sin^2 \varphi \\ g_{44} \cos^2 \theta \sin 2\varphi \\ g_{44} \sin \varphi \sin 2\theta \\ \left(g_{44} + \frac{\Delta g}{2} \right) \sin 2\theta \cos \varphi \end{bmatrix} M^2, \quad (57)$$

г) при повороте кристалла относительно оси x (см. рис. 6)

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_2 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_3 - \varepsilon_0 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{12} + 2g_{44} \sin^2 \theta + \frac{\Delta g}{2} [\sin^2 \theta + \cos^2 \theta \cos^2 (\phi - \gamma)] \\ g_{12} + 2g_{44} \cos^2 \theta \cos^2 \phi + \frac{\Delta g}{2} \left\{ \sin^2 \theta \cos^2 \gamma + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \cos^2 \theta \left[\frac{3}{2} \sin^2 2\gamma + \cos \phi \cos (\phi - 2\gamma) (3 \cos^2 2\gamma - 1) \right] \right\} \\ g_{12} + 2g_{44} \cos^2 \theta \sin^2 \phi + \frac{\Delta g}{2} \left\{ \sin^2 \theta \sin^2 \gamma + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \cos^2 \theta \left[\frac{3}{2} \sin^2 2\gamma + \sin \phi \sin (\phi - 2\gamma) (3 \cos^2 2\gamma + 1) \right] \right\} \\ g_{44} \cos^2 \theta \sin 2\phi + \frac{\Delta g}{4} \sin 2\gamma \{ 1 - 3 \cos^2 \theta [\cos^2 \gamma - \cos \phi \cos (\phi - \\ - 2\gamma)] \} \\ g_{44} \sin \phi \sin 2\theta + \frac{\Delta g}{2} \sin \gamma \sin 2\theta \cos (\phi - \gamma) \\ g_{44} \cos \phi \sin 2\theta + \frac{\Delta g}{2} \sin 2\theta \cos \gamma \cos (\phi - \gamma) \end{bmatrix} M^2. \quad (58)$$

В принципе, аналогичные выражения можно записать и для тензора $\hat{\mu}$.

Принимая во внимание приближение (22), для компонент антисимметричной части тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ получаем

$$a_1 = f^e M \sin \theta, \quad a_2 = f^e M \cos \theta \cos \phi, \quad a_3 = f^e M \cos \theta \sin \phi \quad (59)$$

и аналогичные выражения для b_i , например: $b_1 = f^u M \sin \theta$.

На основании (36) и (45) и конкретного вида тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ можно проанализировать конкретную ситуацию. В качестве примера рассмотрим неде-

формированную ($u_{||} = 0$) пленку феррита-граната на немагнитной подложке {111} (покрытие — воздух).

Используя (56), (59) и (45), найдем, что

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \operatorname{Re} k^{\pm} &= -B^f g_{44} M^2 \sin 2\phi \cos^2 \theta \mp A^f \beta_{hf}^0 f^e M \cos \theta \sin \phi, \\ \varepsilon_0 \operatorname{Im} k^{\pm} &= \beta_n^0 A^f g_{44} M^2 \sin 2\theta \cos \phi \pm B^f f^e M \sin \theta, \end{aligned} \quad (60)$$

где для упрощения опущены члены, относящиеся к тензору $\hat{\mu}$; предположена изотропность квадратичного магнитооптического вклада в диэлектрическую проницаемость ($\Delta g = 0$) и введены обозначения:

$$A^f \equiv \langle \mathcal{H} \mathcal{E} \rangle^f, \quad B^f = \left\langle \mathcal{E} \frac{d\mathcal{H}^e}{dx} \right\rangle^f, \quad (61)$$

и индекс f указывает, что интегрирование ведется в пределах пленки. Если выбрать $\phi = 0$ и параметры пленки такие, чтобы выполнялось соотношение

$$\cos \theta = B^f f^e / 2\beta_n^0 A^f g_{44} M \quad (62)$$

то получим, что

$$k^+ = 0, \quad \text{а} \quad k^- = i2B^f f^e M \sin \theta \cdot \varepsilon_0^{-1}. \quad (63)$$

Таким образом, преобразование отсутствует для прямой волны и имеет место для обратной.

Если выбрать фарадеевскую геометрию ($\theta = 0$, $\phi = \pi/2$), то из (60) получим, что

$$k^{\pm} = \mp A^f \beta_{hf}^0 f^e M \varepsilon_0^{-1}, \quad (64)$$

т. е. при этой геометрии невазможность отсутствует ($|k^+| = |k^-|$).

Согласно (43), длина распространения, соответствующая максимальному преобразованию при условии синхронизма мод ($\Delta' = 0$), увеличивается в случае (63) по сравнению с фарадеевской геометрией в $A^f/B^f \sin \theta$ раз. С точки зрения уменьшения длины l необходимо выбирать толщину пленки ближе к области отсечки мод, где величина B^f имеет максимум. Однако в этой области имеет максимум и расстройка Δ^0 (см. рис. 2), которую трудно скомпенсировать (см. гл. 3) за счет анизотропии эпитаксиальной пленки.

В качестве второго примера рассмотрим пленку, выращенную на плоскости {110}. Используя (54), (58) и (45), можно получить, что для фарадеевской геометрии в данном случае вместо (64) при тех же допущениях

$$k^{\pm} = -[\varepsilon_0 \Delta p (1 + h_{110}) u_{||}] \left(\frac{\sin 2\gamma}{4} \right) B^f \pm f^e M \varepsilon_0^{-1} A^f. \quad (65)$$

Т. е. в данном случае оказывается возможным получить невазможность коэффициента связи при фарадеевской геометрии.

В качестве еще одной возможности получения невазможного преобразования рассмотрим пленку из гиротропного, а покрытие — из анизотропного материалов ^{32, 48-50}. Из (45) получаем, что условие $|k^+| = 0$ требует, чтобы

$$\varepsilon_4^t B^t = -a_3^f \beta_n^0 A^f, \quad \beta_n^0 \varepsilon_6^t A^t = -a_1^f B^f, \quad (66)$$

где для упрощения опущены члены, содержащие компоненты $\hat{\mu}$.

Рассмотрим в качестве покрытия оптически одноосный кристалл, направление оптической оси которого определяется углами η и ζ (рис. 7). Компоненты тензора диэлектрической проницаемости будут иметь вид

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1^t - \varepsilon^0 \\ \varepsilon_2^t - \varepsilon^0 \\ \varepsilon_3^t - \varepsilon^0 \\ \varepsilon_4^t \\ \varepsilon_5^t \\ \varepsilon_6^t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \zeta \cdot \sin^2 \eta \\ \sin^2 \zeta \cdot \sin^2 \eta \\ \cos^2 \eta \\ \frac{1}{2} \sin \zeta \cdot \sin 2\eta \\ \frac{1}{2} \cos \zeta \cdot \sin 2\eta \\ \frac{1}{2} \sin 2\zeta \cdot \sin^2 \eta \end{bmatrix} \cdot \Delta \varepsilon, \quad (67)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon^e - \varepsilon^o$, а ε^e и ε^o — квадраты показателей преломления соответственно необыкновенного и обыкновенного лучей кристалла покрытия. Как видно из (67), максимум величины ε_4^t соответствует направлению оптической оси: $\eta = \pi/4$ и $\zeta = \pi/2$. При этом из (67) видно, что $\varepsilon_6^t = 0$. Таким образом, при фарадеевской геометрии, когда $a_1^t = 0$, второе равенство из (66) выполняется. Анизотропное покрытие может быть использовано одновременно для достижения фазового синхронизма мод ($\Delta^0 = \delta_h - \delta_e$). При $\zeta = \pi/2$ величина $\delta_h^t \simeq 0$, и для того чтобы было $\delta_e < 0$, как следует из (36), необходимо в качестве покрытия использовать отрицательный кристалл ($\varepsilon^o > \varepsilon^e$). Экспериментальные исследования невязимости в структурах с анизотропными покрытиями будут описаны в гл. 4. Заметим здесь только, что на пути практического использования эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов без анизотропных покрытий стоят трудности в связи с большой величиной расстройки в районе отсечки. Исследование же анизотропных покрытий ведет к заметному технологическому усложнению устройства (см. гл. 4).

Одним из возможных вариантов решения проблемы является использование периодических магнитных волноводов⁵¹⁻⁵⁴, в которых периодически происходит согласование фаз взаимодействующих мод, а не их фазовых скоростей, как в случае анизотропных структур.

Обычно анализ таких периодических структур производится на основе матрицы передачи⁵⁵, которую можно получить на основе решения уравнений (40) для связанных мод. Эта матрица (T) связывает амплитуды полей в начале ($z \equiv z_0$) и в конце (z) распространения:

$$\begin{bmatrix} e(z) \\ h(z) \end{bmatrix} = e^{-i\beta(z-z_0)} \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e(z_0) \\ h(z_0) \end{bmatrix}, \quad (68)$$

где

$$\begin{aligned} T_{11} &= \cos v(z-z_0) + \frac{i\Delta'}{2v} \sin v(z-z_0), & T_{12} &= \frac{k}{v} \sin v(z-z_0), \\ T_{21} &= -\frac{k^*}{v} \sin v(z-z_0), & T_{22} &= \cos v(z-z_0) - \frac{i\Delta'}{2v} \sin v(z-z_0); \end{aligned}$$

здесь матрица T записана для участка волновода с однородным распределением намагниченности. Для волновода с периодической магнитной структурой матрицу преобразования можно получить путем перемножения матриц преобразования для отдельных «однородных» участков. В случае, например, периодического изменения направления намагниченности вдоль оси z с периодом $z - z_0 = \pi/v$ легко получить, что коэффициент преобразования будет определяться выражением

$$R = \sin^2 2p \arcsin \frac{|k|}{v}, \quad (69)$$

где p — число периодов. Отсюда видно, что соответствующим выбором числа периодов можно получить $R = 1$. Общая длина структуры в реальных единицах будет

$$l = \frac{p\lambda}{2v}. \quad (70)$$

С помощью матрицы (68) можно проанализировать и другие «каскадные» структуры, в том числе и невязимые (см. гл. 4).

Для построения невязимых устройств могут быть использованы волноводы «полувытекающего типа» (32). Один из возможных вариантов венгеля на основе такого волновода исследовался в⁵⁰ (см. гл. 4). В связи с этим представляет интерес рассмотреть преобразование между волноводными и излучательными модами⁴²⁻⁴⁴. Рассмотрим случай, когда волноводной является ТЕ-, а «вытекающей» — ТМ-мода (см. (32)). На рис. 8 показана

ситуация, соответствующая случаю, когда материал подложки и пленки изотропны, а анизотропия покрытия такова, что $\epsilon_1^t > \epsilon^f > \epsilon_2^t$. Тогда нормальные моды ТЕ-поляризации будут включать волноводные моды с дискретными собственными значениями β , а ТМ-поляризации — будут состоять из мод излучения с непрерывным спектром (затухающие моды, соответствующие мнимым значениям β , не играют ниже существенной роли, и мы их не будем рассматривать). Из рисунка видно, что дискретный спектр ТЕ-мод перекрывается непрерывным спектром ТМ-мод, принадлежащих как пленке, так и покрытию. На рисунке приведены профили полей в различных областях спектра мод. Моды излучения, принадлежащие пленке и покрытию, имеют синусоидальное распределение поля как в пленке, так и в покрытии и экспоненциально затухающее в подложке.

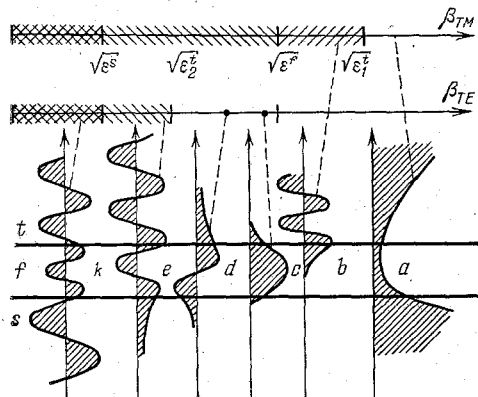


Рис. 8. Распределение полей: *a* — не реализуемо, *b* — моды покрытия, *c* и *d* — волноводные моды, *e* — моды излучения «пленка — покрытие», *k* — моды излучения «пленка — покрытие — подложка».

(41) в данном случае имеем для коэффициента преобразования⁴³:

$$R(z) = 1 - \exp(-2\alpha z), \quad (71)$$

где константа затухания α , обусловленная связью волноводной моды с модами излучения, определяется выражением

$$\alpha = \frac{\pi \epsilon_3^t}{\epsilon_1^t} \left[|k_s^-(\beta)|^2 \frac{\beta \sqrt{\epsilon_1^t}}{\sqrt{\epsilon_2^t} \sqrt{\epsilon_1^t - \beta^2}} \right]_{\beta = \beta_B}; \quad (72)$$

здесь β_B — эффективный показатель преломления волноводной моды, а коэффициент связи k для случая, когда отличны от нуля только компоненты тензора диэлектрической проницаемости a_3^t и ϵ_1^t , дается выражением

$$\text{Re } k^\pm = \frac{\omega}{4p} \left(\pm \int_{-d/2}^{d/2} a_3^t \epsilon^B \mathcal{H}^B dx + \int_{d/2}^{\infty} \epsilon_4^t \epsilon^B \frac{d\mathcal{H}^B}{dx} dx \right), \quad (73)$$

$\text{Im } k^\pm = 0$ (так как $\epsilon_0 = a_1 = 0$), где индексы «в» и «и» относятся соответственно к волноводным и излучательным модам, а p — нормировочная константа, имеющая размерность мощности.

Таким образом, здесь, так же как и в случае взаимодействия волноводных мод, можно получить невзаимность коэффициента связи путем соответствующего подбора величин a_3^t и ϵ_4^t , чтобы интегралы в (73) были одинаковы по величине. Если, например, $k^+ = 0$, $k^- \rightarrow \infty$, то структура будет вести себя как вентиль, пропускающая ТЕ-волну в прямом направлении и не пропускающая волны ни ТЕ-, ни ТМ-поляризации в обратном. В отличие от вентиля, основанного на взаимодействии волноводных мод, этот вентиль не требует фильтра мод (см. гл. 4), так как излучательные моды выводятся (вытекают) из волновода.

Рассмотрим требования, которые предъявляются к такой структуре, чтобы интегралы в (73) имели как можно большие значения и были одинаковыми по величине. Что касается первого интеграла в (73), то для его уве-

личения необходимо использовать пленку из изотропного материала. Тогда поперечное волновое число ТЕ волноводной моды $k_0\gamma_B = k_0\sqrt{\epsilon_2^t - \beta_B^2}$ будет равно поперечному волноводному числу ТМ-моды излучения «пленка — покрытие» $k_0\gamma_{и} = k_0\sqrt{\epsilon_3^t/\epsilon_1^t \sqrt{\epsilon_1^t - \beta_{и}^2}}$ при равенстве продольных волновых чисел $k_0\beta_{и} = \beta_B k_0$. Интеграл перекрытия будет иметь при этом максимальное значение.

Как видно из рис. 8, волноводная мода и мода излучения «пленка — покрытие» имеют существенно различные зависимости в области покрытия. Тем не менее второй интеграл в (73), как показывает расчет⁴³, может иметь максимум вблизи $\beta_{и} = \beta_B$ независимо от толщины пленки, такой величины, что оба интеграла в (73) оказываются сравнимой величины.

Мнимая часть коэффициента связи, обусловленная компонентами тензора диэлектрической проницаемости ϵ_6^t и a_1^t , в отличие от случая взаимодействия волноводных мод при $\beta_{и} = \beta_B$ имеет ничтожно малый член, содержащий компоненту тензора ϵ_6^t . Таким образом, вариант невзаимного преобразователя мод с использованием мнимой части коэффициента связи в случае взаимодействия волноводной моды с модой излучения отпадает. В гл. 4 будет рассмотрена конкретная волноводная структура, в которой используется взаимодействие волноводной ТЕ-моды с модами излучения для построения оптического вентиля.

Особый интерес представляет рассмотрение волноводного распространения света в четырехслойных и более многослойных волноводах. Дело в том, что реальные эпитаксиальные пленки часто являются слоистыми (см. гл. 3), и тогда их волноводные свойства могут быть описаны моделью многослойного волновода. Кроме того, в таких гетероструктурах можно получить необходимые для практики волноводные свойства (см. гл. 3). Например, в таких структурах можно получить синхронизм вблизи отсечки мод⁵⁶⁻⁵⁷.

Дисперсионные уравнения для четырехслойной изотропной структуры были получены в⁵⁹. На рис. 9 приведены расчетные зависимости $R_{max} = (|k|/v)^2$ для основных мод от удельного фарадеевского вращения в случае, когда показатель преломления пленки близок к показателю преломления подложки. Из рисунка видно, что, уменьшая разность $n_f - n_s$, можно увеличить преобразование при неизменном фарадеевском вращении. Например, при $d = 3$ мкм, $n_f - n_s = 10^{-2}$ и $F_0 = 300$ град/см из рис. 9 получаем, что $R_{max} = 0,5$, в то время как для аналогичной структуры, но с $n_f - n_s = 0,3$ можно рассчитать, что $R_{max} = 0,15$. Таким образом, с помощью промежуточной пленки можно увеличить преобразование мод, в том числе вблизи их отсечки.

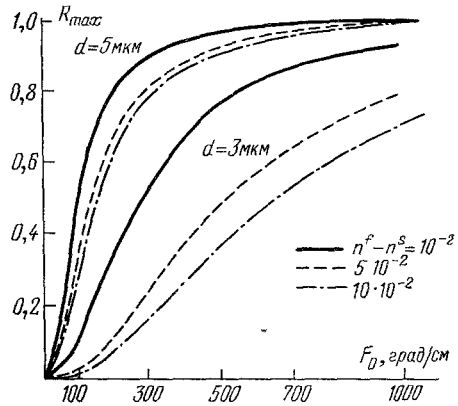


Рис. 9. Зависимость преобразования $TE_0 \rightleftharpoons TM_0$ при оптимальном расстоянии распространения от удельного фарадеевского вращения для двух толщин пленки и трех показателей преломления подложки при $n_f = 2,2$, $\lambda = 1,15$ мкм⁵³.

3. ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ ПЛЕНКИ ФЕРРИТОВ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА — ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ

В качестве магнитооптической среды для создания различных функциональных элементов интегральной оптики были предложены монокристаллические пленки ферритов-гранатов⁵⁹. Технология выращивания таких

пленок разрабатывается в связи с их использованием в запоминающих устройствах на цилиндрических магнитных доменах. Кроме того, они могут найти широкое применение в СВЧ технике, использующей спиновые волны. Как будет показано в гл. 4, эти пленки могут найти применение и в различных функциональных элементах интегральной оптики.

В этой главе будут кратко рассмотрены свойства эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов, которые определяют их волноводные характеристики, а также обсуждены работы, в которых свойства эпитаксиальных пленок граната изучались волноводным методом.

Остановимся вначале на механических свойствах этих пленок. Напряжения и деформации, которые существуют в эпитаксиальных пленках, могут оказывать благодаря магнитострикции и фотоупругости существенное влияние на их магнитные и оптические свойства. В связи с этим представляется важным хотя бы кратко остановиться на напряжениях в эпитаксиальных пленках.

Природа напряжений в них связана с фундаментальным вопросом эпитаксии — характером сопряжения кристаллических решеток пленки и подложки (см., например, ⁶⁰). Исследования эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов ⁶¹⁻⁷⁰ показали, что их напряженное состояние достаточно хорошо описывается моделью аккомодации, предложенной в работе ⁶⁷. Согласно этой модели различаются две области напряженного состояния пленки в зависимости от величины рассогласования

$$f = \frac{a_s - a_0}{a_0}, \quad (74)$$

где a_0 — параметр решетки массивного образца из материала пленки при комнатной температуре, a_s — параметр решетки подложки при комнатной температуре. При достаточно малых значениях f ($\sim 10^{-3}$) эпитаксиальная пленка упруго деформируется до равенства своего параметра решетки вдоль границы раздела параметру подложки (область поверхностного псевдоморфизма). При больших значениях f полное соответствие параметров не имеет места и некоторые атомные слои в пленке (подложке), перпендикулярные границе, не имеют продолжения в подложке (пленке) — возникают дислокации несоответствия. Таким образом, при температуре роста пленки при больших несоответствиях параметров как бы часть упругого напряжения области псевдоморфизма снимается за счет образования дислокаций несоответствия. Таким образом, конечная плоскостная деформация пленки $u_{||}$ определяется выражением

$$u_{||} = f - \delta, \quad (75)$$

где $\delta = (a_s - a_{f||})/a_0$ — аккомодация пленки за счет образования дислокаций несоответствия, $u_{||} = (a_{f||} - a_0)/a_0$, $a_{f||}$ — параметр решетки пленки вдоль границы раздела.

Для величины упругой деформации пленки при комнатной температуре можно получить ^{63,65}:

$$u_{||} = f(1 - \eta) + \Delta\alpha \cdot \Delta T \eta, \quad (76)$$

где $\Delta\alpha = \alpha_f - \alpha_s$ — разность температурных коэффициентов линейного расширения материалов пленки и подложки, ΔT — разность температур роста пленки и комнатной, и параметр отпуска

$$\eta = \frac{b_{f||} - b_s}{b_0 - b_s}, \quad (77)$$

где b_i — соответствующие параметры решетки при температуре роста пленки. Выражение (77) справедливо, если допустить, что при охлаждении не происходит дополнительного отпуска пленки. В противном случае η в (76) должен характеризовать полную аккомодацию (как во время роста, так

и при охлаждении). В области псевдоморфизма ($\eta = 0$) имеет место полное соответствие параметров решеток пленки и подложки на границе раздела, а при $\eta = 1$ напряжения при температуре роста полностью снимаются за счет образования дислокаций несоответствия. Между этими областями есть плавный переход, когда напряжения частично сняты дислокациями несоответствия. Эта переходная область экспериментально обнаружена в работе ⁶⁵.

В ⁶⁷ рассматривался процесс образования дислокаций несоответствия из обычных дислокаций путем их изгиба и вытягивания вдоль поверхности раздела пленки и подложки. В результате были получены временная и температурная зависимости параметра отпуска, которая для гранатов обсуждалась в ⁶³⁻⁶⁴. Качественно модель описывает экспериментальные данные ⁶⁵, однако ввиду недостатка последних в настоящее время невозможно говорить о количественном согласии ⁶⁴.

Как ясно из гл. 2, для волноводной магнитооптики важно получение фазового синхронизма вблизи отсечки мод. Для этого, как будет показано ниже, необходимы эпитаксиальные пленки с деформациями, превышающими 10^{-2} (другая возможность — двухслойные пленки). В связи с этим возникает вопрос о возможности выращивания пленок с такими деформациями. Известно, что при рассогласованиях $|f| > 1,5 - 3 \cdot 10^{-2}$ прекращается даже зародышеобразование кристалла пленки ⁶⁸⁻⁶⁹, а область псевдоморфизма ограничена значениями $|f| \sim 2 \cdot 10^{-3}$. За пределами этой области обычно качество пленок ухудшается ^{64,66,68}.

Согласно ⁷¹ величина коэффициента линейного расширения для гранатов слабо зависит от замещений в додекаэдрических узлах решетки и составляет для алюминатов, галлатов и ферритов $8,6 \cdot 10^{-6}$, $9,2 \cdot 10^{-6}$ и $10,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ соответственно. При температурах выращивания $\sim 10^3 \text{ K}$ величина $\Delta\alpha \cdot \Delta T \sim 2 \cdot 10^{-3}$ и определяет деформацию в области, где $\eta \approx 1$. Таким образом, увеличение деформации в пленках граната следовало бы искать на пути расширения области псевдоморфизма, что, однако, маловероятно ⁶⁴.

При больших деформациях растяжения может происходить растрескивание пленок. Для такого хрупкого материала как гранат можно оценить критическую величину f по формуле ⁷²

$$f_{\text{кр}}^A = (1 - \nu) \sqrt{\frac{c}{5\pi d}}, \quad (78)$$

где ν — коэффициент Пуассона (см. ниже, табл. I), c — межатомное расстояние ($\sim 3\text{Å}$) и d — толщина пленки. Здесь принято, что $\eta = 0$. Превышение рассогласования параметров решеток над $f_{\text{кр}}^A$ есть необходимое,

Таблица I

Состав	C_{11}	C_{12}	C_{44}	ΔC	$\nu = \frac{C_{12}}{C_{11} + C_{12}}$	h_{111}
	10 ¹¹ дин/см ²					
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	26,8	11,06	7,66	0,42	0,292	0,85
Y ₃ Ga ₅ O ₁₂	29,03	11,73	9,547	-1,794	0,288	0,74
Y ₃ Al ₅ O ₁₂	33,32	11,07	11,5	-0,75	0,249	0,64
Eu ₃ Fe ₅ O ₁₂	25,10	10,70	7,62	-0,84	0,299	0,81

но еще не достаточное условие для образования трещин. Если пленка не будет содержать центров образования трещин, то выполнение условия $f > f_{\text{кр}}^A$ не приведет к ее растрескиванию. Самопроизвольное образование трещин будет происходить, если ⁷²

$$f > f_{\text{кр}}^B = \frac{1 - \nu}{10}. \quad (79)$$

На рис. 10 показаны предсказания (78) и (79). Если параметры пленки соответствуют точкам под линией 1, то трещина не будет распространяться, даже если в пленке есть центры образования трещин; между линиями 1 и 2 для образования трещин необходимо существование центров (царапин, включений и т. д.); выше линии 2 трещины будут образовываться самопроизвольно. Таким образом, теоретически, можно получить пленки с рассогласованием 10^{-3} — 10^{-2} и толщиной 1—10 мкм, обычно используемой в волноводной оптике, без растрескивания, если в них нет дефектов, которые бы служили центрами образования трещин. Вышеизложенное относилось к растянутым пленкам. В волноводной магнитооптике чаще используются пленки в сжатом состоянии. При условии $\eta = 0$ такие пленки не содержат трещин⁶¹. Однако при превышении некоторой критической толщины пленки и величины рассогласования может произойти отслоение от ее подложки с последующим растрескиванием. Другими возможными механизмами образования трещин являются: разрушение самой подложки по плоскостям, перпендикулярным пленке⁷², или сдвиговые напряжения, вызванные винтовыми дислокациями⁶⁴.

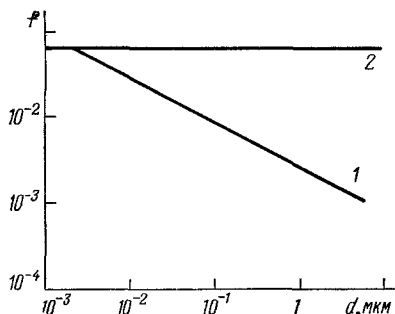


Рис. 10. Диаграмма механического состояния эпитаксиальной пленки⁷².

В табл. I приведены значения констант жесткости, коэффициента Пуассона и параметров h_{111} для некоторых гранатов согласно работе⁷³.

По своим упругим свойствам гранаты близки к упруго-изотропному телу

($\Delta c = 0$). Как уже отмечалось, упругие свойства эпитаксиальных пленок граната влияют на важнейшие характеристики волноводно распространяющегося света (см. гл. 2), и поэтому знание этих свойств и умение управлять ими путем замещения ионов в решетке граната во многом определяют возможность использования этих пленок в интегральной и волноводной оптике.

Магнитные свойства эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов широко обсуждались в связи с проблемой цилиндрических магнитных доменов и поэтому здесь остановимся на них очень кратко. Равновесное направление спонтанной намагниченности монокристаллической пленки феррита определяется минимумом магнитной энергии:

$$E = E_K + E_\sigma + E_G + E_H + E_D. \quad (80)$$

Энергия кристаллографической кубической анизотропии

$$E_K = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots, \quad (81)$$

где K_1 — первая константа кубической анизотропии, а α_i — направляющие косинусы намагниченности относительно осей четвертого порядка. Энергия, связанная с напряжениями в пленке⁷⁴, предполагая справедливость (46), имеет вид

$$E_\sigma = \left[\frac{3}{2} \lambda_{100} (\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3}) + 3\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3) \right] \sigma_{\parallel}, \quad (82)$$

где σ_{\parallel} — плоскостное напряжение, λ_i — константы магнитострикции вдоль соответствующих осей, β — направляющие косинусы нормали к пленке в кубических осях. Энергия ростовой анизотропии⁷⁴ выражается через константы A и B :

$$E_G = A \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + B (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3). \quad (83)$$

Энергия взаимодействия с внешним полем есть

$$E_H = -MH, \quad (84)$$

и энергия размагничивания в случае однородно намагниченной пленки равна

$$E_D = 2\pi M^2 (\alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3)^2 = 2\pi M^2 \cos^2 \xi, \quad (85)$$

где ξ — угол между направлением намагниченности и нормалью к плоскости пленки.

Для волноводной и интегральной оптики могут представлять интерес периодические магнитные структуры, либо создаваемые в пленке внешним полем, либо присущие самой пленке^{29, 51-54}. Параметры страйп-доменов определяются из минимума энергии доменных стенок и размагничивания⁷²:

$$E = \frac{2W}{D} + 8M^2 \frac{D \cos^2 \xi}{\pi^2 d} \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi n d}{D}\right) \right], \quad (86)$$

где W — плотность энергии стенки на единицу ее поверхности, D — период полосовой доменной структуры. Второй член в (86) получен в предположении, что толщина стенки мала по сравнению с периодом структуры. Для однородно намагниченной пленки ($D \rightarrow \infty$) выражение (86) сводится к (85). В гранатах период страйп-доменов лежит в пределах 1—25 мкм. Такие структуры могут быть использованы для создания согласователей и преобразователей мод. В гл. 4 вопрос об использовании периодических магнитных структур в интегральной оптике будет рассмотрен на конкретных примерах (см. также²⁹).

Реализуемая в пленке доменная структура определяется минимумом энергии (80) и (86). В зависимости от соотношения различных вкладов в общую энергию могут реализоваться как периодические, так и нерегулярные структуры. Кроме уже упомянутых пленок со страйп-доменами, интерес представляют пленки, в которых намагниченность лежит в плоскости (типа «легкая плоскость»), и размагничивающее поле, согласно (85), равно нулю. При малой коэрцитивной силе и анизотропии в плоскости пленки намагниченностью можно управлять с помощью очень малых полей ($\sim 0,1$ Э). Обычно такие пленки имеют широкие домены, которые можно наблюдать обычной методикой в поляризованном свете, помещая пленку под 45° к оптической оси микроскопа⁵². Если общая энергия (80) в основном определяется вкладом, связанным с напряжением E_σ , то пленкам, выращенным на подложках {111}, будет соответствовать энергия

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \sigma_{\parallel} \lambda_{111} \cos^2 \theta. \quad (87)$$

Таким образом, намагниченность будет лежать в плоскости пленки ($\theta = 0$) для ферритов с $\lambda_{111} < 0$ в случае пленок в сжатом состоянии ($f < 0$). Так как иттрий-железный гранат имеет параметр решетки меньше гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), то при использовании последнего в качестве подложки необходимо замещать ионы железа и/или иттрия ионами большего размера, например ионами скандия и гадолиния соответственно. Вопрос о выборе замещения необходимо рассматривать совместно с магнитооптическими, оптическими и другими свойствами⁷⁵. Некоторые полезные для использования в интегральной оптике составы приведены в⁷⁶. Недостаток гранатов скандиевой системы — малые значения фактора $M_1 = (F_0/4\pi M_s)^2 < 0,14$ (град/см·Гс)². У гадолиниевого системы M_1 больше и достигает 11,7 (град/см·Гс)². Введение ионов Pr^{3+} приводит к очень большим отрицательным значениям констант фарадеевского вращения^{26а, 77}. Введение ионов Pr^{3+} вместе с ионами Bi^{3+} и Yb^{3+} позволило получить пленки с анизотропией типа «легкая плоскость» и большим отрицательным фарадеевским вращением⁷⁶. Некоторые параметры пленок этой системы приведены в табл. II (данные взяты из⁷⁶),

Таблица II

Состав	$a_s - a_0, \text{ \AA}$	$4\pi M_s, \text{ гаусс}$	$F_0, \text{ град/см}$	$M_1, \text{ (град/см} \cdot \text{Гс)}^2$	$M_2 \equiv F_0/\alpha, \text{ град/Гс}$	
$(\text{Yb, Pr})_{2,5}\text{Bi}_{0,5}\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$	-0,031	270	-675	6,25	160	$n = 2,25$ $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$
$(\text{Yb, Pr})_{2,3}\text{Bi}_{0,7}\text{Fe}_{3,8}\text{Ga}_{1,2}\text{O}_{12}$	-0,002	150	-950	40		
$(\text{Yb, Pr})_{2,1}\text{Bi}_{0,9}\text{Fe}_{3,85}\text{Ga}_{1,15}\text{O}_{12}$	-0,019	220	-1190	30		

где α — коэффициент затухания, F_0 — константа Фарадеевского вращения. Важной характеристикой гранатов для волноводной магнитооптики являются их показатели преломления. Их приблизительные значения для ферритов ($\sim 2,22$), галлатов ($\sim 1,95$) и алюминатов ($\sim 1,85$) приводились в ⁵⁹. Так как показатели преломления гранатов в основном обусловлены полосами поглощения в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, то в ближней ИК области наблюдается лишь слабая дисперсия показателя преломления. Кроме того, n несколько изменяется при различных замещениях в редкоземельной подрешетке. В частности, составы, содержащие ионы с большими радиусами (такие, как Vi^{3+} и Pr^{3+}), имеют бóльшие значения n .

Исследование волноводного распространения света состоит в изучении спектра мод (зависимость интенсивности света от значения β), эффектов преобразования и дисперсии поглощения. При этом можно определить показатель преломления, толщину, двупреломление, константы Фарадея и Фойгта и величину поглощения и рассеяния. С точки зрения использования пленок в интегральной оптике важными характеристиками пленки являются максимальная величина преобразования, минимальная длина, соответствующая этому преобразованию, и невязанность преобразования. Интерес также представляет величина коэффициента связи и расстройки.

Различные методики исследования волноводного распространения света в тонких пленках описывались в ряде оригинальных и обзорных работ (см., например, ⁵⁻⁷). Еще далеко не исчерпаны все возможности этого метода изучения свойств тонких пленок. Не имея возможности остановиться на его рассмотрении, отсылаем читателя к цитированной в ^{5-7, 78, 79} литературе.

Рассмотрим, какую информацию можно получить из измерения значений β_m . Как известно ⁵⁻⁷, точность определения β_m , например, методом призмного ввода составляет 10^{-4} — 10^{-5} . Сумма отклонений в методе наименьших квадратов

$$\sigma = \frac{1}{k} \sum_{m=0}^{k-1} [\tilde{\beta}_m - \beta_m(n, d)]^2, \quad (88)$$

где $\tilde{\beta}_m$ — экспериментальное значение эффективного показателя преломления моды m — порядка, β_m — расчетные значения для изотропного с идеально ступенчатым профилем показателя преломления волновода и k — число мод. Величина σ для мод одной поляризации не должна, очевидно, превышать 10^{-8} — 10^{-10} . В этом случае n и d определяются с точностью, соответственно, 10^{-4} — 10^{-5} и 10^{-3} ⁵⁻⁷.

Реальные эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов не обладают, как правило, идеально ступенчатым профилем показателя преломления из-за существования переходных граничных слоев ⁸⁰ или неоднородностей по всей толщине пленки ⁸¹⁻⁸². Следует также учитывать наличие двупреломления (см. ниже) и воздушного зазора между призмой и пленкой ⁷⁹.

Превышение величины σ над значением, обусловленным ошибкой эксперимента, в случае изотропной структуры означает отклонение профиля пока-

зателя преломления от идеального. При этом обычно искажения в случае наличия неоднородностей в объеме пленки отличаются от их искажений, которые имеют место из-за существования переходных граничных слоев. А именно, в первом случае искажается весь спектр, а граничные слои оказывают более сильное влияние на моды высших порядков. Это связано с различным распределением энергии мод по толщине пленки для мод разных порядков. К сожалению, влияние различных неоднородностей в эпитаксиальных пленках на спектр мод исследовано недостаточно широко. В работах по исследованию спектра мод в эпитаксиальных пленках гранатов величина σ , как правило, не указывается, и поэтому невозможно оценить точность значений параметров, извлекаемых из спектра мод. Вместе с тем измерение искажения спектра мод характеризует неоднородность пленок, которая иногда не может быть обнаружена другими методами.

В работе ⁸¹ изучалось влияние отжига на величину искажения спектра мод (σ). По характеру искажений было определено, что они связаны не с граничными слоями, а со сложностью пленки по толщине. На рис. 11 приведена зависимость σ от температуры отжига, который проводился в течение двух часов в каждой точке. Видно, что по мере увеличения температуры отжига однородность пленки возрастает. Подъем σ при температуре выше 900 °С, по-видимому, связан с размытием границы пленка — подложка из-за диффузии ионов через границу.

Линейное двупреломление в пленках может быть определено из измерений или спектра, или преобразования мод. В первом случае для достаточно толстых пленок, когда возможно распространение более двух мод каждой поляризации, из измерений спектра ТЕ-мод определяется величина ϵ_2 , а ТМ-мод — ϵ_1 , при этом ошибка измерения двупреломления составляет $6 \cdot 10^{-4} / \sqrt{k}$, где k — число мод в пленке ⁸³.

С помощью (36) можно найти, что для мод вдали от отсечки двупреломление Δn определяется приближенным выражением ⁸³

$$\Delta n \equiv \sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2} \approx \Delta^0 - \Delta', \quad (89)$$

при получении которого принималось, что вся энергия мод сосредоточена в пленке и что $\beta_e^0 \approx \beta_h^0 \approx \sqrt{\epsilon_0}$.

Величина расстройки Δ' по абсолютному значению может быть найдена из измерений преобразования в зависимости от длины распространения. Из этих измерений можно определить и коэффициент связи мод. Используя (41), можно найти, что

$$|\Delta'| = \frac{\lambda \sqrt{1 - R_{\max}}}{2l_0}, \quad |k| = \frac{\lambda \sqrt{R_{\max}}}{4l_0}, \quad (90)$$

где l_0 — длина распространения света, соответствующая максимальному коэффициенту преобразования. Отметим, что из измерения преобразования мод можно определить Δ' только по абсолютной величине, так как в (41) расстройка входит только в квадрате. Кроме того, из измерений $R(z)$ можно найти Δ' только, если удастся получить кривую с максимумом, что трудно в случае пленок с большим фарадеевским вращением, для которых $l_0 \sim 1$ мм, а также сильно поглощающих пленок, и невозможно, если размер пленки меньше l_0 . Во всех этих случаях, а также если нужно знать знак расстройки, следует пользоваться измерениями спектра мод.

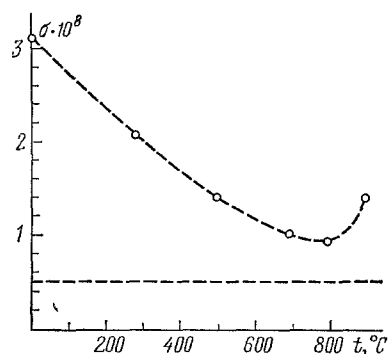


Рис. 11. Изменение квадратичного отклонения спектра ТЕ-мод при отжиге эпитаксиальной пленки граната ⁸¹.

Экспериментальные исследования двупреломления в пленках проводились в работах ^{38, 83-87}. В них определялась деформация эпитаксиальной пленки на основе рентгеновских измерений, а двупреломление находилось из волноводных измерений. На рис. 12 приведена зависимость двупреломления от деформации, построенная на основании экспериментальных данных из работ ^{38, 84, 86}, в которых исследовались пленки Y Tb Fe Al и Y Gd Fe Ga систем. В пределах ошибки эксперимента имеет место линейная зависимость $\Delta n(u_{\parallel})$, что означает независимость констант фотоупругости p_{44} от состава в этих пленках. Используя (50), можно найти, что

$$p_{44} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{n_0^3 (u_{\parallel} - u_{\perp})} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{n_0^3 (1 + h_{111}) u_{\parallel}}. \quad (91)$$

Из данных работ ^{38, 84, 86} можно найти среднее значение, $\bar{p}_{44} = -0,045 \pm \pm 0,005$, которое согласуется с полученными в работах ²³ для ряда гранатов

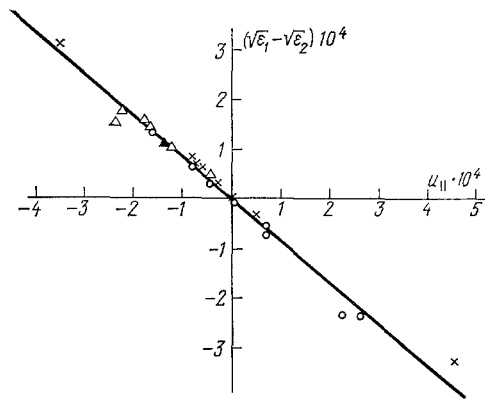


Рис. 12. Зависимость двупреломления от деформации эпитаксиальных пленок Y Tb Fe Al и Y Gd Fe Ga из работ: ³⁸ (треугольники), ^{84, 87} (крестики), ^{45, 86} (кружки).

из измерений двупреломления при одноосном сжатии (положительный знак константы в работах ²³ — ошибочен). В табл. III приведены характеристики эпитаксиальных пленок из работ ^{38, 84, 86}. Состав пленок дан по шихте; $a_{f\perp}$ определялся из рентгенографических измерений; принято, что $a_s = 12,383 \text{ \AA}$; величины h_{111} и c_{44} взяты из табл. II для ИЖГ; показатель преломления n и толщина пленки d вычислялись из измерений спектра мод, после чего вычислялась расстройка Δ^0 ; Δ' — определялось из спектра мод; $\Delta n'$ вычислялось по (89); значение p_{44} — по (91). Величины $R_{\max}(\theta = 0, \phi = 90^\circ)$, l_0 и α находились путем перемещения выходной призмы, а $|k|$ и $|\Delta'|$ определялись из (90).

Положительные значения p_{44} для двух пленок (№ 2 и 6) связаны с опечатками в ⁸⁶. По-видимому, для пленки № 2 переставлены значения Δ^0 и Δ' , а для пленки № 6 приведено неправильное значение $a_{f\perp}$. При вычислении \bar{p}_{44} эти пленки не принимались во внимание. Заметные отклонения значений p_{44} от среднего для различных пленок обусловлены, вероятно, неучетом в этих работах магнитооптического двупреломления. Обращает внимание хорошее соответствие между величиной расстройки, найденной из спектра мод и из преобразования.

Преобразование волноводных мод экспериментально исследовалось в работах ^{38, 45, 46, 84-91}. На рис. 13 приведена экспериментальная зависимость коэффициента преобразования при фарадеевской геометрии от длины пространства для пленки № 3 из табл. III, из которой можно найти, что $l = 3,2 \text{ мм}$ и $R_{\max} = 1$. Используя (90), находим, что $\Delta' = 0$ и $|k| = 9 \cdot 10^{-5}$. Согласно (50) и (56), при данной геометрии ($\theta = 0, \phi = 90^\circ$)

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \frac{\Delta g}{2} M^2 + 2p_{44}\varepsilon_0^2 (u_{\parallel} - u_{\perp}), \quad (92)$$

если предположить, что свет распространяется вдоль оси $\langle 110 \rangle$. Так как для синхронизма мод необходимо, чтобы $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$, то предполагая, что Δg достаточно мало, получаем, что пленка должна находиться в сжатом состоянии ($u_{\parallel} < 0$). Это подтверждается рентгеновскими измерениями (см. табл. III). Заметим, что при данной геометрии существует отличная от нуля недиаго-

Таблица III

№№ III	Состав пленок		$\alpha_{1,2}$, Å	$u_{ }$ 10 ⁻⁴	η_0	d , мкм	$\Delta\theta$ 10 ⁻⁵	Δn 10 ⁻⁵	$\frac{-\rho_{РАА}}{10^{-1}}$	$R_{\text{от}}$ $\theta = \pi/2$	l_0 , мм	$ \Delta\Gamma $ 10 ⁻⁵	α , дБ/см (ТЕО)	Литера- тура
	x	y												
Y_{8-x}Tb_xFe_{8-y}Al_yO₁₂														
1	2,07	0,43	12,3868	-1,7	2,192	7,4	3,8	-9,3	13,1	0,4	4,3	8,6	13	38, 86
2	1,59	0,33	12,3842	-0,5	2,189	5,7	3,7	8,2	-4,5	-0,45	3,5	3,7	6	То же
3	1,23	0,25	12,3849	-0,8	1,496	6,3	6,2	0,0	6,2	0,38	3,2	0,0	5,6	»
4	1,11	0,28	12,3769	2,7	2,189	6,8	5,0	29	-24	0,46	1,6	30,1	7,6	»
5	1,27	0,25	12,3830	0,0	2,193	5,1	11,4	11,3	0,1	—	2,5	11,3	5,6	»
6	1,34	0,26	12,3841	-0,48	2,195	8,2	2,9	5,9	-3	-0,32	2,6	5,9	5,9	»
7	1,09	0,29	12,3815	0,66	2,188	5,6	8,6	14	-5,4	0,74	2,1	14	5,5	»
8	1,09	0,29	12,3778	2,27	2,19	6,7	5,3	29	-23,7	0,54	1,7	28,3	—	45
9	1,40	0,28	12,3815	0,66	2,19	6,1	7,3	14	-6,7	0,52	2,1	13,7	—	То же
10	1,22	0,29	12,3841	-0,48	2,19	7,6	3,8	1	2,8	0,35	2,3	5,6	—	»
Gd_xY_{8-x}Fe_{8-y}Ga_yO₁₂														
11	0,45	0,9	12,3848	-0,79	2,147	5,3	10,7	3,8	6,9	0,48	3,4	3,8	—	81, 87
12	0,5	1,0	12,3838	-0,35	2,15	—	19,7	16,7	3,0	0,47	2,8	16,7	—	То же
13	0,4	1,0	12,3830	0,0	2,15	3,4	36	36	0	—	1,5	35,4	—	»
14	0,4	1,2	12,3724	4,6	2,13	5,8	5	38	-33	0,4	1,5	38	6	»
15	0,45	0,9	12,3850	-0,87	2,15	4,5	16,1	8,1	8	0,5	5,8	5	—	87
16	—	—	12,3846	-0,7	2,15	—	18,4	12	6,4	0,5	3,4	12,4	—	То же
17	0,62	1,0	12,3841	-0,48	2,145	5,4	10	5,1	4,9	0,56	4,8	4,7	5,7	38
18	0,7	0,995	12,3884	-2,4	2,147	7,6	3,6	12,5	16,1	0,37	3,3	12,5	6,5	То же
19	0,677	1,0	12,3862	-1,4	2,146	9,2	2	-8,8	10,8	0,42	3,9	8,9	6,0	»
20	0,69	1,044	12,3882	-2,3	2,148	4,2	49,6	2,0	17,6	0,42	5,0	2,0	5,2	»
21	0,674	1,05	12,3870	-1,75	2,147	4,4	17,3	2,1	15,2	0,47	5,0	2,0	5,4	»
22	0,687	1,03	12,3859	-1,27	2,150	5,5	8,7	1,7	10,4	0,45	5,1	1,6	7,0	»
23	0,7	0,978	12,3871	-1,79	2,145	4,7	14,3	-1,2	15,5	0,47	4,6	1,3	5,0	»
24	Еu _{1,5} Y _{1,5} Al _{0,53} Fe _{4,37} O ₁₂	—	12,3913	-3,6	2,13	7,3	35,3	3,95	31,4	0,49	—	—	—	87

нальная компонента симметричной части $\hat{\epsilon}$, а именно, $\epsilon_6 = \sqrt{2}\Delta g/6$, и таким образом коэффициент связи определяется не только константой Фарадеевского вращения, но и анизотропией эффекта Фойгта.

На рис. 13 приведены зависимости $R(z)$, когда направление намагниченности определялось углами $\theta = 45^\circ$ и $\phi = 0$ (рис. 7) для пленки, близкой

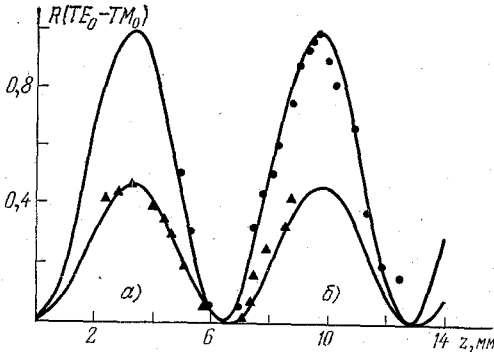


Рис. 13. Преобразование $TE_0 \rightarrow TM_0$ -мод. а) В пленке № 3 из табл. III (фарадеевская геометрия⁸⁸, кривая — расчет по (41) при $\Delta' = 0$ и $|k| = 9 \cdot 10^{-5}$); б) в пленке, близкой по составу к № 2 из табл. III (углы намагниченности: $\theta = 45^\circ$ и $\phi = 0^\circ$, кривая — расчет по (41) при $|\Delta'| = 1,3 \cdot 10^{-4}$ и $|k| = 6 \cdot 10^{-5}$).

по составу к № 2 из табл. III. В данной геометрии преобразование обусловлено, как можно найти из (56), недиагональной компонентой $\epsilon_6 = g_{44} + 0,2\Delta g$. Из экспериментальной зависимости $R(z)$ можно найти, что $|\Delta'| = 1,3 \cdot 10^{-4}$ и $|k| = 6 \cdot 10^{-5}$.

Важной характеристикой волновода является величина потерь. Общие потери в основном складываются из поглощения в материале пленки и рассеяния как на границах, так и в объеме пленки. Так как эти механизмы имеют

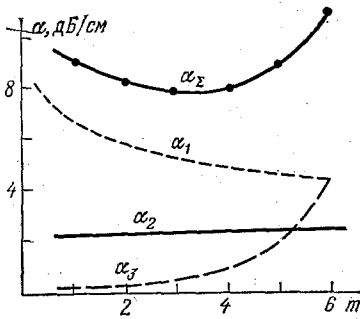


Рис. 14. Потери для мод различных порядков.

α_Σ — общие потери, α_1 — поглощение в пленке, α_2 — рассеяние в пленке, α_3 — рассеяние на границах.

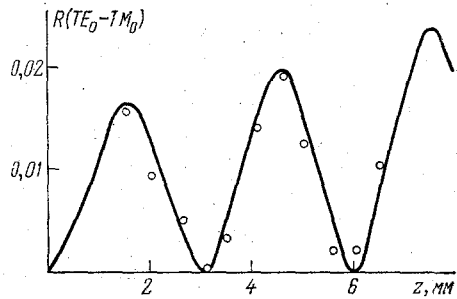


Рис. 15. Преобразование $TE_0 \rightarrow TM_0$ -мод для пленки № 14 из табл. III^{84, 89}.

Кривая — расчет при $\alpha_e = 6$ дБ/см, $\alpha_h = 11$ дБ/см, $k = 2,4 \cdot 10^{-5}$, $|\Delta'| = 3,8 \cdot 10^{-4}$ по формуле (93).

различные зависимости от порядка моды (из-за различного распределения поля в поперечном сечении волновода для мод различных порядков), то можно разделить их вклады в общие потери⁹¹. На рис. 14 приведена зависимость общих потерь от порядка мод и показаны вклады различных механизмов.

В работе⁸⁹ изучалось преобразование мод с учетом поглощения α_e и α_h ТЕ-и ТМ-мод соответственно. В этом случае коэффициент преобразования будет определяться выражением

$$R(z) = \exp[-(\alpha_e + \alpha_h)z] \cdot \frac{4|k|^2}{L^2} \left\{ \sin^2\left(\frac{Lz}{2} \cos \frac{\psi}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{Lz}{2} \sin \frac{\psi}{2}\right) \right\}, \quad (93)$$

где

$$L = \{[4v^2 - \Delta\alpha^2]^2 + 4(\Delta' \cdot \Delta\alpha)^2\}^{1/4}, \quad \psi = -\arctg\left[\frac{2\Delta' \cdot \Delta\alpha}{4v^2 - \Delta\alpha^2}\right], \quad \Delta\alpha = \alpha_e - \alpha_h.$$

Если $\Delta\alpha = 0$, то (93) сводится к (41) за исключением экспоненциального множителя $\exp(-2\alpha z)$ (ошибочно опущенного в ⁸⁹). На рис. 15 представлена экспериментальная зависимость преобразования (пленка № 14, табл. III) от длины распространения и теоретическая зависимость согласно (93) при $\alpha_e = 6$ дБ/см, $\alpha_h = 11$ дБ/см, $kk_0 = 75$ град/см, $\Delta'k_0 = 1200$ град/см. Увеличение максимума преобразования объясняется разностью потерь ТЕ-и ТМ-мод.

В работах ^{84,88-90} изучалась зависимость преобразования от внешнего магнитного поля. Зависимости описываются (41) и (56). На рис. 16 показана

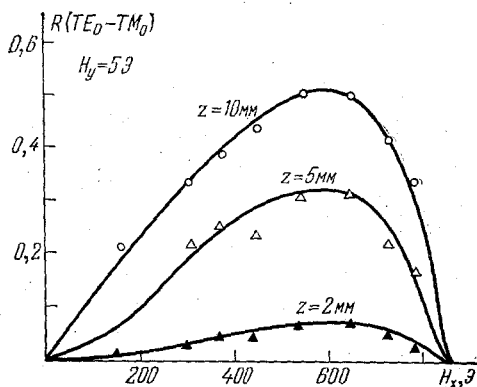


Рис. 16. Преобразование в зависимости от величины постоянного магнитного поля, перпендикулярного пленке № 11 из табл. III ^{84, 89}.

Кривые — расчет по (41) и (56) при $k = 1,4 \cdot 10^{-3}$, $\Delta' = 4,7 \cdot 10^{-6}$, $\Delta g = 0$, $\sin \phi = H_x/H_u$, $H_u = 820$ Э.

зависимость преобразования от величины магнитного поля, приложенного вдоль оси x (перпендикулярно пленке). Величина преобразования проходит через максимум (когда намагниченность направлена под углами $\theta = 45^\circ$ и $\phi = 0^\circ$) и исчезает при полях, больших ~ 800 эрстед (когда $\theta = 90^\circ$), как это следует из (56). На рис. 16 показаны теоретические зависимости, полученные в предположении $\Delta g = 0$ и $\sin \theta = H_x/H_u$, где H_u — поле одноосной

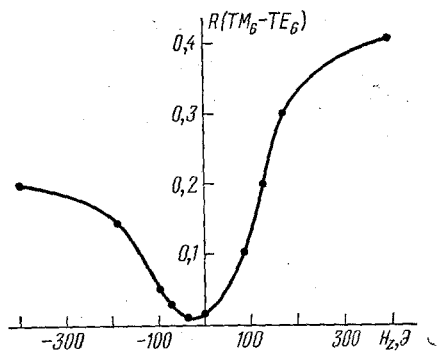


Рис. 17. Преобразование $TM_6 \rightarrow TE_6$ -мод в зависимости от величины продольного магнитного поля для пленки $Y_3Sc_{0,37}Fe_{3,61}Ga_{1,02}O_{12}$ толщиной ~ 9 мкм ⁹⁰.

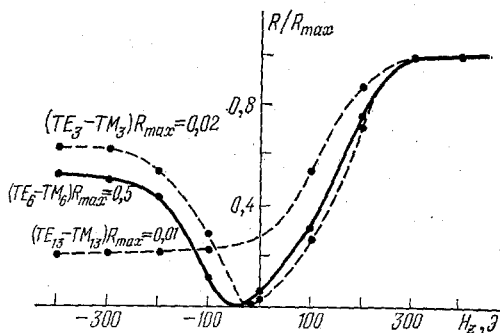


Рис. 18. Невзаимное преобразование мод для пленки $Y_3Sc_{0,37}Fe_{3,61}Ga_{1,02}O_{12}$.

анизотропии (~ 820 эрстед для данной пленки). Согласие с экспериментом хорошее.

Невзаимное преобразование мод в эпитаксиальных пленках феррита-граната было обнаружено в ⁹⁰ при изменении направления магнитного поля на обратное вдоль направления распространения (рис. 17). Оно было объяснено сочетанием взаимного преобразования в подложке из-за оптической анизотропии, вызванной напряжениями, и невзаимного преобразования в пленке из-за эффекта Фарадея. На рис. 18 показана зависимость преобразова-

ния от величины и направления поля для нескольких пар мод одного порядка. Уменьшение R/R_{\max} при возрастании порядка мод подтверждает предположение о том, что природа невзаимности преобразования связана в данном случае с двупреломлением в подложке.

В работе ⁴⁶ значительная невзаимность ($R^+ = 0,93$; $R^- = 0,09$) наблюдалась в неоднородном магнитном поле. Авторы объяснили ее возникновение наличием магнитного двупреломления в одних частях пленки и гиротропии в других.

Отметим еще некоторые экспериментальные работы по изучению волноводного распространения света в ферритовых пленках. В работе ⁹² было продемонстрировано влияние связи между модами на спектр мод. Как уже отмечалось выше (см. гл. 2), связь приводит к изменению постоянных распространения согласно (44) и к «гибридизации» мод. Оба эти эффекта были обнаружены благодаря двупреломляющей рутиловой призме, которая расщепляла каждую гибридную моду на два луча, соответствующих ее компонентам с разной поляризацией.

В работе ⁷ изучался спектр поглощения эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов методом волноводной оптики. Впервые волноводная оптика была использована для непрерывной записи спектра поглощения, что позволило выявить особенности спектра, которые не удается (из-за малой толщины и поглощения пленки) обнаружить обычными методами спектроскопии поглощения. На рис. 19 показан спектр пропускания, полученный просвечиванием пленки и волноводным методом ⁷.

Перспективным направлением по созданию более миниатюрных элементов интегральной оптики является использование многослойных волноводов. Первым шагом в этом направлении является синтез и исследование двухслойных эпитаксиальных пленок ^{56-58,93,94}.

Рис. 19. Дисперсионные зависимости пропускания при обычном просвечивании и коэффициенты поглощения при волноводном распространении для $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ ⁷.

В работе ⁵⁶ было предложено использовать двойную эпитаксиальную гетероструктуру для получения квазисинхронизма мод. На подложке из гадолиний-галлиевого граната выращивается пленка, состоящая из двух слоев. Слой, ближайший к подложке, имеет показатель преломления несколько меньше, чем у следующего слоя. Постоянные распространения без учета анизотропии и гиротропии могут быть рассчитаны с помощью дисперсионных уравнений для четырехслойной волноводной структуры, полученных в ⁵⁸.

В области значений β , не слишком близких к показателю преломления промежуточного слоя, такая волноводная структура ведет себя как обычная трехслойная, в которой роль подложки играет промежуточный слой. Так как диапазон значений β в такой структуре ограничен узкой областью между показателями преломления двух слоев пленки, то ясно, что разность волновых чисел ТЕ- и ТМ-мод одного порядка (Δ^0) будет меньше, чем без промежуточного слоя. Экспериментально это проверялось на гетероструктуре $\text{GdGa} - \text{YbScGaFe} - \text{YbScFe}$ ⁵⁶, в которой было получено $R = 0,5$ для мод первого порядка.

В работе ⁵⁷ было достигнуто значение $R = 0,96$ для подобной структуры (верхний слой пленки также содержал галлий, но в меньшей концентрации, чем промежуточный). Такое большое преобразование (вместо расчетного $R =$

= 0,2 в случае изотропной структуры) обусловлено дополнительным сближением мод из-за фотоупругой анизотропии в верхнем слое.

В работе ⁵⁷ отмечалось, что при разности показателей преломления двух слоев пленки, равной 0,005, можно получить коэффициент преобразования $R = 0,95$ без анизотропии при удельном фарадеевском вращении 200 град/см, но при этом становятся слишком жесткими требования к контролю показателей преломления обоих слоев гетероструктуры. Требования к контролю показателей преломления могут быть снижены путем нанесения покрытия с достаточно большим показателем преломления (в пределе равном показателю промежуточного слоя).

Как будет ясно из гл. 4, для устройств, использующих связь волноводных мод, существенно иметь как можно большее преобразование между ними. В заключение этого параграфа перечислим возможные способы увеличения преобразования мод ⁵⁸. Оно может быть увеличено использованием 1) анизотропного материала в волноводной структуре, 2) эффекта Фойгта, 3) металлического покрытия, отделенного от волновода промежуточной пленкой ⁹⁵, 4) периодической структуры, 5) материалов с сильным фарадеевским вращением и 6) двухслойных пленок.

4. ФЕРРИТОВЫЕ ПЛЕНКИ В ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Хотя первой демонстрацией возможного использования эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов в интегральной оптике был модулятор (переключатель) ⁵¹, наиболее перспективны они для создания невзаимных элементов, которые в основном и будут рассмотрены ниже.

Принципы построения невзаимных элементов интегральной оптики разрабатывались в работах ^{31б, 33, 39, 43, 48, 50, 54, 55, 57, 96-103}. Обычно основным

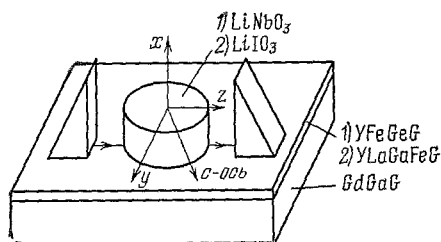


Рис. 20. Вентиль с «полувытекающего типа» ⁵⁰ (вариант 1) и ОПМ⁴⁸ (2)

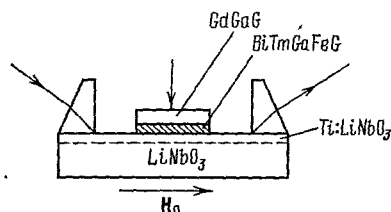


Рис. 21.* Вентиль с невзаимностью преобразования Γ_{\pm} ДБ ⁹⁹.

элементом таких устройств, как вентиль, циркулятор и т. д. является так называемый однонаправленный преобразователь мод (ОПМ), который в идеальном случае обладает $R^+ = 0$ и $R^- = 1$. Как было показано в гл. 2, невзаимность преобразования может быть связана с невзаимностью расстройки или коэффициента связи. Во всех ОПМ, предложенных до сих пор, используется невзаимность коэффициента связи. Как ясно из гл. 2, невзаимность коэффициента связи можно получить сочетанием определенной оптической анизотропии с соответствующей гиротропией. Такое сочетание может быть каскадного ⁵⁵ или односекционного ⁹⁸ типа. Если основываться на предложенных до настоящего времени вариантах, то односекционные имеют преимущество по части миниатюризации, но пока менее технологичны.

Перейдем теперь к рассмотрению конкретных вариантов ОПМ. На рис. 20 представлен вентиль, предложенный в работе ⁴⁸. Невзаимность коэффициента связи предполагалось получить за счет гиротропии ферритовой пленки и анизотропии покрытия из монокристалла йодата лития. Экспериментально, однако, получить невзаимное преобразование в такой системе не удалось.

Как было показано в работах ^{33,48}, коэффициент связи в такой системе очень резко зависит от величины воздушного зазора между пленкой и покрытием. Неудачный выбор материала для покрытия, который гигроскопичен, повидимому, и привел к отрицательному результату.

В работе ⁹⁹ была экспериментально продемонстрирована односекционная система с невязимостью преобразования 7 дБ (рис. 21). К диффузионному волноводу на основе ниобата лития прижималась пленка BiTmFeGa-граната до возникновения оптического контакта, в области которого возникал или двухслойный волновод, или система двух связанных волноводов, что зависело от величины воздушного зазора между диффузионным волноводом и магнитной пленкой. В том и другом случае энергия частично распространялась по магнитной пленке, где имело место преобразование из-за эффекта Фарадея. Вариацией таких параметров, как величины давления на пленку и длина оптического контакта, удалось получить невязимость преобразования $(1 - R^+)(1 - R^-) \equiv I^+/I^-$ (I^+ и I^- — интенсивности моды при распространении в прямом (+) и обратном (—) направлении) 7 дБ для мод нулевого порядка при $\lambda = 1,15$ мкм и длине оптического контакта ~ 3 мм.

Для увеличения невязимости требуется более тщательный подбор параметров диффузионного волновода и магнитной пленки. В целом эта невязимая система имеет то преимущество перед обсуждавшейся в ⁴⁸, что непосредственно за ней может быть создан электро- или акустооптический модулятор с использованием того же самого диффузионного волновода.

ОПМ каскадного типа был описан в работе ¹⁰¹. Он состоит из двух секций одной и той же эпитаксиальной пленки граната. В одной секции с помощью внешнего магнитного поля осуществляется фарадеевская геометрия, а во второй другим источником внешнего магнитного поля создается геометрия эффекта Фойгта. Необходимое для работы ОПМ согласование фазовых скоростей мод получали с помощью деформации пленки при эпитаксиальном выращивании, подбирая соответствующее рассогласование параметров решеток пленки и подложки (см. гл. 3). Используя (36), (37), (45), (56) и (59), можно получить, что для мод вдали от отсечки справедливы следующие выражения для входящих в (68) величин:

$$\begin{aligned} k &= fM \cos \theta \sin \phi + ig_{44}M^2 \sin 2\theta \cos \phi, \\ \Delta' &= 2g_{44}M^2 (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta \cos^2 \phi), \\ v^2 &= (fM)^2 \cos^2 \theta \sin^2 \phi + g_{44}^2 M^4 (1 - \cos^2 \theta \sin^2 \phi)^2, \end{aligned} \quad (94)$$

где положено $\Delta^0 = \Delta g = 0$. Подставляя в (68) значения k и v из (94) для двух секций ОПМ, в которых направления намагниченности определяются углами $\theta_1 = 0$, $\phi_1 = \pi/2$ и $\theta_2 = \pi/8$, $\phi_2 = 0$; а длина секций равна $z_1 = \pi/4v_1$ и $z_2 = \pi/2v_2$, получаем, что общая матрица двухсекционного ОПМ будет для прямой (+) и обратной (—) волн иметь вид

$$T^+ = T_1^+ T_2 = i \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad T^- = T_1^- T_2 = i \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Таким образом, имеет место полное преобразование для обратной волны и отсутствие преобразования для прямой.

ОПМ был реализован на основе пленки из YGdGaFe-граната толщиной 5 мкм, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната ориентации {111}. Свет распространялся вдоль направления $\langle 110 \rangle$. Фарадеевская секция ОПМ была длиной 3,5 мм, а секция с геометрией Фойгта — 12 мм. В работе продемонстрирована невязимость преобразования, но количественной оценки ее не приводится.

На основе ОПМ может быть создан вентиль, если на обоих его концах расположить фильтры мод ⁵⁵. Как показано в работах ¹⁰⁴, в качестве фильтра, пропускающего только ТЕ-моды, могут служить металлические покрытия. Затухание ТМ-моды для алюминиевого покрытия > 60 дБ/мм, в то время как

потери для ТЕ-моды < 1 дБ/мм. Поглощение ТЕ-моды можно уменьшить путем нанесения диэлектрической пленки между волноводом и металлом.

Другой тип вентиля был предложен в работе ⁴³ и осуществлен в ⁵⁰ (рис. 20). Он основан на использовании волноводов полувывтекающего типа (см. гл. 2 и 3). Невзаимность, полученная на волноводной структуре из пленки иттрий железного граната с покрытием из кристалла ниобата лития, составляла 10 дБ на расстоянии 1 см при $\lambda = 1,15$ мкм. Главной особенностью этого вентиля является то, что в нем волноводная мода взаимодействует с излучательной, а не с волноводной. В этом случае жесткие требования к синхронизму

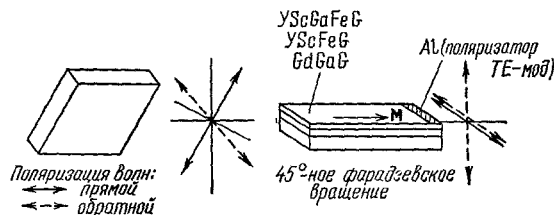


Рис. 22. Вентиль, использующий двухслойную пленку ⁵⁷.

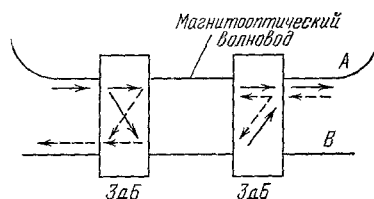


Рис. 23. Вентиль на принципе невязимного фазового сдвига ⁹⁷.

мод, длине вентиля, толщине пленки, качеству оптического контакта, которые имеют место для устройств, использующих преобразование между волноводными модами, заметно снижаются. Например, вентиль полувывтекающего типа может работать при любой длине распространения, т. е. удвоение длины ведет к удвоению невязимности. Отметим, что полную невязимность невозможно получить в таком вентиле, так как преобразование изменяется экспоненциально (71). В работе ⁵⁰ была получена невязимность 10 дБ на длине 1 см, что сравнимо с результатами, полученными при преобразовании волноводных мод (10,1 дБ на длине 8 мм ⁴⁶). Требования к оптическому контакту в случае вентиля полувывтекающего типа также менее жесткие.

Несмотря на все вышеизложенные достоинства вентиля полувывтекающего типа, он безусловно не является универсальным, главным образом из-за сложности конструкции, стоимости, необходимости иметь два различных высококачественных монокристалла, нетехнологичности (плохая сочетаемость с планарной технологией) и т. д. Неясно также, в какой степени удастся увеличить невязимность без существенного усложнения технологии. Следует отметить и большие вносимые потери для прямой волны $\sim 10,1$ дБ для случая невязимности в 9,9 дБ.

Многие из указанных выше недостатков могут быть, по-видимому, устранены в вентиле, основанном на двухслойной пленке. Один из вариантов такого вентиля был предложен в работе ⁵⁷. На рис. 22 изображена его принципиальная схема. Свет от полупроводникового лазера проходит через двухслойную пленку, плоскость которой находится под углом 45° к плоскости поляризации лазера. После поворота на 45° в пленке поляризация света соответствует поляризации ТЕ-моды и излучение проходит через фильтр в виде металлического покрытия. Обратная волна в виде ТЕ-поляризации (ТМ-поляризацию не пропускает фильтр) проходит двухслойную пленку с поворотом плоскости поляризации на 45° и попадает на полупроводниковый лазер. Так как угол между плоскостью поляризации лазера и обратной волны составляет 90° , то обратное излучение не влияет на характеристики излучения лазера. Работа двухслойной пленки основана на почти полном ТЕ \rightleftharpoons ТМ-преобразовании (см. гл. 3).

В работе ⁹⁷ был предложен вентиль для ТМ-мод, использующий невязимность фазового сдвига δ_e , определяемого из (36) и не нуждающийся в преобра-

зовании мод. Вентиль имеет структуру интерферометра (рис. 23), в котором фазовая невзаимность преобразуется в амплитудную. Практически вентиль не реализован.

В работе ¹⁰⁰ теоретически детально анализируется пятислойная волноводная структура, состоящая из двух изотропных диэлектрических волноводов, связанных гиротропной и/или анизотропной средой. Показано, что на основе этой структуры можно создать оптический циркулятор, который не требует разделителя мод на входе и выходе, и вентиль, который не требует фильтров мод.

В работах ¹⁰³ предлагается использовать для создания ОПМ магнитные материалы с большой естественной оптической анизотропией, такие как YFeO_3 и FeVO_3 . Практическая реализация различных вариантов устройств из работ ^{100,103} будет зависеть от будущего развития тонкопленочной технологии как в отношении достижения высокого качества волноводных структур, так и возможности строгого контроля их параметров.

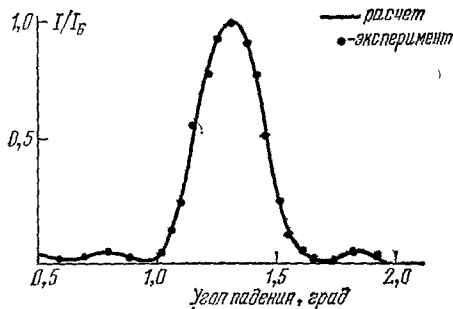


Рис. 24. Дифракция «волноводного» света на страйп-доменах ¹⁰⁵.

В заключение этой главы остановимся на некоторых возможных применениях эпитаксиальных ферритовых пленок граната, не относящихся к невзаимным элементам. В работе ¹⁰⁵ был описан дефлектор, использующий периодическую решетку из страйп-доменов (гл. 3). Волноводнораспространяющийся в пленке свет дифрагировал на решетке из страйп-доменов, имеющих изменяющую знак компоненту намагниченности в плоскости пленки. С помощью рутиловой призмы возбуждалась TE_{1-} мода, которая дифрагировала на поляризационной решетке страйп-доменов. Свет преобразовывался в моду TM_1 и отклонялся в результате дифракции на максимальный угол в 3° с максимальной эффективностью 15% (отношение интенсивностей отклоненного ко всему прошедшему свету). Использовалась пленка толщиной 4,4 мкм состава $\text{Gd}_{0,45}\text{Y}_{2,55}\text{Fe}_{4,2}\text{Ga}_{0,8}\text{O}_{12}$. Изменение интенсивности дифрагированного света в зависимости от угла падения можно рассчитать по формуле (41), где в данном случае следует положить для прямоугольного профиля изменения намагниченности: $R = I/I_0$, $|k| = |F_0|/2\pi$, $z = L$, $\Delta' = 2\pi(\Phi - \Phi_B)/D$; здесь I_0 , I — интенсивности падающего и дифрагированного света соответственно, F_0 — удельное фарадеевское вращение, L — длина взаимодействия, D — период страйп-доменов, Φ — угол падения в плоскости пленки по отношению к доменным стенкам и Φ_B — угол Брэгга, определяемый соотношением $\sin \Phi_B = \lambda(2nD)^{-1}$.

На рис. 24 приведена зависимость I/I_B , где I_B — интенсивность для угла Брэгга. Расчетная кривая соответствует параметрам $L = 4$ мм, $F_0 = 130$ град/см, $D = 25$ мкм. При этом теоретическое значение эффективности дифракции составляет 30%. Кривые на рис. 24 соответствуют эффективности 3%. Путем увеличения расстояния до 1 см удалось получить максимальную эффективность 15%. Для увеличения эффективности следует использовать пленки с лучшей регулярностью доменной структуры и с более высокими значениями добротности $M_1 = F_0/\alpha$.

В работе ¹⁰⁶ решетка из страйп-доменов эпитаксиальной пленки ViYbFe -граната была использована для ввода света в стеклянный волновод. Эффективность дифракции в первый порядок для пленки толщиной 0,41 мкм составляла 0,41%. Интенсивность света, введенного в волновод, уменьшалась на 72% с помощью внешнего импульсного магнитного поля, которое изменяло период доменной структуры.

В работе ¹⁰⁷ предлагается использовать эпитаксиальные пленки гранатов для создания интегральнооптических логических элементов, которые по оценке автора имеют размеры (~ 23 мкм) гораздо меньшие, чем аналогичные элементы на электрооптических материалах (миллиметры).

Как уже упоминалось в начале этого раздела, эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов могут найти применение в амплитудных модуляторах ^{44, 51, 53}, фактор качества которых сравним с лучшими электрооптическими модуляторами (~ 1 милливатт/мегагерц), а предельные значения частоты могут лежать выше 1 ГГц. Мы не будем здесь останавливаться на рассмотрении модуляторов, так как описание их работы и сравнение характеристик с акусто- и электрооптическими модуляторами дано в обзоре ¹. Обратим только внимание на работу ¹⁰⁸, в которой начаты исследования взаимодействия «волноводного» света с поверхностными спиновыми волнами. В эпитаксиальной пленке иттриевого феррита-граната при коллинеарном распространении света и спиновой волны получено преобразование в 4% на частоте ~ 4 ГГц. Достижение большего преобразования при уменьшении длины взаимодействия связано с возможностью выращивания пленок с узкой шириной ферромагнитного резонанса и большим фарадеевским вращением.

Одной из главных проблем на пути использования эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов в интегральной оптике остаются большие оптические потери. Как видно из табл. III, наилучший результат — 5 дБ/см — намного превосходит потери в массивных образцах иттриевого граната — 0,26 дБ/см ¹⁰⁹⁻¹¹⁰, что по-видимому, связано с присутствием свинца в пленке. Если устройство основано на использовании только эффекта Фарадея, то вносимые потери определяются отношением фарадеевского вращения к потерям (M_2). Введение в гранаты ионов V^{3+} и/или P^{3+} , заметно увеличивая фарадеевское вращение, к сожалению, увеличивают и потери (см. табл. II). Улучшить ситуацию позволяет увеличение длины волны излучения и охлаждение ¹⁰⁹. Заметим, что увеличение длины волны, например, до 1,55 мкм приводит одновременно к увеличению величины M_2 и к значительному уменьшению потерь в оптическом волокне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели эффекты, которые могут наблюдаться (или уже наблюдались) в волноводных структурах, содержащих гиротропные среды. Хотелось бы еще раз подчеркнуть, что волноводная магнитооптика способна решать фундаментальные, материаловедческие и прикладные задачи. К фундаментальным проблемам, в которые волноводная магнитооптика может внести ясность, относится, например, вопрос о вкладе магнитной проницаемости в магнитооптические эффекты.

С точки зрения характеристики тонкопленочных материалов волноводная магнитооптика является очень точным методом определения таких параметров как толщина, показатель преломления, двупреломление, фарадеевское вращение, константы фотоупругого тензора и магнитооптического тензора второго порядка по намагниченности и т. д., некоторые из которых затруднительно, а иногда и невозможно получить другими методами.

Возможности применений эффектов волноводной магнитооптики чрезвычайно разнообразны. Эффекты Фарадея и Фойгта могут быть использованы для модуляции света малыми магнитными полями ($\sim 0,19$). В плане не взаимности могут быть реализованы вентили, циркуляторы, гираторы в интегральнооптическом исполнении. Вентили на эпитаксиальных пленках граната уже сейчас могут найти применение в системах оптической связи с полупроводниковыми лазерами для уменьшения сильного шума из-за отраженного излучения.

На данном этапе сложно сделать конкретные выводы относительно будущего использования магнитных материалов в интегральной оптике. Наиболее вероятная сфера их применения, по нашему мнению, — не взаимные развя-

зывающие элементы. Мы не согласны с мнением, высказанным в ³, о том, что неважные устройства не нужны в интегральных оптических цепях. Хотя отражения от соединений в тонкопленочных устройствах могут быть существенно уменьшены с помощью соединений типа «скошенный край» и не вся отраженная энергия образует обратную волну в волноводе, нельзя утверждать, что другие неоднородности в оптической схеме (например, модуляторы, соединения с волокном и т. д.) не приведут к образованию обратной волны достаточной мощности. Более того, экспериментально уже показано ⁹, что при соединении полупроводникового лазера с волокном неважное устройство необходимо для уничтожения амплитудных и частотных осцилляций, вызванных отраженной волной.

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения статьи В. Н. Гридневу, Е. Л. Ивченко, О. Г. Руткину, Р. В. Писареву и А. С. Трифонову.

Институт общей физики АН СССР,
Москва
Институт им. А. Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Интегральная оптика /Под ред. Т. Тамира.— М.: Мир, 1978.
2. Гончаренко А. М., Дерюгин Л. Н., Прохоров А. М., Шипуло Г. П.— ЖПС, 1978, т. 24, с. 987.
3. Tien P. K.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 361.
4. Taylor H. F., Yarov A.— Proc. IEEE, 1974, v. 62, p. 1044; перевод: ТИИЭР, 1974, т. 62, № 8, с. 4.
5. Westwood W. D.— Can. J. Phys., 1979, v. 57, p. 1247.
6. Tanaka K.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, p. 672.
7. Olivier M., Penzin J. C., Danel J. S.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 79.
8. Mitsunaga K.— Opt. Commun., 1978, v. 27, p. 361.
9. Birch K. P.— Ibid., 1982, v. 43, p. 79.
10. Ikushima I., Maedo M.— IEEE J. Quantum Electron., 1978, v. 14, p. 331.
11. Hirota O., Suematsu Y.— Ibid., 1979, v. 15, p. 142.
12. Matsumoto T.— Electron. Lett., 1979, v. 15, p. 625.
13. Wenke G., Elze G.— J. Opt. Comm., 1981, v. 2, p. 128.
14. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмодобных сред.— М.: Госатомиздат, 1961.
15. Игнатов А. М., Рухадзе А. А.— УФН, 1981, т. 135, с. 171.
16. Пекар С. И. Кристаллооптика и добавочные световые волны.— Киев: Наукова Думка, 1982.
17. Гроот С. Р., Сатторп Л. Г. Электродинамика.— М.: Наука, 1982.
18. Келих С. Молекулярная нелинейная оптика.— М.: Наука, 1981.
19. Caldwell D. J., Eyring H. The Theory of Optical Activity.— N. Y.: Wiley International, 1971.
20. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов.— М.: Наука, 1979.
21. Левич В. Г., Вдовин Ю. А., Мямлин В. А. Курс теоретической физики.— М.: Физматгиз, 1962.
22. Федоров Ф. И. Теория гиротропии.— Минск: Наука и техника, 1976.
23. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
24. Hornreich R. M., Shtrikman S.— Phys. Rev., 1968, v. 171, p. 1065.
25. Pershan P. S.— J. Appl. Phys., 1967, v. 38, p. 1482.
26. Криничик Г. С. Физика магнитных явлений.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976.
27. Криничик Г. С., Коцник С. В., Ганьшина Е. А.— ФТТ, 1982, т. 24, с. 1270.
28. Агеев А. Н., Гриднев В. Н., Руткин О. Г., Смоленский Г. А.— ФТТ, 1983, т. 25, с. 478.
29. Най Д. Физические свойства кристаллов.— М.: ИЛ, 1960.
30. Смоленский Г. А., Писарев Р. В., Синий И. Г.— УФН, 1975, т. 116, с. 231.
31. Dillon J. F. et al.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 4613.
32. Дедух Л. Д., Никитенко В. И.— ФТТ, 1970, т. 12, с. 1768.
33. Lynch R. T., Dillon J. F.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 225.
34. Писарев Р. В., Колпакова Н. Н.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 56.

24. Wemple S. H., Blank S. L., Semon J. A.— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 9, p. 2134.
25. а) Scott G. B.— In: Physics of Magnetic Garnets /Ed. A. Paoletti.— Amsterdam: North-Holland, 1973.
б) Валиев У. В., Звездин А. К., Криничик Г. С.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 2356.
26. а) Dillon J. F.— Цит. в ^{25а} сб.; In: Proc. of Intern. Conference on Ferrites-3/Ed. H. Watanabe.— Japan, 1980.— Center of Academic Publ. of Japan, 1981.— P. 743.
б) Hansen P., Heitmann H., Witter K.— Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 23, p. 6085.
Криничик Г. С., Костюрин А. А., Горбунова В. Д.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1037.
Физика магнитных диэлектриков /Под ред. Г. А. Смоленского.— Л.: Наука, 1974.
27. Сиротин Ю. С., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики.— М.: Наука, 1975.— С. 663.
28. Torfeh M., Le Gall H.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1981, v. 63, p. 247.
29. Muller M. W., Sun M. J.— In: Proc. of Symposium on Optical and Acoustic Micro-Electronics, USA, 1974.— Brooklin, N. Y., 1975.— P. 393.
30. Smolensky G. A., Ageev A. N., Mironov S. A.— Цит. в ^{26а} сб.— P. 753.
31. а) Tien P. K.— Appl. Optics, 1971, v. 10, p. 2395.
Wang S., Shah M., Crow J. D.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, p. 1861; IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. 8, p. 212.
б) Kogelnik H.— IEEE J. Quantum Electron., 1973, v. 9, p. 795.
32. Yamamoto S., Kouyama Y.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, p. 5090.
Wang S., Crow J. D.— Ibid., 1973, v. 44, p. 3232.
33. Sun M. J., Muller M. W., Chang W. S.— Appl. Optics, 1977, v. 16, p. 2986.
34. Yarov A.— IEEE J. Quantum Electron., 1973, v. 9, p. 919.
35. Marcuse D.— Bell Syst. Tech. J., 1975, v. 54, p. 985.
36. Gia Russo D. F., Harris J. H.— J. Opt. Soc. Am., 1973, v. 63, p. 138.
37. Костюрин А. А.— Письма ЖТФ, 1978, т. 4, с. 1477.
38. Torfeh M. Thesis.— Orsay, 1979.
39. Taki K., Miyazaki Y., Akaо Y., — Japan J. Appl. Phys., 1980, v. 19, p. 925.
40. Satomura Y., Matsuhara M.— IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1974, v. 22, p. 86.
41. Pershan P. S.— Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 919.
42. Sosnowski T. P.— Opt. Comm., 1972, v. 4, p. 408; 1973, v. 7, p. 47.
43. Yamamoto S., Makimoto T.— IEEE J. Quantum Electron., 1976, v. 12, p. 764.
44. Yamamoto S., Makimoto T.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 1680.
45. Courtois L., Desvignes J. M., Torfeh M., Le Gall H., Castera J. P.— In: Rare Earth Conference, Olgebay Park, USA, September 1977.
46. Torfeh M., Desvignes J. M., Courtois L., Le Gall H.— J. Appl. Phys., 1978, v. 43, p. 1806.
47. Aleck B. J.— J. Appl. Mech., 1949, v. 16, p. 118.
48. Warner J.— IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1975, v. 23, p. 70.
49. Mayazaki Y., Taki K., Akaо Y., — Japan J. Appl. Phys., 1981, v. 20, p. 935.
50. Kirch S. T., Biolsi W. A., Blank S. L.— J. Appl. Phys., 1981, v. 52, p. 3190.
51. Tien P. K., Schinke D. P., Blank S. L.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, p. 3059; Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, p. 394.
52. Tien P. K.— Physica. Ser. B + C, 1977, v. 89, p. 241.
53. Tseng S. C.-C., Reisinger R. R.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 265.
54. Henry R. D.— Ibid., 1975, v. 26, p. 408.
55. Yamamoto S., Makimoto T.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, p. 882.
56. Monerie M., Leclert A.— Opt. Comm., 1976, v. 19, p. 143.
57. Shibukawa A., Kabayashi M.— Appl. Opt., 1981, v. 20, p. 2444.
58. Sun M. J., Muller M. W.— Ibid., 1977, v. 16, p. 814.
59. Tien P. K., Martin R. J., Blank S. L.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, p. 207.
60. Палатник Л. С., Шапиров И. И. Эпитаксиальные пленки.— М.: Наука, 1971; Epitaxial Growth/Ed. J. W. Matthews.— N. Y.: Academic Press, 1975.
61. Besser B. J., Mee J. E.— Mat. Res. Bull., 1971, v. 6, p. 1111.
62. Zeyfang R.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 3718.
63. Carruthers J. R.— J. Cryst. Growth, 1972, v. 16, p. 45.
64. Miller D. C., Caruso R.— Ibid., 1974, v. 27, p. 274.
65. Makino H.— AIP Proc. 19th Ann. Conf. (Boston, 1973); 1974, v. 18, p. 80.
66. Rooijmans C.J.M. Crystals for Magnetic Applications.— N.Y.: Springer-Verlag, 1978.
67. Matthews J. W., Mader S.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 3800.
68. Blank S. L., Nielsen J. W.— J. Cryst. Growth, 1972, v. 17, p. 302.

69. Dorfman V. F., Petrushina S. A.— Thin Sol. Films, 1979, v. 62, p. 157.
70. Руткин О. Г., Агеев А. Н., Духовская Е. Л.— ЖТФ, 1982, v. 52, p. 2411.
71. Geller S., Espinosa G. P.— J. Appl. Crystal., 1969, v. 2, p. 86.
72. Matthews J. W., Klokholm E.— AIP Conf. Proc. 18th Annual Conf. (Denver, 1972); 1973, v. 10, p. 271.
73. Sprenger E. G.— J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 3059; 1966, v. 37, p. 2194.
74. Dionne G. F., — Mat. Res. Bull., 1971, v. 6, p. 805.
Pierse R. D.— AIP Conf. Proc. MMM (Chicago, 1971), 1972, v. 5, p. 91.
75. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники.— М.: Энергия, 1979.
76. Daval J., Ferrand B.— Mat. Res. Bull., 1975, v. 10, p. 95; IEEE Trans. Magn., 1975, v. 11, 5 p. 1115.
77. Wemple S. H., Dillon J. F.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, p. 331.
Visnovsky S., Krishnan R.— Physica. Ser. B + C, 1977, v. 89, p. 73.
78. Weber H. P.— Appl. Opt., 1973, v. 12, p. 755.
79. Sun M. J.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 291.
Агеев А. Н., Мокрушина Е. В., Трифионов А. С.— ЖТФ, 1982, т. 52, с. 2044.
80. Henry R. D., Whitcomb E. C.— Mat. Res. Bull., 1975, v. 10, p. 681.
81. Агеев А. Н., Мокрушина Е. В., Кирменский А. П.— ФТТ, 1982, т. 24, с. 1501.
82. Robertson J. M.— J. Cryst. Growth, 1978, v. 45, p. 233.
83. Monerie M., Leclert A.— Opt. Comm., 1976, v. 16, p. 408.
84. Нернер Г., Castera J. P.— AIP Conf. Proc. 21th Ann. Conf. MMM (Philadelphia, 1975), 1975, v. 29, p. 658.
85. Van Engen P. G.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 4660.
86. Torfeh M., Desvignes J. M., Le Gall H.— In: Intern. Colloquium on Magnetic Films and Surfaces.— University of Lodz, 1979.— P. 127.
87. Castera J. P. Thesis.— Orsay, 1977.
88. Нернер Г.— Appl. Opt., 1975, v. 14, p. 1479.
89. Нернер Г., Castera J. P., Desormiere B.— Physica. Ser. B + C, 1977, v. 89, p. 264.
90. Смоленский Г. А., Стинсер Э. П., Агеев А. Н.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 641.
91. Стинсер Э. П., Агеев А. Н., Миронов С. А.— Ibid., 1977, т. 3, с. 913.
92. Warner J.— Appl. Opt., 1974, v. 13, p. 1001.
93. Daval J., Ferrand B., Challeton D.— Mat. Res. Bull., 1976, v. 11, p. 1031.
94. Anizan P., Moisan G., Monerie M.— Ibid., p. 1511.
95. Rashleigh S.— Opt. and Quantum Electron, 1976, v. 8, p. 241.
96. Warner J.— IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1973, v. 21, p. 769.
97. Auracher F., Witte H. H.— Opt. Comm., 1975, v. 13, p. 435.
98. Yamamoto S., Makimoto T.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 4056.
99. Смоленский Г. А., Миронов С. А., Агеев А. Н.— Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 284.
100. Kitayama K., Kumagai N.— IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1977, v. 25, p. 567.
101. Castera J. P., Нернер Г.— Appl. Opt., 1977, v. 16, p. 2031; IEEE Trans. Magn., 1977, v. 13, p. 1583.
102. Смоленский Г. А., Стинсер Э. П., Агеев А. Н.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 287.
103. Abe M., Gomi M., Nomura S.— Цит. в ^{26а} сб.— P. 782; Japan J. Appl. Phys., 1982, v. 21, p. 85.
104. Suetatsu Y.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, p. 291.
Wright S.— Electron. Lett., 1979, v. 15, p. 510.
105. Нернер Г., Castera J. P.— Appl. Opt., 1976, v. 15, p. 1683.
106. Santer G. F., Hanson M. M.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, p. 11.
107. Hlawiczka P.— Electron. Lett., 1979, v. 15, p. 109.
108. Fisher A. D., Lee J. N., Gaunor E. S.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, p. 779.
109. LeCraw R. C., Wood D. L., Dillon J. F., Remeika J. P.,— Ibid., 1965, v. 7, p. 27; IEEE Trans. Magn., 1966, v. 2, p. 304.
110. Справочник по лазерам. Т. 2/ Под ред. А. М. Прохорова.— М.: Сов. радио, 1978.