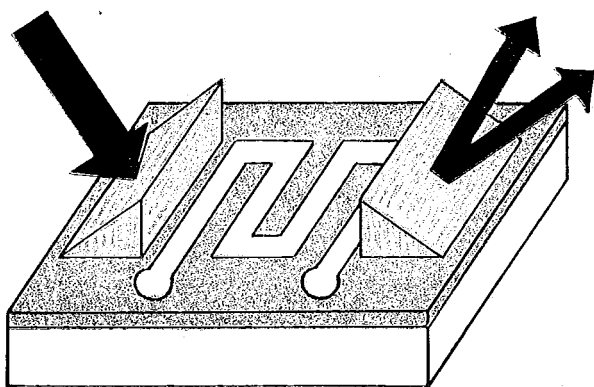


Ф
И
З
И
К
А

А.К. ЗВЕЗДИН
В.А. КОТОВ

МАГНИТООПТИКА ТОНКИХ ПЛЕНОК



ПРОБЛЕМЫ НАУКИ
И ТЕХНИЧЕСКОГО ПРОГРЕССА

А. К. ЗВЕЗДИН, В. А. КОТОВ

МАГНИТООПТИКА ТОНКИХ ПЛЕНОК



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1988

ББК 22.37

З-43

УДК 539.2(023)

Рецензент

доктор физико-математических наук *Г. С. Кринчик*

Звездин А. К., Котов В. А.

З-43 Магнитооптика тонких пленок.— М.: Наука.
Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988.— 192 с.: ил.—
(Пробл. науки и техн. прогресса)
ISBN 5-02-013846-0

Рассмотрены магнитооптические явления в тонких пленках прозрачных ферромагнетиков, используемых для создания современного поколения устройств отображения, обработки и хранения информации. Достаточно полно представлены физические основы и прикладные аспекты магнитооптики тонких пленок, отражен большой вклад советских ученых в развитие проблемы. Приведены описания устройств и систем прикладной магнитооптики с указанием характеристик и сферы применения. Дано описание методов измерения параметров тонких пленок прозрачных магнетиков.

Для научно-технических работников различных отраслей промышленности, а также аспирантов, интересующихся проблемами микроэлектроники, физики тонких пленок и вычислительной техники.

Табл. 4. Ил. 94. Библиогр. 136 назв.

З $\frac{1704060000-074}{053(02)-88}$ 124-88

ББК 22.37

ISBN 5-02-013846-0

© Издательство «Наука».
Главная редакция
физико-математической
литературы, 1988

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Глава 1. Магнитооптические явления в прозрачных магнетиках	7
§ 1.1. Поляризация света	7
§ 1.2. Уравнения Максвелла и граничные условия	11
§ 1.3. Тензоры $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$	13
§ 1.4. Нормальные моды. Уравнение Френеля	14
§ 1.5. Эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм	15
§ 1.6. Магнитное линейное двупреломление и магнитный линейный дихроизм	18
§ 1.7. Полярный, меридиональный и экваториальный эффекты Керра	20
§ 1.8. Эффект Фарадея при наличии естественного двупреломления	23
§ 1.9. Многослойные системы	25
§ 1.10. Волноводное распространение света в тонких магнитных пленках	29
§ 1.11. Микроскопические механизмы магнитооптической активности	39
§ 1.12. Рассеяние, дифракция и модуляция света	52
Глава 2. Доменная структура	61
§ 2.1. Общие представления	61
§ 2.2. Структура доменных границ	66
§ 2.3. Полосовая доменная структура	67
§ 2.4. Взаимодействие света с изолированной доменной границей	71
§ 2.5. Наблюдение магнитных доменов	73
§ 2.6. Предельные возможности визуальной микроскопии доменов	77
Глава 3. Магнитооптические материалы	81
§ 3.1. Феррит-гранаты	82
§ 3.2. Оптические свойства иттриевого феррит-граната	84
§ 3.3. Оптические свойства редкоземельных феррит-гранатов	89
§ 3.4. Оптические свойства свинец- и висмут-содержащих феррит-гранатов	90
§ 3.5. Оптические свойства ионно-имплантированных слоев	91

§ 3.6. Магнитооптические свойства иттриевого феррит-граната	92
§ 3.7. Магнитооптические свойства редкоземельных феррит-гранатов	97
§ 3.8. Эффект Фарадея в редкоземельных феррит-гранатах в сильном магнитном поле	98
§ 3.9. Магнитооптические свойства висмут- и свинецсодержащих феррит-гранатов	102

Г л а в а 4. Тонкопленочные магнитооптические приборы и устройства	110
§ 4.1. Магнитооптический модулятор	110
§ 4.2. Невзаимные устройства	115
§ 4.3. Магнитооптические дефлекторы	120
§ 4.4. Пространственная фильтрация оптических сигналов	129
§ 4.5. Запоминающие устройства на магнитооптических дисках	132
§ 4.6. Магнитооптические запоминающие устройства с адресацией лазерным лучом	146
§ 4.7. Магнитооптические транспаранты и дисплеи	150
§ 4.8. Магнитооптические головки для считывания информации с магнитного носителя	163
§ 4.9. Лазерные гироскопы с магнитооптическими элементами	169
§ 4.10. Элементы интегральной магнитооптики	174
Список литературы	186

ПРЕДИСЛОВИЕ

Явление вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, проходящего через продольно намагниченную среду, открытое Майклом Фарадеем в 1845 г. и названное его именем, широко используется для исследования физических свойств веществ. Сам Фарадей называл это явление «намагничиванием светового луча». Появление новых ферромагнетиков, прозрачных в инфракрасной и частично прозрачных в видимой областях спектра, к которым в первую очередь относятся феррит-гранаты, ортоферриты и феррит-шпинели, открыло широкие перспективы применения магнитооптических эффектов в различных областях науки и техники прежде всего для создания новых систем отображения, обработки и хранения информации.

Возможность создания магнитооптического запоминающего устройства на протяжении многих лет привлекает внимание исследователей и разработчиков. В первую очередь это обусловлено высокой плотностью записи (на уровне 10^8 бит/см²) и достаточно высоким быстродействием. Последние годы ознаменовались переходом от лабораторных исследований в области магнитооптических запоминающих устройств (ЗУ) к стадии их практической реализации.

Современный этап развития магнитооптики тонких пленок характеризуется возникновением и развитием новых прикладных направлений. В первую очередь следует назвать интегральную магнитооптику, которая обеспечивает передачу и обработку оптических сигналов, распространяющихся в тонких пленках прозрачных магнетиков, в объеме и на поверхности которых с помощью современных методов тонкопленочной технологии и литографии сформированы топологические элементы и структуры. Можно ожидать особенно быстрого развития интегральной магнитооптики после внедрения в вычислительную технику методов параллельной оптической обработки информации.

На основе тонких пленок висмутсодержащих феррит-гранатов созданы различные типы пространственно-вре-

менных модуляторов света (магнитооптические транспаранты). Осваивается промышленный выпуск магнитооптических принтеров. Ведутся интенсивные работы по созданию высокоэффективных магнитооптических считывающих головок. Тонкие пленки феррит-гранатов используются в новых разработках лазерных гироскопов. Предложены принципиально новые методы управления параметрами оптического излучения с помощью магнитоэлектрических волн (МСВ). Тонкие пленки прозрачных магнетиков применяются для визуализации, регистрации и измерения магнитных полей.

Практическое использование устройств прикладной магнитооптики сдерживалось отсутствием материала с высокой магнитооптической добротностью. В последние годы ситуация в этой области изменилась, так как удалось решить технологические проблемы выращивания эпитаксиальных пленок висмутсодержащих феррит-гранатов с требуемым параметром магнитооптической добротности.

Несмотря на большое число публикаций по вопросам прикладной магнитооптики тонких пленок, в настоящее время в отечественной литературе отсутствует издание, в котором с единой методологической точки зрения было бы проведено рассмотрение как физических основ магнитооптики тонких пленок, так и ее прикладных аспектов, и в то же время по уровню изложения рассчитанное на широкий круг специалистов в области микроэлектроники, физики тонких пленок, оптики и вычислительной техники. В предлагаемой работе сделана попытка заполнить указанный пробел.

Книга состоит из четырех глав. В гл. 1 изложены основные физические представления магнитооптики, в гл. 2 — физика доменов и методические вопросы, связанные с наблюдением доменной структуры. В гл. 3 рассмотрены магнитооптические материалы, а гл. 4 посвящена прикладным проблемам магнитооптики.

Авторы благодарны профессору Г. С. Кринчику, прочитавшему книгу в рукописи и сделавшему ряд ценных замечаний.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПРОЗРАЧНЫХ МАГНЕТИКАХ

§ 1.1. Поляризация света

Огюст Френель в июле 1814 г. написал своему брату: «Поставь меня в известность, что знают о поляризации света. Ты не можешь себе представить, как мне хотелось бы узнать, что это такое?» *). С этого вопроса началась его знаменитая серия блестящих открытий, которые являются основой современной оптики. В настоящее время установлено, что явление поляризации света связано с поперечностью электромагнитных волн.

Запишем плоскую электромагнитную волну в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= E_0 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})], \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= B_0 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})], \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $\mathbf{k} = (\omega/c)\mathbf{n}$ — волновой вектор, определяющий направление распространения волны, \mathbf{n} — вектор рефракции, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ — векторы электрического и магнитного полей. Так как \mathbf{E} и \mathbf{B} перпендикулярны друг другу, то для полной характеристики поляризации достаточно задать один из них, например \mathbf{E} .

Плоскость, проходящая через векторы \mathbf{E} и \mathbf{k} , называется плоскостью поляризации. С математической точки зрения простейший тип поляризации — линейный. В такой электромагнитной волне плоскость поляризации не изменяется в процессе распространения. Линейно поляризованный свет можно получить, пропустив естественный свет через поляризатор.

Общим случаем поляризации света является эллиптическая поляризация. При таком типе поляризации вектор \mathbf{E} описывает в процессе распространения электромагнитной волны в пространстве эллипс в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. Эллипс опре-

*) Творцы физической оптики: Сб. статей.—[М.: Наука, 1973.— С. 147.

деляется непосредственно уравнением электромагнитной волны

$$\begin{aligned} E_x &= E_{0x} \operatorname{Re} \{ \exp [i\varphi(\mathbf{r}, t)] \}, \\ E_y &= E_{0y} \operatorname{Re} \{ \exp [i(\varphi(\mathbf{r}, t) - \delta)] \}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где E_{0x} , E_{0y} — действительные амплитуды волны, $\varphi(\mathbf{r}, t) = \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t$. Исключая фазу $\varphi(\mathbf{r}, t)$ из выражений (1.2), получаем уравнение эллипса в плоскости $E_x E_y$ (рис. 1.1).

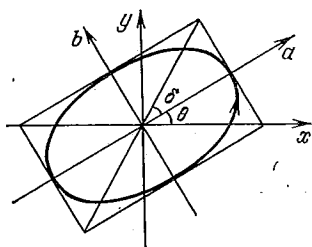


Рис. 1.1. Эллипс поляризации света

Такой эллипс называют поляризационной диаграммой или поляризационным эллипсом электромагнитной волны.

Важным является направление обхода эллипса. Если смотреть навстречу световому лучу (против \mathbf{k}), то вектор \mathbf{E} может обходить эллипс как по часовой стрелке, так и против. Свет при этом называется соответственно право- и левополяризованным.

Различие между ними особенно важно для магнитооптики, так как право- и левополяризованные волны по-разному взаимодействуют с намагниченными материалами и имеют различные фазовые скорости в них.

Обычно используют следующие параметры для описания поляризационной диаграммы. Угол θ , определяющий ориентацию главной оси, отсчитывают от оси x . Этот параметр называют углом ориентации эллипса поляризации. Угол эллиптичности δ определяют как угол между главной осью эллипса и диагональю прямоугольника, описанного

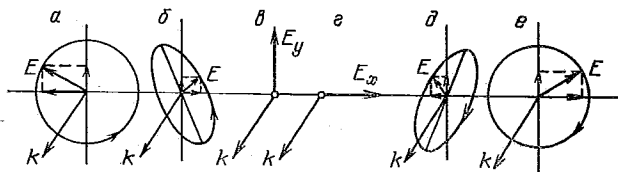


Рис. 1.2. Различные виды поляризации света: циркулярная левая (а) и правая (е), эллиптическая левая (б) и правая (д), линейная (в и г)

вокруг эллипса. Эллиптичность определяют также через коэффициент эллиптичности Ψ — отношение малой и большой полуосей эллипса поляризации ($\Psi = \operatorname{tg} \delta$). Угол δ отсчитывают в том же направлении, в котором вращается вектор \mathbf{E} по эллипсу согласно формулам (1.1), и он имеет

знак «плюс» для правополяризованного света и «минус» для левополяризованного.

На рис. 1.2 изображены различные типы поляризации света, являющиеся частными случаями общей эллиптической поляризации. При $\delta=0$ имеем линейно поляризованный свет, когда эллипс вырождается в отрезок прямой (рис. 1.2 в, г). При $\delta=\pi/2$ свет является циркулярно поляризованным (рис. 1.2 а, е).

При взаимодействии света с веществом или с оптическими приборами его поляризация может изменяться. С этим фактом связаны два важных следствия. Во-первых, изменение поляризации света широко и с успехом используется для изучения физики конденсированного состояния, энергетического спектра и элементарных актов взаимодействия света с веществом. Во-вторых, изменение поляризации света в результате взаимодействия со средой является эффективным способом управления светом и поэтому представляет большой интерес для техники.

Будем описывать состояние поляризации электромагнитной волны (1.1) вектором-столбцом

$$\mathbf{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos \theta \exp(i\varphi_x) \\ \sin \theta \exp(i\varphi_y) \end{pmatrix}, \quad (1.3a)$$

где $\varphi_y - \varphi_x = \delta$ — угол эллиптичности, θ — угол ориентации эллипса поляризации. При прохождении света через оптический прибор или среду вектор \mathbf{E} изменяется. Математически действие прибора или среды на вектор \mathbf{E} можно представить как оператор, преобразующий падающую (входящую) электромагнитную волну в выходящую:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{\text{вых}} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}.$$

Матрицу (M) называют матрицей распространения или матрицей Джонса. Матрицы Джонса удобны для расчета сложных оптических систем, состоящих из различных элементов. Результат прохождения света — вектор \mathbf{E} на выходе — можно рассчитать путем перемножения матриц Джонса всех оптических приборов в том порядке, в котором их проходит свет в системе.

Приведем для иллюстрации матрицы Джонса для некоторых важных оптических элементов:

$$\begin{array}{ll} \text{идеальный линейный поляризатор} & \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \text{четвертьволновая пластинка } (\lambda/4) & \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}, \end{array}$$

полуволновая пластинка ($\lambda/2$) $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$,
 фазовая пластинка с произвольной раз- $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta) \end{pmatrix}$.
 ностью фаз δ

Во всех этих случаях предполагается, что оптическая ось пластинки (так называемая быстрая ось), совпадающая с направлением вектора \mathbf{E} необыкновенной волны, ориентирована под углом $\theta=0$ к оси x .

С квантовомеханической точки зрения понятие поляризации света связано с наличием спинового момента у фотона. Фотоны, как частицы с нулевой массой, могут находиться в двух состояниях со значениями момента $\pm \hbar$, направленного вдоль импульса (волнового вектора) фотона; такие фотоны обладают круговой поляризацией. Момент количества движения фотона $J=1$, поэтому его проекция на направление движения должна принимать три значения: $m=\pm 1, 0$. Для частиц с нулевой массой покоя (каковым является фотон) состояние $m=0$ не реализуется ввиду известной калибровочной инвариантности уравнений Максвелла. Состояния с $m=\pm 1$ описывают фотоны с левой (правой) круговой поляризацией. Эллиптически поляризованный свет является суперпозицией состояний с $m=\pm 1$, частный случай линейной поляризации представляет собой суперпозицию этих состояний, для которой $\langle J_z \rangle = 0$.

Матрицы Джонса используют для описания когерентного и поляризованного света. В тех случаях, когда свет некогерентен и частично поляризован, для его описания требуется большее число параметров. Обычно в этом случае используют четырехмерный вектор Стокса и 4×4 матрицы Мюллера. Остановимся кратко на еще одном изящном и в ряде случаев удобном методе математического описания поляризации света в прозрачной среде.

При рассмотрении формулы (1.3а), представляющей поляризацию электромагнитной волны, обращает на себя внимание ее аналогия (точнее изоморфизм) с квантовомеханическим описанием двухуровневой системы (т. е. системы с квазиспином $S_{\text{кв}}=1/2$), что не так уж удивительно, поскольку, как отмечалось выше, фотон является, по сути дела, двухуровневой системой. Эта аналогия становится более явной, если записать (1.3а) в других обозначениях:

$$\mathbf{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2) \exp(-i\beta/2) \\ \sin(\alpha/2) \exp(i\beta/2) \end{pmatrix}. \quad (1.3б)$$

Этот вектор-столбец (спинор), если его рассматривать как волновую функцию двухуровневой системы, описы-

вает такое ее состояние, в котором направление $S_{\text{кв}}$ в пространстве определено полярным (α) и азимутальным (β) углами. Это означает, что каждому состоянию поляризации можно поставить в соответствие направление квазиспина. Иными словами, множество состояний поляризации однозначно отображается на множество направлений, задаваемых углами α и β , или, что эквивалентно, на множество точек, принадлежащих некоторой сфере, которую называют сферой Пуанкаре (в квантовой электронике подобную сферу называют сферой Блоха). Радиус сферы связывают обычно с интенсивностью волны. Северный полюс сферы Пуанкаре соответствует волне, поляризованной по оси x , южный — по оси y . Произвольная точка на меридиане $\beta=0$ описывает произвольную линейную поляризацию. При $\alpha=\pi/2$, $\beta=\pi/2$ имеем правую циркулярную поляризацию, при $\alpha=\pi/2$, $\beta=3\pi/2$ — левую. (В некоторых работах при определении сферы Пуанкаре принимают, что полярные области соответствуют циркулярно поляризованным волнам, а экватор — линейно поляризованным.)

Преобразованию поляризации при прохождении света через среду соответствует поворот квазиспина $S_{\text{кв}}$ в пространстве вокруг некоторой оси или перемещение соответствующей представляющей точки по сфере Пуанкаре. Например, при прохождении света через четвертьволновую пластинку $S_{\text{кв}}$ поворачивается вокруг оси z на $\pi/2$, т. е. при $\alpha=\text{const}$ угол β меняется на $\pi/2$.

Матрицы распространения (Джонса) с этой точки зрения являются полным аналогом известных в квантовой механике унимодулярных матриц Кейли — Клейна, применяемых для описания поворотов спиновых систем. Представление поляризации при помощи квазиспина или сферы Пуанкаре является очень наглядным и эффективным методом анализа сложных оптических систем.

§ 1.2. Уравнения Максвелла и граничные условия

Макроскопическая теория магнитооптических явлений основана на уравнениях Максвелла:

$$\text{rot } E = -c^{-1}\dot{B}, \quad \text{div } B = 0, \quad (1.4)$$

$$\text{rot } B = c^{-1}\dot{E} + c^{-1}4\pi j, \quad \text{div } E = 4\pi\rho, \quad (1.5)$$

где ρ и j — плотности индуцированных зарядов и тока, связанные между собой уравнением непрерывности

$$\dot{\rho} + \text{div } j = 0.$$

Обычно вместо величин ρ и \mathbf{j} вводят поляризованность и намагниченность:

$$\rho = -\operatorname{div} \mathbf{P}, \quad \mathbf{j} = \dot{\mathbf{P}} + c \operatorname{rot} \mathbf{M}.$$

Определяя напряженность магнитного поля и электрическое смещение как

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{M}, \quad \mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P},$$

уравнения Максвелла для материальной среды можно представить в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -c^{-1} \dot{\mathbf{B}}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1.6)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = c^{-1} \dot{\mathbf{D}}, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0. \quad (1.7)$$

В линейной электродинамике предполагается, что векторы \mathbf{P} и \mathbf{E} , \mathbf{M} и \mathbf{H} связаны между собой линейными соотношениями (в фурье-представлении)

$$\mathbf{P}(\omega) = \kappa(\omega) \mathbf{E}(\omega), \quad \mathbf{M}(\omega) = \chi(\omega) \mathbf{H}(\omega),$$

где $\kappa(\omega)$, $\chi(\omega)$ — тензоры электрической и магнитной поляризуемости, а поля \mathbf{E} и \mathbf{D} , \mathbf{B} и \mathbf{H} — соотношениями

$$D_i(\omega) = \varepsilon_{ij}(\omega) E_j(\omega), \quad H_i(\omega) = (\mu^{-1}(\omega))_{ij} B_j(\omega),$$

где $\varepsilon_{ij}(\omega)$ и $\mu_{ij}(\omega)$ — тензоры электрической и магнитной проницаемости среды. Предполагается, что связь \mathbf{D} и \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{B} локальная, т. е. пространственная дисперсия отсутствует.

На границах различных сред выполняются условия

$$E_1^t = E_2^t, \quad D_n^1 = D_n^2, \quad (1.8)$$

$$B_n^1 = B_n^2, \quad H_1^t = H_2^t, \quad (1.9)$$

где индексы 1 и 2 относятся к средам, а n , t определяют нормальную и тангенциальную компоненты полей на поверхности раздела.

Формулировка электродинамики материальной среды при помощи четырех векторов (\mathbf{E} и \mathbf{D} , \mathbf{B} и \mathbf{H}) не является единственной, так как определение индуцированных зарядов и токов через векторы \mathbf{P} и \mathbf{M} не однозначно [1, 2]. В силу того что величины ρ и \mathbf{j} связаны между собой уравнением непрерывности, достаточно, вообще говоря, одного дополнительного вектора поля для определения индуцированных зарядов и токов. Можно, например, определить плотность тока через обобщенную проводимость [1]

$$j_i(\omega, \mathbf{k}) = \sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k}) E_j(\omega, \mathbf{k}),$$

тогда

$$\rho = -\omega^{-1} k_i \sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k}) E_j(\omega, \mathbf{k}),$$

и ввести вектор обобщенного смещения

$$\bar{D}_i(\omega, \mathbf{k}) = \bar{\varepsilon}_{ij}(\omega, \mathbf{k}) E_j(\omega, \mathbf{k}),$$

где $\bar{\varepsilon}_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{ij} - \omega^{-1} i 4\pi \sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k})$. Необходимости введения вектора \mathbf{H} в этой схеме нет.

Такая 3-векторная электродинамика обладает определенными достоинствами с принципиальной точки зрения, но не всегда удобна практически. Например, для описания электромагнитных свойств материалов с отличной от единицы «обычной» магнитной проницаемостью μ необходимо учитывать пространственную дисперсию в тензоре $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$, или, другими словами, нелокальную связь $\mathbf{D}(\omega)$ и $\mathbf{E}(\omega)$:

$$\mathbf{D}(\omega) = \hat{\varepsilon}(\omega) \mathbf{E}(\omega) + (c/\omega)^2 \text{rot}((\hat{\mu}^{-1} - 1) \text{rot} \mathbf{E}).$$

Кроме того, граничные условия также усложняются. Первая пара уравнений — (1.8) остается справедливой, вторая же — (1.9) изменяется. Здесь следует учесть индуцированные поверхностные токи и заряды (подробнее см. [3]). В магнитооптике обычно используют уравнения Максвелла с двумя парами векторов \mathbf{E} , \mathbf{D} и \mathbf{B} , \mathbf{H} . Мы будем следовать этой традиции.

§ 1.3. Тензоры $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$

Конкретные свойства материальной среды задаются в макроскопической теории магнитооптических явлений видом тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$. Некоторые общие свойства этих тензоров для магнитоупорядоченного состояния вещества можно установить феноменологически. Достаточно рассмотреть тензор $\hat{\varepsilon}$, так как все приведенные ниже свойства являются подобными у $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$. В магнитоупорядоченном состоянии тензор $\hat{\varepsilon}$ зависит от параметра порядка. В ферромагнетике параметр порядка — это намагниченность \mathbf{M} , в антиферромагнетике — намагниченности подрешеток и т. д. Ограничимся обсуждением ферромагнетика.

Рассмотрим сначала простейший случай оптически изотропного ферромагнетика. Наличие намагниченности понижает симметрию до одноосной. Тензор $\hat{\varepsilon}$ можно представить в виде суммы симметричного и антисимметричного тензоров, которые в системе координат с осью z , направленной

ной вдоль M , имеют вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & ig & 0 \\ -ig & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Векторы электрического смещения D и поляризованности P можно записать так:

$$D = \varepsilon_0 E + i[gE] + b(E - m(mE)), \quad (1.11)$$

$$P = \alpha_0 E + i[gE] + b(E - m(mE)), \quad (1.12)$$

где $m = M/M$, $b(M) = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды при $M=0$, g — вектор гирации. В изотропной среде $g = g(M)m$, обычно $g(M) = aM$ (см. § 1.11). При наличии поглощения константы $\varepsilon_0 = \varepsilon'_0 + i\varepsilon''_0$, $g = g' + ig''$, $b = b' + ib''$, $\alpha_0 = \alpha'_0 + i\alpha''_0$ являются комплексными функциями частоты. Вторые слагаемые в формулах (1.10) — (1.12) определяют гиротропные эффекты: магнитное круговое двупреломление и магнитный круговой дихроизм; последние — оптическую магнитную анизотропию: магнитное линейное двупреломление и магнитный линейный дихроизм. Константы g и b обращаются в 0 при $M \rightarrow 0$.

В кристаллах зависимость тензора $\hat{\varepsilon}$ от M является более сложной:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^0 + ie_{ikl}g_l + \delta_{iklm}M_lM_m, \quad (1.13)$$

где $g_l = a_{lq}M_q$, e_{ikl} — антисимметричный псевдотензор 3-го ранга (тензор Леви — Чевитта). Полярные тензоры ε_{ik} , a_{lq} , δ_{iklm} определяются кристаллографической симметрией (кристаллографическим классом). Они приведены, например, в [4].

В магнитооптике широко исследуются и используются материалы с кубической симметрией. В них выражения (1.11) и (1.12) сохраняют силу, за исключением последних слагаемых, которые в этом случае имеют более сложный вид. В системе координат с осями, направленными вдоль кристаллографических осей [100], [010], [001], тензор $\hat{\varepsilon}$ имеет вид

$$\varepsilon_{ik} = (\varepsilon_0 + b_2M^2 - (b_1 + b_3)M_i^2) \delta_{ik} + b_3M_iM_k + iae_{ikl}M_l. \quad (1.14)$$

§ 1.4. Нормальные моды. Уравнение Френеля

Большое значение в магнитооптике имеют нормальные моды электромагнитного поля, которые представляют собой решения уравнений Максвелла (1.6) и (1.7), имеющие

гармоническую зависимость от времени и координат

$$\exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]. \quad (1.15)$$

Из уравнений (1.6) и (1.7) с учетом (1.15) можно получить основное волновое уравнение

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \text{grad div } \mathbf{E} = -c^{-2} \ddot{\mathbf{D}}. \quad (1.16)$$

Для нормальных мод это уравнение приобретает вид

$$n^2 \mathbf{E} - \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{E}) = \hat{\varepsilon} \mathbf{E}, \quad (1.17)$$

где $\mathbf{n} = (c/\omega)\mathbf{k}$ — вектор рефракции. Условие разрешимости этого векторного уравнения

$$\det \|n^2 \delta_{ik} - n_i n_k - \varepsilon_{ik}(\omega)\| = 0 \quad (1.18)$$

называют уравнением Френеля. Оно определяет векторы рефракции $\mathbf{n} = \mathbf{n}(\omega)$ нормальных мод. Подставляя вектор рефракции в уравнение (1.17), определим собственный вектор для каждой моды. В общем случае моды обладают эллиптической поляризацией. В гиротропной среде ($g \neq 0$) вектор рефракции зависит от направления обхода эллипса. Такую право-левую асимметрию, т. е. $n_+ \neq n_-$, называют обычно гиротропией среды.

Иногда удобнее «работать» с вектором смещения \mathbf{D} , а не с вектором напряженности \mathbf{E} ; так как в силу условия $\text{div } \mathbf{D} = 0$ вектор \mathbf{D} всегда лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Уравнение для вектора рефракции в этом случае имеет вид

$$\det \|n^2 (\varepsilon^{-1})_{ik} - n_i n_k (\varepsilon^{-1})_{lk} - \delta_{ik}\| = 0. \quad (1.19)$$

Задачи на прохождение электромагнитных волн через пластинки или пленки решают обычно с использованием нормальных мод, раскладывая искомую волну по модам и определяя коэффициенты разложения при помощи соответствующих начальных и граничных условий. То же относится к задачам на отражение света.

§ 1.5. Эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм

Магнитное круговое (циркулярное) двупреломление (эффект Фарадея). В намагниченной среде показатели преломления право- и лево-циркулярно поляризованного света различаются. Эффект проявляется во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного света.

В XX серии «Экспериментальных исследований» (1845 г.) Майкл Фарадей написал: «Магнитные линии, проходя через боросиликатное свинцовое стекло и через большое количество других веществ, вызывают в них способность действовать на поляризованный луч света, когда эти линии параллельны лучу или в той мере, в какой они ему параллельны. Когда они перпендикулярны лучу, то они на него совершенно не действуют» *).

Получим основные формулы для эффекта Фарадея на простом примере рассмотренной выше «изотропной» среды, оптические свойства которой определяются формулами (1.10) — (1.12). Пусть ось z декартовой системы координат направлена вдоль намагниченности и направление распространения света совпадает с осью z , тогда $\mathbf{n} = (0, 0, n)$ и

$$\mathbf{E} = \mathbf{G} \exp[-i\omega(t - c^{-1}nz)].$$

Так как в этом случае $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$, то волновые уравнения (1.16) имеют вид

$$(n^2 - \varepsilon_1) G_x + igG_y = 0, \quad (1.20)$$

$$-igG_x + (n^2 - \varepsilon_1) G_y = 0. \quad (1.21)$$

Условия разрешимости (1.18) этой системы дают

$$n_{\pm}^2 = \varepsilon_1 \pm g.$$

Подставляя n_{\pm}^2 в (1.20), (1.21), получим из них две моды с правой e_+ и левой e_- круговой поляризацией:

$$e_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_+z)],$$

$$e_- = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_-z)],$$

обладающие различными показателями преломления n_{\pm} . Это явление и представляет собой эффект Фарадея, или эффект магнитного кругового двупреломления (рис. 1.3 а, б).

Рассмотрим, как влияет магнитное круговое двупреломление на прохождение электромагнитной волны через гиротропную среду. Пусть на «вход» среды (при $z=0$) поступает линейно поляризованная (по оси x) электромагнитная волна с амплитудой E_0 . Она возбуждает в среде две моды с собственными векторами e_+ и e_- :

$$\mathbf{E} = c_1 e_+ + c_2 e_-.$$

*) Кудрявцев П. С. Фарадей. — М.: Просвещение, 1969. — С. 116.

Константы c_1 и c_2 определяются граничными условиями при $z=0$:

$$c_1 + c_2 = E_0, \quad i(c_1 - c_2) = 0,$$

отсюда $c_1 = c_2 = E_0/2$. При $z > 0$ имеем

$$E(z) = \frac{1}{2} E_0 e_+ + \frac{1}{2} E_0 e_- = E_0 \begin{pmatrix} \cos(c^{-1}\omega\Delta n z) \\ \sin(c^{-1}\omega\Delta n z) \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_0 z)],$$

где $\Delta n = (n_+ - n_-)/2$, $n_0 = (n_+ + n_-)/2$, при $|g| \ll \epsilon_1$, $n_0^2 = \epsilon_1$, $\Delta n = (1/2)n_0^{-1}g$.

Матрица Джонса слоя толщиной z при распространении света вдоль намагниченности может быть представлена в виде

$$T_F = \begin{pmatrix} \cos(c^{-1}\omega\Delta n z) & -\sin(c^{-1}\omega\Delta n z) \\ \sin(c^{-1}\omega\Delta n z) & \cos(c^{-1}\omega\Delta n z) \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Когда ϵ_1 и g являются действительными величинами, волна остается в гиротропной среде линейно поляризован-

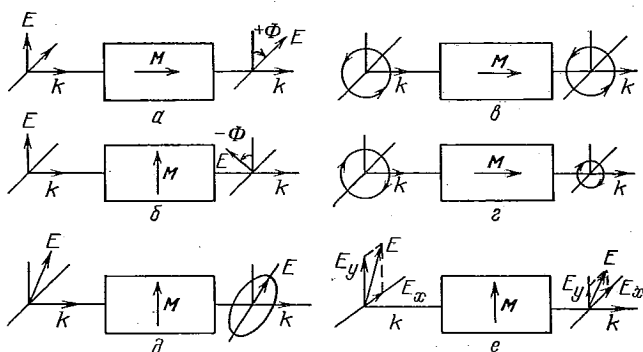


Рис. 1.3. Магнитооптические эффекты, возникающие при взаимодействии оптического излучения с веществом: магнитное круговое дупреломление (а, б), магнитный круговой дихроизм (в, г), магнитное линейное дупреломление (д), магнитный линейный дихроизм (е)

ной. Угол поворота плоскости поляризации после прохождения световой волной расстояния h равен

$$\Phi = \Phi_F h = c^{-1}\omega\Delta n h \approx (2cn_0)^{-1}\omega g h, \quad (1.23)$$

где Φ_F — удельное фарадеевское вращение (вращение плоскости поляризации световой волны на единицу длины образца).

Магнитный круговой (циркулярный) дихроизм (МКДх). При наличии поглощения в среде коэффициенты поглощения право- и лево-циркулярно поляризованного света отличаются. Существование МКДх приводит к тому, что после прохождения света через среду он из линейно поляризованного превращается в эллиптически поляризованный (рис. 1.3 в, г). Пусть $|\varepsilon'| \gg \max(|\varepsilon''|, |g'|, |g''|)$, тогда

$$n_{\pm} = n_0 \pm \frac{1}{2}n_0^{-1}g' + i(k_3 \pm \frac{1}{2}n_0^{-1}g''), \quad (1.24)$$

где $n_0^2 = \varepsilon_1$, k_3 — коэффициент экстинкции, который в данном приближении равен $k_3 = \frac{1}{2}n_0^{-1}\varepsilon''$. Для выяснения сути дела достаточно положить $|c^{-1}\omega\Delta nh| \ll 1$, тогда

$$E = E_0 \left(\frac{1}{(2cn_0)^{-1}(g' + ig'')\omega h} \right) \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_0z) - c^{-1}\omega k_3 z].$$

Это эллиптически поляризованная волна, угол ориентации большой оси эллипса которой $\theta = (2cn_0)^{-1}[(g')^2 + (g'')^2]^{1/2}\omega h$, а эллиптичность $\Psi = \operatorname{tg} \delta = (g')^{-1}g''$.

Магнитное круговое двупреломление и магнитный круговой дихроизм можно объединить общим понятием — комплексный эффект Фарадея, определяемый формулой

$$\tilde{\Phi}_F = \Phi_F + i\Psi_F = (2cn_0)^{-1}\omega g = -(\lambda n_0)^{-1}i\pi\varepsilon_{xy}. \quad (1.25)$$

Хотя основные формулы для эффекта Фарадея (1.23) и МКДх (1.24) получены для «изотропного» ферромагнетика, они справедливы и в более общем случае материала кубической симметрии или кристаллов с выделенной осью симметрии (тетрагональный, гексагональный и тригональный классы) при условии, что волновой вектор и вектор намагниченности направлены вдоль этой оси. При других направлениях распространения света в таких кристаллах, а также в кристаллах других классов симметрии ситуация осложняется из-за влияния эффектов естественного двойного лучепреломления.

§ 1.6. Магнитное линейное двупреломление и магнитный линейный дихроизм

Магнитное линейное двупреломление (эффект Коттона — Мутона или Фохта). Эффект обусловлен различием коэффициентов преломления двух линейно поляризованных компонент светового излучения, поляризованных параллельно и перпендикулярно намагниченности, при распространении света в поперечно намагниченной среде (волновой вектор ортогонален намагниченности). Линейно поляризованный свет, плоскость поляризации которого

ориентирована под углом к направлению намагниченности, после прохождения через среду становится эллиптически поляризованным (рис. 1.3 δ).

При распространении света в направлении, перпендикулярном вектору гирации (магнитному полю, намагниченности), пусть, например, вдоль оси x , векторы \mathbf{D} и \mathbf{E} не являются параллельными друг другу. В этом случае вектор \mathbf{E} может иметь отличными от нуля все три компоненты E_x , E_y и E_z , а вектор \mathbf{D} лишь две — D_y , D_z , поэтому для определения мод лучше воспользоваться уравнением (1.19), которое при $\mathbf{n}=(n, 0, 0)$ определяет две линейно поляризованные моды

$$\mathbf{d}_{\parallel} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_{\parallel}z)],$$

$$\mathbf{d}_{\perp} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_{\perp}z)],$$

где $n_{\parallel}=(\epsilon_0)^{1/2}$, $n_{\perp}=(\epsilon_1 - \epsilon_1^{-1}g^2)^{1/2}$, а векторы \mathbf{d}_{\parallel} , \mathbf{d}_{\perp} определены в плоскости $D_y D_z$. Различие n_{\parallel} и n_{\perp} для мод \mathbf{d}_{\parallel} и \mathbf{d}_{\perp} определяется как эффект Коттона — Мутона или Фохта. Это линейное двупреломление является магнитным, так как $b(M)$, $g(M)$, а следовательно и $|n_{\parallel} - n_{\perp}|$, обращаются в нуль при $M \rightarrow 0$.

Эффект часто измеряется как относительный сдвиг фаз двух компонент поляризации на единицу длины образца:

$$B_{K-M} = (\omega/c) \operatorname{Re}(n_{\parallel} - n_{\perp}).$$

Пусть на гиротропную среду (при $x=0$) падает электромагнитная волна с $D_y = D_0 \cos \theta_0$, $D_z = D_0 \sin \theta_0$ (несущественный фазовый множитель здесь опущен). Она возбуждает в среде две моды

$$\mathbf{D} = c_1 \mathbf{d}_{\parallel} + c_2 \mathbf{d}_{\perp},$$

где c_1 и c_2 , определяемые граничными условиями при $x=0$, равны $c_1 = D_0 \cos \theta_0$, $c_2 = D_0 \sin \theta_0$. Матрица Джонса для слоя толщиной z в этой геометрии определяется как

$$T_{K-M} = \begin{pmatrix} \exp(c^{-1}i\omega n_{\perp}z) & 0 \\ 0 & \exp(c^{-1}i\omega n_{\parallel}z) \end{pmatrix} \sim$$

$$\sim \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp[c^{-1}i\omega(n_{\parallel} - n_{\perp})z] \end{pmatrix}.$$

Итак,

$$\mathbf{D} = D_0 \begin{pmatrix} \cos \theta_0 \exp(c^{-1}i\omega n_{\perp}z) \\ \sin \theta_0 \exp(c^{-1}i\omega n_{\parallel}z) \end{pmatrix} \exp(-i\omega t) =$$

$$= D_0 \begin{pmatrix} \cos \theta_0 \exp(i\varphi_1) \\ \sin \theta_0 \exp(i\varphi_2) \end{pmatrix} \exp(-i\omega t). \quad (1.26)$$

Уравнение (1.26) определяет эллиптически поляризованную волну. В прозрачной среде угол ориентации эллипса θ постоянен: $\theta = \theta_0$, а угол эллиптичности равен

$$\delta = \varphi_1 - \varphi_2 = (2\pi/\lambda) (b - \epsilon_0^{-1}g^2)z.$$

Магнитный линейный дихроизм (МЛДх). В поглощающей среде возникает МЛДх — различие коэффициентов поглощения α_{\parallel} и α_{\perp} двух линейно поляризованных волн в поперечно намагниченной среде:

$$\Delta\alpha = \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp} = (4\pi/\lambda) \text{Im} (n_{\parallel} - n_{\perp}).$$

Наличие МЛДх приводит к повороту угла ориентации эллипса θ в процессе распространения волны (рис. 1.3 e), причем

$$\text{tg } \theta = \text{tg } \theta_0 \exp (1/2 \Delta\alpha z).$$

При $|\Delta\alpha z| \ll 1$ и $\theta_0 = \pi/4$ удельное вращение плоскости поляризации равно

$$\Phi_{\text{К-М}} = \Delta\alpha/4.$$

Магнитное линейное дупреломление и магнитный линейный дихроизм объединяются в комплексный эффект Коттона — Мутона

$$\bar{\Phi}_{\text{К-М}} = \Phi_{\text{К-М}} + i\Psi_{\text{К-М}} = \lambda^{-1}i\pi (n_{\parallel} - n_{\perp}),$$

где $\Psi_{\text{К-М}} = B/2$.

При наличии магнитооптической анизотропии, например, в случае, когда тензор $\hat{\epsilon}$ описывается формулой (1.13), и при произвольном направлении \mathbf{n} относительно осей кристалла главные направления и оси оптической индикатрисы зависят от этого направления \mathbf{n} . В этом случае определения магнитного линейного дупреломления через разность $n_{\parallel} - n_{\perp}$, а магнитного линейного дихроизма — через $\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}$, вообще говоря, неправомерны.

§ 1.7. Полярный, меридиональный и экваториальный эффекты Керра

Наряду с магнитооптическими эффектами, возникающими при прохождении света через намагниченное вещество, существует ряд эффектов, проявляющихся при отражении света от поверхности намагниченного материала. Такие явления принято объединять общим названием — магнитооптические эффекты Керра. Различают три вида эффектов Керра в зависимости от взаимной ориентации

намагниченности, направления распространения световой волны и нормали к поверхности образца.

Комплексный полярный эффект Керра. Эффект заключается во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности при отражении линейно поляризованного света от поверхности образца в случае, когда намагниченность направлена по нормали к поверхности (рис. 1.4 а).

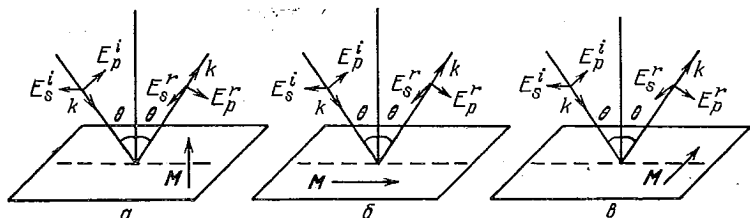


Рис. 1.4. Магнитооптические эффекты Керра, возникающие при отражении света от поверхности намагниченного вещества: полярный (а), меридиональный (б) и экваториальный (в) (E_p и E_s — р- и s-поляризация волн)

Выражение для комплексного эффекта Керра, когда свет падает вдоль нормали к поверхности образца, имеет вид

$$\tilde{\Phi}_K = \Phi_K + i\Psi_K = [n(\epsilon_1 - 1)]^{-1} ig. \quad (1.27)$$

При выборе знака предполагается, что направление намагниченности совпадает с направлением распространения отраженной световой волны.

Формулу (1.27) можно пояснить следующим образом. Разложим падающую, отраженную и преломленную электромагнитные волны по введенным в § 1.5 модам, обладающим круговой поляризацией:

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{1}{2}E_0 e_+^I + \frac{1}{2}E_0 e_-^I, \\ E_r &= A_+ e_+^{II} + A_- e_-^{II}, \\ E_p &= B_+ e_+^{III} + B_- e_-^{III}, \end{aligned} \quad (1.28)$$

где предполагается, что падающая волна поляризована по оси x , e_{\pm}^I , e_{\pm}^{II} , e_{\pm}^{III} определены в § 1.5 и отличаются между собой значениями векторов рефракции, которые для них равны соответственно $n_{\pm}^I = (0, 0, -1)$, $n_{\pm}^{II} = (0, 0, 1)$ и $n_{\pm}^{III} = (0, 0, n_{\pm}g/2n)$.

Амплитуды A_{\pm} отраженных волн определяются известными формулами Френеля

$$A_{\pm} = -\frac{1}{2}E_0 (n_{\pm} + 1)^{-1} (n_{\pm} - 1), \quad (1.29)$$

что легко проверить, пользуясь граничными условиями (1.8), (1.9), в которые следует подставить $\mathbf{H}=[n\mathbf{E}]$. Подставляя (1.29) в (1.28), получим

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{1}{2} E_0 \left(\frac{(n_+ + 1)^{-1}(n_+ - 1) + (n_- + 1)^{-1}(n_- - 1)}{i[(n_+ + 1)^{-1}(n_+ - 1) - (n_- + 1)^{-1}(n_- - 1)]} \right) \times \\ &\quad \times \exp[-i\omega(t - c^{-1}z)] = \\ &= -E_0 \left(\frac{(n_+ + 1)^{-1}(n_+ - 1)}{ig[n(n_+ + 1)^2]^{-1}} \right) \exp[-i\omega(t - c^{-1}z)]. \end{aligned}$$

Отраженная волна является эллиптически поляризованной, угол ориентации главной оси определяется формулой

$$\text{tg } \Phi_K \approx \Phi_K = -\text{Im} [n(n^2 - 1)]^{-1} g, \quad (1.30)$$

а эллиптичность

$$\Psi_K = \text{Re} [n(n^2 - 1)]^{-1} g.$$

Полярный эффект Керра является нечетным по намагниченности, т. е. меняет знак при перемагничивании образца.

Сравнивая формулы (1.23) и (1.30) между собой, нетрудно убедиться, что эффекты Фарадея и Керра не являются взаимно независимыми, поскольку они определяются одними и теми же компонентами тензора диэлектрической проницаемости.

‡ *Меридиональный эффект Керра.* Эффект заключается во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности при отражении линейно поляризованного света от поверхности образца в случае, когда намагниченность лежит в плоскости образца и в плоскости падения света (рис. 1.4 б). Эффект используется для наблюдения доменной структуры материалов с намагниченностью, лежащей в плоскости образца. Полярный и меридиональный эффекты Керра образуют группу продольных магнитооптических эффектов. При определенных условиях в геометрии полярного и меридионального эффектов Керра можно наблюдать изменение интенсивности при отражении линейно поляризованного света [5].

Экваториальный эффект Керра. Как и перечисленные выше, этот эффект является линейным по намагниченности. Линейный по магнитному полю экваториальный эффект может наблюдаться лишь в поглощающих материалах, он проявляется в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно поляризованного света, отраженного намагниченным кристаллом, когда намагниченность лежит в плоскости образца и перпендикулярна плоскости падения света (рис. 1.4 в). Подробное описание результатов исследования

ний экваториального эффекта Керра в переходных металлах и сплавах на их основе приведено в [5, 6].

Ориентационные магнитооптические эффекты. При изменении ориентации намагниченности от поперечной к продольной наблюдается квадратичный по намагниченности эффект изменения интенсивности отраженного света — ориентационный магнитооптический эффект [5]. В общем случае ориентационный магнитооптический эффект является анизотропным и даже может изменять знак при переходе от одного кристаллографического направления к другому [5, 7]. Этот эффект характеризуется величиной

$$\delta_2 = (\Delta n_{\perp} - \Delta n_{\parallel}) f(n, \theta),$$

где Δn_{\perp} и Δn_{\parallel} — изменения показателя преломления при намагничивании в экваториальном и меридиональном направлениях, θ — угол падения света, $f(n, \theta)$ — функция, не зависящая от намагниченности. Квадратичный магнитооптический эффект может быть сравним с линейным экваториальным эффектом Керра [5].

Если плоскость поляризации линейно поляризованного света занимает некоторое промежуточное положение между s - и p -поляризациями, интенсивность отраженного света может зависеть от намагниченности в линейном приближении [5]. Значительный интерес представляет изучение магнитооптических эффектов вблизи угла Брюстера [8]. Весьма подробно результаты исследований интенсивных магнитооптических эффектов в ферромагнитных металлах и магнитодиэлектриках обсуждаются в [5].

§ 1.8. Эффект Фарадея при наличии естественного двупреломления

Наличие естественного двупреломления ограничивает возможность достижения значительных углов вращения плоскости поляризации света в кристаллах с низкой симметрией. Пусть тензор диэлектрической проницаемости гиротропного кристалла имеет вид

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad (1.31)$$

где $\epsilon_{11} \neq \epsilon_{22} \neq \epsilon_{33}$. Тогда уравнения (1.20) и (1.21) определяют следующие эллиптически поляризованные моды:

$$\begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{y1} \end{pmatrix} = A_1 \begin{pmatrix} 1 \\ -\eta - i \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_+z)],$$

$$\begin{pmatrix} E_{x2} \\ E_{y2} \end{pmatrix} = A_2 \begin{pmatrix} 1 \\ i\eta \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_-z)],$$

где

$$n_{\pm}^2 = 1/2 \{ (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) \pm [(\varepsilon_{22} - \varepsilon_{11})^2 + 4g^2]^{1/2} \},$$

$$\eta = \{ (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}) - [(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})^2 + 4g^2]^{1/2} \}^{-1} \cdot 2g.$$

Решая граничную задачу, можно выразить волну на выходе кристалла в точке $z=h$ через волну на входе в точке $z=0$ в следующем виде [9]:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{z=h} = \begin{pmatrix} \cos(\kappa/2) - i \cos \tau \sin(\kappa/2) & -\sin \tau \sin(\kappa/2) \\ \sin \tau \sin(\kappa/2) & \cos(\kappa/2) + i \cos \tau \sin(\kappa/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{z=0}, \quad (1.32)$$

где

$$|\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}| \gg |g|, \quad \kappa = \lambda^{-1} \cdot 2\pi \Delta n z,$$

$$\cos \tau = (1 + \eta^2)^{-1} (1 - \eta^2), \quad \sin \tau = (1 + \eta^2)^{-1} \cdot 2\eta.$$

Для падающей вдоль оси x линейно поляризованной волны при $z=h$ имеем

$$\begin{aligned} E_x &= \cos(\kappa/2) - i \cos \tau \sin(\kappa/2), \\ E_y &= \sin \tau \sin(\kappa/2). \end{aligned} \quad (1.33)$$

Из уравнений (1.33) следует, что амплитуда E_y не может превышать величину $\sin \tau$, которая оказывается весьма малой при выполнении условия $|g| \ll |\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}|$. При $\sin \kappa/2 = 0$ компонента E_y вообще отсутствует.

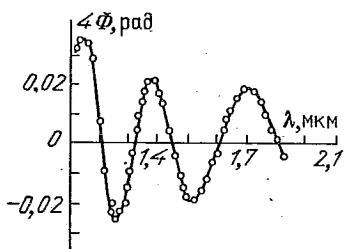


Рис. 1.5. Спектральная зависимость угла поворота главной оси эллипса поляризации в пластине YFeO_3 , вырезанной перпендикулярно оси [001], толщина пластины $h=210$ мкм [10]

В случае изотропной среды $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22}$, так что $\sin \tau = 1$. Таким образом, наличие естественного дупреломления может существенно ухудшить условия наблюдения доменной структуры, если геометрия кристалла не выбрана таким образом, чтобы свет распространялся вдоль оптической оси кристалла. Важной особенностью магнитооптических

эффектов в кристаллах с естественным дупреломлением является осциллирующая зависимость угла поворота главной оси эллипса поляризации и эллиптичности от длины волны света (рис. 1.5) [10].

§ 1.9. Многослойные системы

Магнитооптические приборы и экспериментальные магнитооптические установки обычно являются многослойными системами. При прохождении света через такие системы его преобразование определяется совместным действием нескольких магнитооптических эффектов. Например, в простейшем случае прохождения света через магнитную пластинку или пленку, намагниченную перпендикулярно ее поверхности, кроме объемного магнитного кругового дупреломления возникают эффекты, связанные с отражением света на входной и выходной поверхностях. Кроме того, нужно учитывать интерференцию волн, испытавших многократные отражения от поверхностей пленки, и т. д. При наличии подложки необходимо принимать во внимание интерференцию волн, испытывающих многократные отражения в ней. Для усиления магнитооптических эффектов используют поверхностные оптические покрытия.

Для расчета таких многослойных систем требуются формулы, определяющие зависимость наблюдаемых магнитооптических эффектов от ориентации намагниченности, толщины слоев, оптических параметров сред, от поляризационных свойств и волнового вектора падающего света. Задачи такого типа обычно решаются с применением матриц Джонса. В упомянутом выше примере результирующий вектор электрического поля на выходе из прибора представляется в виде произведения матриц Джонса, описывающих элементарные эффекты. В других случаях более эффективным и прямым методом является непосредственное решение системы уравнений (1.8), (1.9), т. е. граничных условий для световой волны.

Результаты таких расчетов обычно представляют в матричном виде

$$\begin{pmatrix} R_s \\ R_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_s \\ A_p \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} T_s \\ T_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_s \\ A_p \end{pmatrix},$$

где A_s , A_p — амплитуды s - и p -компонент электрического поля падающей волны, R_s , R_p и T_s , T_p — то же для отраженной и проходящей волн, r_{ik} , t_{ik} — компоненты матриц отражения и прохождения света. Мы не будем приводить здесь подробные формулы для коэффициентов r_{ik} и t_{ik} ввиду их громоздкости, а ограничимся рассмотрением нескольких примеров, которые являются практически важными и хорошо иллюстрируют физическую сторону дела.

Рассмотрим прохождение света через многослойные структуры (рис. 1.6 а) в случае, когда свет распространяется по нормали к ним. Будем считать, что магнитная пленка с показателем преломления n_2 намагничена по нормали и является оптически изотропной средой. Тогда тензор $\hat{\epsilon}$

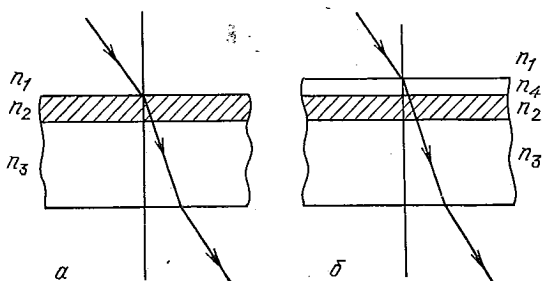


Рис. 1.6. Магнитооптические структуры: двуслойная (а), многослойная (б)

определяется формулой (1.10). Кроме того, здесь можно не учитывать различие компонент ϵ_0 и ϵ_1 , т. е. положить величину b в (1.10) — (1.12) равной нулю. Можно выделить несколько частных случаев [11].

Магнитная пленка с достаточно сильным поглощением. Здесь в приближении главного луча, когда пренебрегают многократными отражениями света внутри магнитной пленки, эффекты Фарадея и Керра определяются формулами

$$\Phi_F = -\text{Re} \{ n^{-1} g [\lambda^{-1} \pi h - i (4n)^{-1} (r_{21} + r_{23})] \}, \quad (1.34)$$

$$\begin{aligned} \Phi_K &= -\text{Re} [i r_{12}^{-1} n^{-2} t_{21} t_{12} g] = \\ &= \text{Re} [i \{ n_2 (n_2^2 - n_1^2) \}^{-1} 4gn_1], \quad (1.35) \end{aligned}$$

где компоненты матриц отражения r_{ik} и прохождения t_{ik} света находятся по формулам Френеля:

$$r_{ik} = (n_i + n_k)^{-1} (n_i - n_k), \quad t_{ik} = (n_i + n_k)^{-1} \cdot 2n_i. \quad (1.36)$$

Из формул (1.34), (1.35) видно, что эффект Керра в данном случае определяется той же формулой (1.30), что и при отражении от полупространства, а вращение плоскости поляризации в проходящем свете изменяется. Первое слагаемое в скобках в формуле (1.34) описывает объемный эффект — вращение плоскости поляризации при прохождении света через магнитный слой, а второе — влияние поверхности раздела сред. Для тонких магнитных пленок вклад второго слагаемого может быть существенным,

Прозрачная магнитная пленка. В этом случае «включаются» в действие многократные отражения волн и их интерференция, что сильно сказывается на значениях эффектов Фарадея и Керра, а именно:

$$\Phi_F = -\operatorname{Re} [(\lambda n_2)^{-1} (1 - F_2^2 r_{21} r_{23})^{-1} \rho g h (1 + F_2^2 r_{21} r_{23}) - (4n_2^2)^{-1} (1 - F_2^2 r_{21} r_{23})^{-1} i g (1 - F_2^2) (r_{21} + r_{23})], \quad (1.37)$$

$$\Phi_K = -\operatorname{Re} [(4n^2 r_{12})^{-1} (1 - F_2^2 r_{21} r_{23})^{-2} \times \times g \{i t_{21} t_{12} (1 - F_2^2) (1 + F_2^2 r_{23}^2) - \lambda^{-1} 8\pi F_2^2 r_{23} n_2 h_2\}], \quad (1.38)$$

где $F_2 = \exp(-c^{-1} i \omega h_2 n_2)$ — фазовый множитель, определяющий набег фазы волны и ее затухание в слое толщиной h . Соотношения (1.37), (1.38) переходят в (1.34), (1.35) при $F_2 = 0$, т. е. в приближении главного луча.

Приведенные выше формулы используют для описания магнитооптических явлений в пленке на прозрачной подложке, которая в рассматриваемых случаях соответствует среде с показателем преломления n_3 . Влиянием конечной толщины подложки можно пренебречь при $h \gg \lambda$, когда в результате хаотической вариации толщины подложки взаимная когерентность главного луча и отраженных нарушается и их интерференцией можно пренебречь.

Соотношения (1.37), (1.38) можно использовать с небольшим изменением для описания магнитооптических эффектов в более сложной системе, в которой между внешней средой и магнитной пленкой с показателем преломления n_2 имеется промежуточная пленка с показателем преломления n_4 (рис. 1.6 б). Изменения в формулах (1.37), (1.38) сводятся к тому, что величины r_{21} , t_{21} и t_{12} заменяются на

$$r_{241} = (1 + F_4^2 r_{24} r_{41})^{-1} (r_{24} + F_4^2 r_{41}),$$

$$t_{241} = (1 + F_4^2 r_{24} r_{41})^{-1} t_{24} t_{41} F_4,$$

$$t_{142} = (1 + F_4^2 r_{14} r_{42})^{-1} t_{14} t_{42} F_4,$$

$$F_4 = \exp(-c^{-1} i \omega n_4 h_4).$$

Промежуточная пленка может быть использована для оптимизации параметров магнитооптической системы.

В качестве второго примера отметим обнаруженные недавно новые нечетные по намагниченности магнитооптические эффекты изменения интенсивности и поляризации света при его прохождении через экваториально намагниченную ферромагнитную пленку или пластинку [12]. Наибольший интерес представляют экваториальные эффекты относительного изменения интенсивности прошедшего све-

та (для p - и s -поляризаций)

$$\delta_{p,s} = \{I_0^{-1}(I(M) - I_0)\}_{p,s},$$

где $I(M)$, I_0 — интенсивности прошедшего света для намагниченного и ненамагниченного образцов. На рис. 1.7 приведены результаты измерения этих эффектов на пленках железа и никеля, нанесенных на стеклянные подложки.

Очевидно, что в рассматриваемой геометрии отсутствует нечетное по намагниченности двупреломление, поэтому

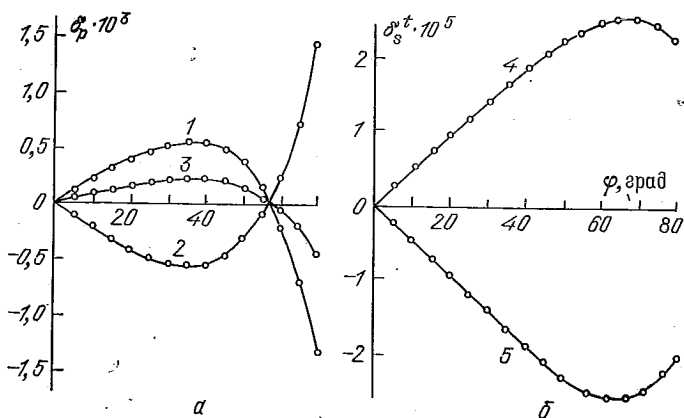


Рис. 1.7. Угловые зависимости экваториальных эффектов δ_p (а) и δ_s (б) в прошедшем свете ($\lambda=0,63$ мкм): 1 — пленка железа толщиной $h=25$ нм, свет падает со стороны пленки, 2 — то же, свет падает со стороны подложки; 3 — пленка никеля толщиной $h=60$ нм; 4 — пленка железа толщиной $h=1,1$ мкм, свет падает со стороны пленки; 5 — то же, свет падает со стороны подложки [11]

происхождение указанных эффектов связано с граничными условиями на обеих поверхностях магнитного слоя. Отметим следующие отличительные особенности экваториальных магнитооптических эффектов в прошедшем свете.

1. Эффекты отличны от нуля, если показатели преломления граничащих с намагниченным слоем сред различны, точнее говоря, если различны коэффициенты отражения на верхней и нижней границах слоя.

2. При p -поляризации падающей волны эффект относительного изменения интенсивности (δ_p -эффект) является чисто гироэлектрическим ($\delta_p \sim \epsilon_{ik}$), а при s -поляризации — гиромангнитным ($\delta_s \sim \mu_{ik}$).

3. При одном и том же угле падения и постоянном направлении намагниченности эффекты меняют свой знак при

обращении хода луча, не изменяя своего абсолютного значения.

В пленках железа угловая зависимость δ_p -эффекта [11] имеет характерный вид, резко отличающийся от угловой зависимости аналогичного эффекта в отраженном свете (экваториального эффекта Керра).

Весьма интересные магнитооптические явления возникают в системах с несколькими различными магнитными слоями. Например, в двухслойной магнитной структуре возникает отличный от нуля интенсивностный магнитооптический эффект и при отражении света от прозрачной среды.

Магнитооптические эффекты в условиях полного внутреннего отражения. В эпитаксиальных пленках $(YbPrGd)_2Bi_1(FeAl)_5O_{12}$ измерены частотные и угловые зависимости изменения интенсивности отраженного света при поперечном (экваториальный эффект Керра) (ЭЭК) и продольном (меридиональный интенсивностный эффект) (МИЭ) намагничивании [13]. Измерения проводились в интервале длин волн, где магнитооптические эффекты определяются суммированием сигналов при отражении света от поверхности образца и при двойном прохождении света через тонкую пленку. Сигнал МИЭ достигал максимального значения порядка $6 \cdot 10^{-2}$ в условиях полного внутреннего отражения в образце, изменение сигнала ЭЭК в описываемом эксперименте достигало порядка $12 \cdot 10^{-2}$. В условиях нарушенного полного внутреннего отражения наблюдались магнитооптические аномалии в никеле и пермаллое [13].

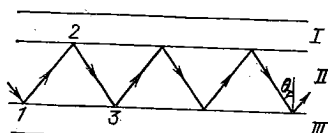
§ 1.10. Волноводное распространение света в тонких магнитных пленках

Однородная диэлектрическая пленка, окруженная диэлектрическими средами, представляет собой оптический волновод, если диэлектрические проницаемости окружающих сред меньше диэлектрической проницаемости пленки. Обычно диэлектрический волновод формируют напылением, диффузией или эпитаксией на поверхности подложки. В этом случае окружающими средами являются материал подложки и воздух. Если принять, что все среды изотропные, то решение уравнений Максвелла для пленки при волноводном распространении света имеет вид

$$E = E_0 \exp(-i\omega t + i\beta x \pm ibz), \quad (1.39)$$

где $\beta^2 + b^2 = k_2^2$, $\beta = k_2 \sin \theta_r$, $b = k_2 \cos \theta_r$, $k_2 = kn_2$, n_2 — показатель преломления пленки, θ_r — угол падения света на

границу раздела пленка — подложка или пленка — верхний слой. Распространение световой волны в тонкопленочном волноводе можно представить как распространение плоской волны по зигзагообразному пути (рис. 1.8), который



образуется в результате последовательных отражений на границах раздела сред.

Рис. 1.8. Тонкопленочный диэлектрический волновод: I — верхний слой, II — волноводная пленка, III — подложка

Нормальные моды. В изотропном волноводе могут существовать две системы невзаимодействующих между собой мод (TE- и TM-моды); TE-мода имеет компоненты E_y , H_x и H_z , а TM-мода — E_x , E_z и H_y . Волны,

распространяющиеся в волноводе, должны удовлетворять определенным фазовым соотношениям: полный сдвиг фаз на зигзагообразном пути должен быть кратным 2π , т. е.

$$\begin{aligned} \kappa_{TE} &= \kappa_{TE}^{12} + \kappa_{TE}^{23} + 2kn_2h \cos \theta_{rq} = 2\pi q, \\ \kappa_{TM} &= \kappa_{TM}^{12} + \kappa_{TM}^{23} + 2kn_2h \cos \theta_{rq'} = 2\pi q'. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Здесь h — толщина пленки, q и q' — целые числа, определяющие номер волноводной моды, κ_{TE}^{12} и κ_{TE}^{23} — фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении от границ пленка — верхний слой и пленка — нижний слой; величина

$$\kappa = -2 \arctg \{ [(k_2^2 - \beta^2)^{-1} (\beta^2 - (kn')^2)]^{1/2} (n_2/n')^u \}, \quad (1.41)$$

где $u=0$ для TE-моды и $u=2$ для TM-моды, $n' = n_1$ или n_3 . В окружающих пленку средах имеются экспоненциально затухающие волны вида

$$E = E_0 \exp(-i\omega t + i\beta x \pm pz),$$

где $p = (k_2^2 - \beta^2)^{1/2}$ — постоянная затухания. Формула (1.41) является следствием граничных условий (1.8), (1.9).

Уравнения (1.40) определяют углы θ_r для TE- и TM-мод или соответствующие постоянные распространения $\beta = n_2(\omega/c) \sin \theta_r$. На рис. 1.9 изображены зависимости постоянных распространения β от толщины волновода h . Видно, что в общем случае постоянные распространения TE- и TM-мод различны. Важное значение имеет разность величин β_{TE} и β_{TM} для мод одного порядка (расстройка)

$$\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}. \quad (1.42)$$

При $h < h_{\min}$ локализованные моды в пленке не распространяются. Исключение составляет симметричный волновод,

в котором распространение TE -моды нулевого порядка происходит при любой толщине волновода. В несимметричных волноводах на основе эпитаксиальных пленок ферритгранатов $h_{\min} \approx 0,2$ мкм.

При наличии возмущений в волноводе (неоднородностей, несимметричных компонент тензора ϵ_{ih} и т. д.) происходит

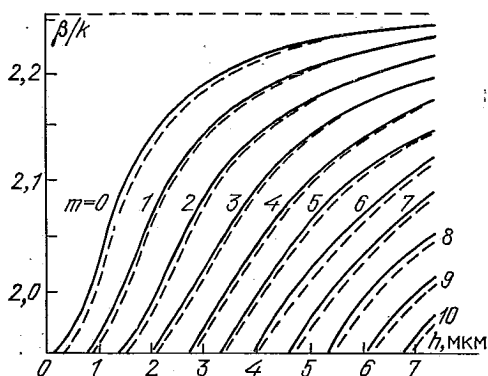


Рис. 1.9. Зависимость эффективных показателей преломления мод β/k в изотропном волноводе от толщины пленки h . Сплошные кривые — TE -моды, штриховые — TM -моды. Верхняя среда — воздух, коэффициент преломления пленки $n_2=2,25$, подложки $n_3=1,945$, $\lambda=1,15$ мкм

взаимодействие мод. Так, сформированная на входе волновода определенная мода рассеивается в процессе распространения, т. е. возбуждает другие моды. Наиболее сильно взаимодействуют «близкие» (по параметру β) моды.

Из рис. 1.9 видно, что постоянные распространения разных порядков обычно сильно отличаются друг от друга. Это позволяет решать задачи о распространении света в волноводе при наличии различных возмущений в двухмодовом приближении, рассматривая взаимодействие двух близких TE - и TM -мод и пренебрегая всеми другими (метод связанных мод).

Отметим здесь важную и плодотворную аналогию между диэлектрическим волноводом и двупреломляющей средой, рассмотренной в § 1.8. Представим электромагнитное поле в волноводе $\Psi_{\text{в}}$ в виде суперпозиции двух близких TE - и TM -мод:

$$\Psi_{\text{в}} = A\Psi_{TE} + B\Psi_{TM}. \quad (1.43)$$

Вообще говоря, вектор поля $\Psi_{\text{в}}$ включает в себя шесть компонент (E, H), но практически достаточно ограничиться

двумя: $E_y(z, x, t)$, $H_y(z, x, t)$, поскольку остальные компоненты можно выразить через эту пару при помощи уравнений Максвелла. Фазовые скорости TE - и TM -волн $v = (\sin \theta)^{-1}c$ различны, как и соответствующие скорости нормальных мод двупреломляющей среды. Если образовать вектор-столбец с координатами A и B , то матрица распространения волновода (матрица Джонса) будет иметь такой же вид, что и матрица распространения двупреломляющей пластинки, в которой величина $(\omega/c)\Delta n$ заменяется на $\Delta\beta$.

Гиротропный волновод. Распространение света в гиротропном волноводе обладает рядом особенностей, так как наличие недиагональных элементов в тензоре диэлектрической проницаемости приводит к возникновению связи между TE - и TM -модами. Рассмотрим волновод [14, 15], в котором пленка изготовлена из гиротропного материала. Подложку и верхний слой будем считать изотропными, так что тензоры диэлектрической проницаемости этих сред содержат только диагональные элементы, равные между собой, т. е. $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33}$.

Направление намагниченности (а значит, и вектора гирации) магнитной пленки может быть различным относительно плоскости пленки, им можно управлять при помощи внешних полей. Наиболее интересным и практически важным является случай, когда намагниченность лежит в плоскости пленки, совпадая с направлением распространения света, т. е. $M \parallel x$ (геометрия Фарадея). Поворот плоскости поляризации при распространении света вдоль намагниченности проявляется здесь в том, что в процессе распространения происходит взаимное преобразование (или конверсия) мод. Если на «вход» прозрачного диэлектрического волновода поступает TE -мода, то из-за гиротропии она постепенно (по мере распространения) переходит в TM -моду (но обычно не полностью), затем обратно в TE -моду и т. д. Так «проявляется» эффект Фарадея в пленочном волноводе. Эффективность преобразования ограничивается, естественно, коэффициентом поглощения света и, как будет видно ниже, расстройкой мод $\Delta\beta$.

При наличии гиротропии собственными модами волновода, также как и двупреломляющей среды, являются моды с эллиптической поляризацией:

$$\Psi_{\mathbf{v}} = \left[\frac{1}{2} A(x) \begin{pmatrix} e_y(z) \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} B(x) \begin{pmatrix} 0 \\ h_y(z) \end{pmatrix} \right] \exp i(\beta x - \omega t) + \text{к. с.}, \quad (1.44)$$

где $\bar{\beta} = \beta_{TE} - \Delta\beta/2$. Амплитуды TE - и TM -мод $A(x)$ и $B(x)$ изменяются периодически с координатой x и определяются матрицей распространения \hat{T} , имеющей такой же вид, как и в случае двуупреомляющей среды (1.32):

$$\begin{pmatrix} A(x) \\ B(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A(x_0) \\ B(x_0) \end{pmatrix}, \quad (1.45)$$

где

$$\begin{aligned} T_{11} &= \cos v(x-x_0) - i \cos \theta \sin v(x-x_0), \\ T_{22} &= \cos v(x-x_0) + i \cos \theta \sin v(x-x_0), \end{aligned} \quad (1.46)$$

$$\begin{aligned} T_{12} &= -T_{21} = -\sin \theta \sin v(x-x_0), \\ v &= [(\Delta\beta/2)^2 + \kappa^2]^{1/2}, \quad \cos \theta = (1/2)v^{-1}\Delta\beta, \\ \sin \theta &= \kappa/v, \quad \kappa = (2nc)^{-1}g\omega = \Phi_F; \end{aligned} \quad (1.47)$$

Φ_F — удельное фарадеевское вращение в гиротропной пленке. Полагая $A(0)=1$, $B(0)=0$, получим из (1.45), (1.46) коэффициент преобразования мод:

$$R = |B(x)|^2 = |T_{12}|^2 (|T_{11}|^2 + |T_{12}|^2)^{-1} = \sin^2 \theta \sin^2 vx. \quad (1.48)$$

Отсюда видно, что максимальный коэффициент R равен

$$R = [(\Delta\beta/2)^2 + \kappa^2]^{-1} \kappa^2. \quad (1.49)$$

На рис. 1.10 изображена осциллирующая зависимость коэффициента преобразования мод в гиротропном волноводе на основе эпитаксиальной пленки феррит-граната [15].

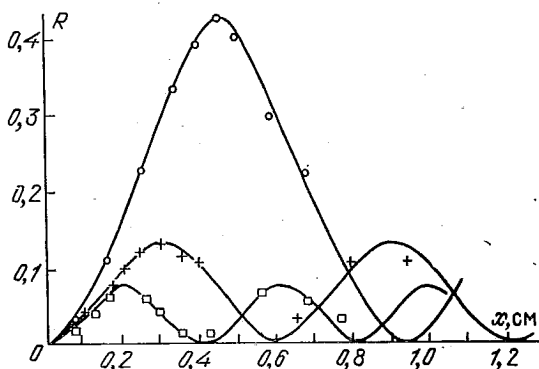


Рис. 1.10. Осциллирующая зависимость коэффициента преобразования R TE - и TM -мод от расстояния x между входной и выходной призмами в геометрии эффекта Фарадея. Сплошные кривые — теория, значки — эксперимент [15]

Для увеличения коэффициента преобразования мод нужно согласовать фазовые скорости мод, т. е. уменьшить расст-

ройку $\Delta\beta$. Другая интересная возможность основана на использовании волноводных структур с периодически изменяющимся по направлению вектором гирации (или намагниченности) магнитной пленки вдоль структуры. При этом увеличение R достигается за счет периодического согласования фаз взаимодействующих мод.

Важным свойством гиротропного волновода является его невзаимность. Это означает, что постоянные распространения смешанных (эллиптически поляризованных) мод (1.43), а также коэффициенты преобразования $TE-TM$ для направлений x и $-x$ распространения света отличаются друг от друга. Особенно большая невзаимность может быть достигнута в составных (или каскадных) волноводах, отдельные части которых имеют разные направления вектора гирации. Это следует из того факта, что матрицы преобразования отдельных частей не коммутируют между собой. Интересны с этой точки зрения также волноводы «полувыветякающего» типа, в которых условия волноводного распространения при $x=0$ выполнены лишь для одной из мод, например TE -моды. Тогда по мере распространения TE -мода преобразуется в TM -моду, которая излучается («выветякает») из волновода. Такие структуры представляют интерес для создания оптических интегральных приборов вентиляльного типа.

Диэлектрические волноводы с непрерывным профилем изменения $\epsilon_{ih}(z)$. Квантовомеханическая аналогия. Рассмотрим другой подход к проблеме математического описания многослойных волноводов с непрерывным изменением диэлектрической проницаемости. Уравнения Максвелла представим в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} k\epsilon_0 & i\partial_x & -i\partial_z & 0 & k\epsilon_{23} & 0 \\ i\partial_x & k & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -i\partial_z & 0 & k & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & k & -i\partial_x & i\partial_z \\ k\epsilon_{32} & 0 & 0 & -i\partial_x & k\epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i\partial_z & 0 & k\epsilon_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y \\ H_z \\ H_x \\ H_y \\ E_z \\ E_x \end{pmatrix} = 0. \quad (1.50)$$

При $\epsilon_{23}=0$ эти уравнения разделяются на две независимые системы, определяющие TE - и TM -волны, ϵ_{23} обеспечивает их взаимодействие. Выразим $E_{x,z}$ и $H_{x,z}$ через E_y и H_y :

$$H_{x,z} = \pm k^{-1} i\partial_{z,x} E_y, \\ E_x = -(k\epsilon_0)^{-1} i\partial_z H_y, \quad E_z = (k\epsilon_0)^{-1} (i\partial_x H_y - k\epsilon_{32} E_y).$$

Подставляя эти значения в (1.50) и вводя новую переменную $\tilde{H} = H_y e^{-1/2}$, а также пренебрегая квадратичными по-

правками по ε_{23} , получим

$$\begin{pmatrix} k^2\varepsilon_0 + \partial_x^2 + \partial_z^2 & k\varepsilon_{23}\varepsilon_0^{-1/2}i\partial_x \\ k\varepsilon_{32}\varepsilon^{-1/2}i\partial_x & k^2\varepsilon + (1/2)\varepsilon^{1/2}\partial_z(\varepsilon^{-3/2}\partial_z\varepsilon) + \partial_x^2 + \partial_z^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ \tilde{H} \end{pmatrix} = 0.$$

Решим эти уравнения, воспользовавшись теорией возмущений. При $\varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} = 0$ имеем два типа волн:

$$\Psi_{TE}^n = \begin{pmatrix} E_n \\ 0 \end{pmatrix} \exp i(\beta_{TE}^n x - \omega t), \quad (1.51)$$

$$\partial^2 E_n + [-(\beta_{TE}^n)^2 + k^2\varepsilon_0] E_n = 0;$$

$$\Psi_{TM}^n = \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{H}_n \end{pmatrix} \exp i(\beta_{TM}^n x - \omega t), \quad (1.52)$$

$$\partial_z^2 \tilde{H}_n + [-(\beta_{TM}^n)^2 + k^2\varepsilon_0 + (1/2)\varepsilon^{1/2}\partial_z(\varepsilon^{-3/2}\partial_z\varepsilon)] \tilde{H}_n = 0.$$

Уравнения (1.51), (1.52) совпадают по форме с уравнением Шредингера для частиц, движущихся в потенциальных ямах (рис. 1.11):

$$V_{TE} = -k^2\varepsilon_0(z),$$

$$V_{TM} = -k^2\varepsilon_0(z) + \delta V(z),$$

$$\delta V(z) = -(1/2)(\varepsilon^{-1}\partial_z^2\varepsilon) + (3/4)(\varepsilon^{-1}\partial_z\varepsilon)^2.$$

Постоянные распространения $-(\beta_{TE}^n)^2$ и $-(\beta_{TM}^n)^2$ соответствуют различным уровням энергии. Обычно $|\delta V| \ll |k^2\varepsilon_0|$, поэтому величину $-(\beta_{TM}^n)^2$ можно определить, воспользовавшись теорией возмущений:

$$-(\beta_{TM}^n)^2 = -(\beta_{TE}^n)^2 - (\langle n | n \rangle)^{-1} \times \\ \times \langle n | (1/2)\varepsilon_0^{1/2}\partial_z(\varepsilon_0^{-3/2}\partial_z\varepsilon_0) | n \rangle,$$

где матричный элемент

$$\langle n | A | m \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dz E_n^*(z) A E_m(z).$$

Предполагается, что собственные функции $E_y(z)$ и $H_y(z)$ нормированы на единицу: $\langle E_y^* E_y \rangle = 1$, $\langle \varepsilon_0^{-1} H_y^* H_y \rangle = 1$.

В этом приближении имеем систему квазидублетов, достаточно далеко отстоящих (по энергии) друг от друга (см. рис. 1.9). Включение возмущения ($\varepsilon_{23} \neq 0$), т. е. гирации, в первом приближении приводит к перемешиванию состояний внутри каждого квазидублета, т. е. Ψ_B^n определяется формулами (1.43), (1.44). В первом порядке теории

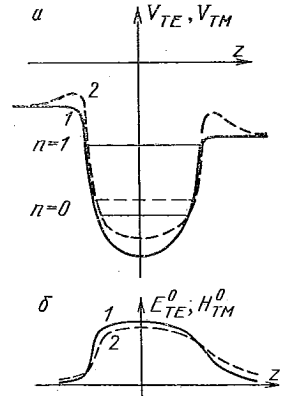


Рис. 1.11. Потенциальные ямы (а) и распределение электрического и магнитного полей (б) в модах TE (1) и TM (2)

Возмущений получим так называемые уравнения связи мод [16] для коэффициентов A и B .

Представим уравнения связи в матричном виде:

$$i\partial_x \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}, \quad (1.53)$$

где

$$\mathcal{H} = (\Delta\beta/2)\sigma_z - \kappa\sigma_y = (\sigma\nu), \quad (1.54)$$

$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}$ — матрицы Паули, $\kappa = -i(1/2)k\langle E_y^* e_{23} e_0^{-1} H_y \rangle$ — коэффициент связи, $\nu = (0, -\kappa, \Delta\beta/2) = (0, -\nu \sin \theta, \nu \cos \theta)$, параметры ν и θ определены в (1.47). (Здесь индекс для сокращения формул опущен.)

Уравнения (1.53) можно применять для описания волноводов из анизотропных оптических материалов при наличии гирации в обоих тензорах $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$. При этом нужно изменить в них лишь конкретные значения $\Delta\beta$ и κ (соответствующие формулы приведены, например, в [15]). Коэффициент связи κ максимален для взаимодействующих мод одного порядка n , он монотонно увеличивается с уменьшением толщины пленки, что обусловлено увеличением интеграла перекрытия мод.

Решение уравнения (1.53) при $\nu = \text{const}$ имеет вид

$$\begin{pmatrix} A(x) \\ B(x) \end{pmatrix} = \hat{T} \begin{pmatrix} A(x_0) \\ B(x_0) \end{pmatrix},$$

где

$$\begin{aligned} \hat{T} &= \exp[-i\nu(\sigma n)(x-x_0)] = \\ &= \cos \nu(x-x_0) \hat{I} - i(\sigma n) \sin \nu(x-x_0), \end{aligned}$$

\hat{I} — единичная матрица, $n = (0, -\sin \theta, \cos \theta)$. Видно, что матрица \hat{T} совпадает с (1.45).

Уравнение (1.53) совпадает по форме с уравнением Шредингера, описывающим двухуровневую систему с гамильтонианом \mathcal{H} (1.54); нужно лишь заменить x на t . Поэтому для исследования конкретных волноводных структур можно использовать известные результаты из теории двухуровневых систем. В частности, формула (1.48) для коэффициента преобразования мод R эквивалентна с этой точки зрения известной формуле Раби для вероятности перехода под влиянием возмущения $V = -\kappa\sigma_y$, а величина κ играет роль частоты Раби [17].

Для описания поляризации волн A , B_{\pm} удобно воспользоваться, как отмечено в § 1.1, квазиспином $S_{\text{КВ}}$; его на-

правление определяется формулой (1.36). Матрица T есть матрица поворота квазиспина $S_{\text{кв}}$ вокруг эффективного поля ν . На рис. 1.12 изображена прецессия квазиспина вокруг однородного эффективного поля ν , происходящая при изменении координаты x . Видно, что коэффициент преобразования $R = \sin^2(\alpha/2)$ (где α — полярный угол квазиспина) осциллирует при изменении x и достигает максимального значения κ/ν при максимальном удалении конца вектора $S_{\text{кв}}$ от северного полюса сферы Пуанкаре. В том случае, когда эффективное поле зависит от координаты x , уравнение прецессии $S_{\text{кв}}$ вокруг мгновенного поля $\nu(x)$ имеет вид

$$\partial_x S_{\text{кв}} = [S_{\text{кв}} \nu(x)]. \quad (1.55)$$

Уравнения (1.53) и (1.55) эквивалентны.

Вернемся к вопросу об эффективности преобразования мод. Из формулы (1.49) видно, что для получения большого коэффициента преобразования мод нужно уменьшить расстройку $\Delta\beta$. Другой подход основан на согласовании фаз взаимодействующих мод с помощью периодического изменения в пространстве вектора намагниченности в пленке. В этом случае для нахождения матрицы распространения и коэффициента преобразования мод нужно решать уравнения (1.53) или (1.55). Интуитивно ясно, что если период

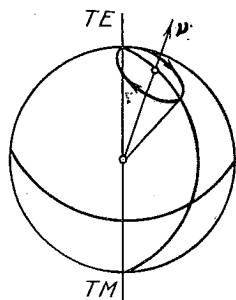
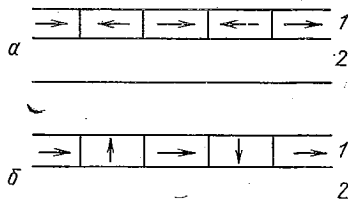


Рис. 1.12. Прецессия квазиспина $S_{\text{кв}}$ вокруг поля частотой ν , характеризующая процесс преобразования мод в однородном гиротропном волноводе

Рис. 1.13. Магнитооптические волноводы с чередующимся изменением направления намагниченности в волноводной пленке вдоль оси x (а) и вдоль осей x и z (б): 1 — пленка, 2 — подложка, стрелками показаны направления намагниченности



изменения $\kappa(x)$ близок к $(\Delta\beta)^{-1}\pi$, то в системе возникает резонанс и можно ожидать значительного увеличения коэффициента преобразования R .

На практике часто используют волноводы с чередующимся направлением намагниченности (рис. 1.13). При изменении знака проекции M на направление распростра-

нения электромагнитной волны изменяется направление эффективного поля ν , т. е. знак или значение угла θ .

Проследим за последовательностью поворотов $S_{\text{кв}}$ на сфере Пуанкаре (рис. 1.14 а) при прохождении света через волновод с чередующимся изменением намагниченности вдоль оси x (рис. 1.13 а).

Пусть отношение гиротронии и расстройки $\Delta\beta$ таково, что $|\theta| = |\theta_0| = \pi/6$, и на вход волновода поступает TE -волна.

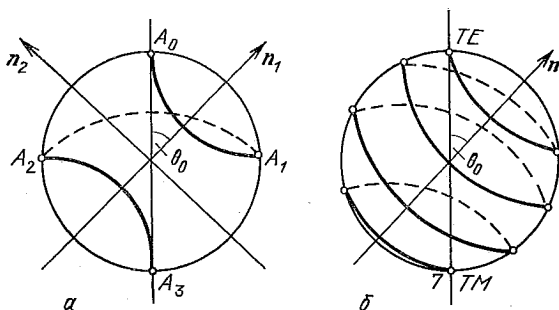


Рис. 1.14. Изображение на сфере Пуанкаре процесса преобразования мод в волноводах с чередующимся изменением направления намагниченности, показанных на рис. 1.13

Ей соответствует северный полюс сферы Пуанкаре — точка A_0 . После поворота вокруг оси $\mathbf{n}_1 = (0, \sin \theta_0, \cos \theta_0)$ на полпериода, что соответствует условию $\nu \Delta x = \pi$, состоянию волны соответствует точка A_1 с координатами $(\alpha = \pi/3, \beta = \pi/2)$; дальнейший поворот на полпериода вокруг оси $\mathbf{n}_2 = (0, -\sin \theta_0, \cos \theta_0)$ переводит точку A_1 в A_2 с координатами $(\alpha = 2\pi/3, \beta = 3\pi/2)$, и, наконец, поворот на полпериода вокруг оси $\mathbf{n}_1 = (0, \sin \theta_0, \cos \theta_0)$ переводит точку A_2 в южный полюс сферы Пуанкаре A_3 , которому соответствует TM -волна.

Этот пример показывает, что такой процесс позволяет получить 100-процентное преобразование мод $TE - TM$ (или обратно), если $\theta_0 = \pi/N$, где N — целое число.

На рис. 1.14 б изображена схема поворотов $S_{\text{кв}}$ для волновода, изображенного на рис. 1.13 б (при $\theta_0 = \pi/8$), приводящая к 100-процентному преобразованию мод. Периодические структуры такого типа формируют при помощи ионной имплантации.

Рассмотрим гармоническую модуляцию коэффициента связи. Пусть $\kappa = \kappa_0 \cos kx$ и $\Delta\beta \gg \kappa_0$. Подобную модуляцию коэффициента связи можно создать, например, возбуждая в пленке магнитостатическую спиновую волну с волновым

вектором k . В условиях резонанса $\Delta\beta=k$, т. е. в условиях фазовой синхронизации мод, переориентация $S_{\text{кв}}$ из северного полюса сферы Пуанкаре в южный происходит практически по меридиану. Свет проходит при этом расстояние $l=\kappa_0^{-1}\pi$. В квантовой электронике этому процессу соответствует динамический процесс, переводящий систему с одного уровня на другой при помощи так называемого 180-градусного импульса (т. е. переворачивающий спин на 180°).

Для учета затухания света в волноводе нужно добавить в левую часть уравнения связи (1.53) слагаемое $i\alpha \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}$, где α — коэффициент затухания. Для практического использования гиротропных волноводов обычно требуется, чтобы длина магнитооптического преобразования $l=\kappa_0^{-1}\pi$ была меньше, чем длина затухания α^{-1} , т. е. $\alpha^{-1} < \kappa_0^{-1}\pi$. Вопросам практической реализации рассмотренных здесь физических явлений посвящен § 4.10.

§ 1.11. Микроскопические механизмы магнитооптической активности

Магнитооптические явления описываются тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости или соответствующими поляризуемостями среды. Для многих магнитооптических материалов полагают, что их поляризуемость является суммой поляризуемостей d - или f -ионов, которые определяют магнитные свойства этих веществ. Компоненты тензора поляризуемости иона α_{ij} определяются известной из квантовой механики формулой Крамерса — Гейзенберга

$$\alpha_{ij} = \hbar^{-1} \sum_{ab} \rho_a [(\omega_{ab} + \omega - i\Gamma_{ab})^{-1} d_{ab}^i d_{ba}^j + (\omega_{ab} - \omega + i\Gamma_{ab})^{-1} d_{ab}^i d_{ba}^j], \quad (1.56)$$

где суммирование производится по всем основным (a) и возбужденным (b) состояниям иона, ρ_a — вероятность нахождения электрона на уровне с энергией E_a , d_{ab}^i — матричный элемент i -й компоненты дипольного момента между состояниями a и b ($i=x, y, z$), $\hbar\omega_{ab}=E_b-E_a$, Γ_{ab} — полуширина спектральной линии перехода $a \rightarrow b$.

Вклад магнитоактивных ионов, концентрация которых равна $\frac{1}{2}N$, в диэлектрическую проницаемость материала равен

$$\delta\varepsilon_{ij} = 4\pi N [(n^2 + 2)/3]^2 \alpha_{ij}, \quad (1.57)$$

где n — средний показатель преломления материала (при этом $\delta\varepsilon_{ij} \ll n^2$). Фактор Лоренц — Лорентца $L = [(n^2 + 2)/3]^2$ приближенно учитывает перенормировку действующего на ион электрического поля волны за счет поляризации среды. Его можно легко получить при помощи известного в теории диэлектриков соотношения Лоренц — Лорентца

$$\hat{\varepsilon} = (3 - 4\pi\hat{\kappa})^{-1} (3 + 8\pi\hat{\kappa}), \quad (1.58)$$

которое мы записали в тензорных обозначениях. Полагая $\hat{\varepsilon} = \varepsilon_0 \hat{I} + \delta\hat{\varepsilon}$, $\hat{\alpha} = \alpha_0 \hat{I} + \delta\hat{\alpha}$, где \hat{I} — единичный тензор, и варьируя (1.58) по $\delta\hat{\alpha}$, получим соотношение (1.57).

Недиагональные компоненты тензора $\delta\varepsilon_{ij}$, согласно (1.23), определяют эффект Фарадея, круговой дихроизм и другие магнитооптические эффекты. Подставляя (1.56) и (1.57) в (1.23), получим, например, для эффекта Фарадея

$$\Phi_F = \pi N e^2 (m c n)^{-1} L \sum_{ab} \rho_a (f_{ab}^+ - f_{ab}^-) \omega_{ab}^{-1} \Psi(\omega, \omega_{ab}), \quad (1.59)$$

где

$$f_{ab}^{\pm} = (\hbar e^2)^{-1} m \omega_{ab} |^{1/2} (d_{ab}^x \pm i d_{ab}^y)^2 = (\hbar e^2)^{-1} m \omega_{ab} |d_{ab}^{\pm}|^2 \quad (1.60)$$

— силы осцилляторов для право (лево)-циркулярно поляризованного излучения; эти безразмерные величины определяют вероятности электродипольных (в данном случае) переходов. Функция

$$\begin{aligned} \Psi(\omega, \omega_{ab}) &= \\ &= \omega^2 (\omega_{ab}^2 - \omega^2 - \Gamma_{ab}^2) [(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma_{ab}^2]^{-1} \end{aligned} \quad (1.61)$$

характеризует форму дисперсионной кривой эффекта Фарадея для перехода $a - b$. Формулы для эллиптичности Ψ , характеризующей магнитный круговой дихроизм, отличаются от (1.59) — (1.61) только тем, что числитель в формуле (1.61) нужно заменить на величину $2\omega^3 \Gamma_{ab}$.

Из формулы (1.59) видно, что эффект Фарадея и круговой дихроизм возникают из-за того, что поляризуемости квантовой системы в поле право (лево)-циркулярно поляризованной волны являются различными. Это различие возникает из-за разности частот правых и левых переходов (т. е. эффекта Зеемана), их сил осцилляторов f_{ab}^{\pm} и заселенностей исходных уровней ρ_a . Такая асимметрия поляризуемостей возникает в магнитном поле или при существовании магнитного порядка в отличие от эффекта естественной оптической активности в хиральных объектах (молекулах, кристаллах и т. д.), обладающих зеркальной асимметрией,

Рассмотрим сначала механизмы магнитооптической активности на простых схемах электродипольных оптических переходов. Будем характеризовать состояния иона квантовыми числами J и M , которые являются собственными значениями оператора углового момента иона и его z -проекции. Магнитное поле снимает вырождение мультиплета по M , расщепляя каждый мультиплет J на $2J+1$ уровней. Правила отбора для электродипольных переходов легко получить, принимая во внимание, что угловой

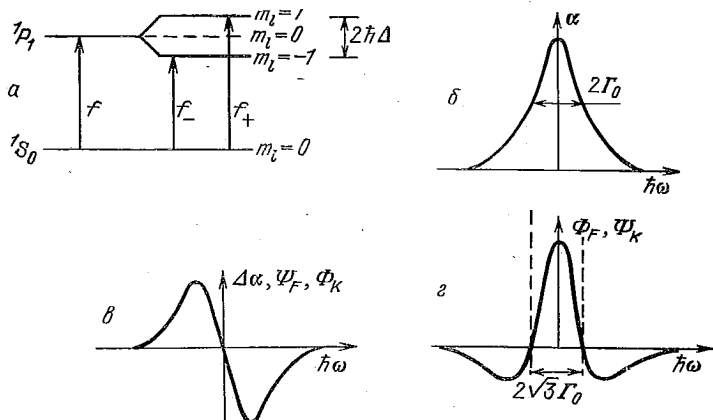


Рис. 1.15. Схема энергетических уровней (а), приводящая к возникновению дисперсионных зависимостей поглощения (б) эффектов Керра (в) и Фарадея (г) диамагнитного вида

момент и его z -проекция для фотонов левой (правой) круговой поляризации равны $j=1$ и $m=+1$ (-1) соответственно. Поэтому лево (право) поляризованный фотон будет индуцировать переход иона в состояние с $\Delta J = \pm 1, 0$ и $\Delta M = +1$ (-1).

Рассмотрим переход из $1S_0$ ($J=0$) в $1P_1$ ($J=1$) (рис. 1.15 а). Если бы мы провели измерения отдельно для лево- и правополяризованного излучения, то получили бы две одинаковые линии типа изображенной на рис. 1.15 б, смещенные друг относительно друга на зеемановское расщепление возбужденного мультиплета. Разность этих дисперсионных кривых, согласно (1.59), определяет наблюдаемые эффект Фарадея и круговой дихроизм (рис. 1.15). Раскомпенсация «правых» и «левых» переходов обусловлена здесь лишь небольшим различием их частот. Дисперсионную зависимость магнитооптических эффектов такого

типа называют диамагнитной, так как она часто встречается при исследовании диамагнитных веществ.

Другая ситуация реализуется при переходе $^1P \rightarrow ^1S$ (рис. 1.16 а). Элементарные переходы здесь те же, что и выше, но результат наложения переходов существенно отличается, так как важную роль играет разность заселенностей уровней основного мультиплета. Именно она и

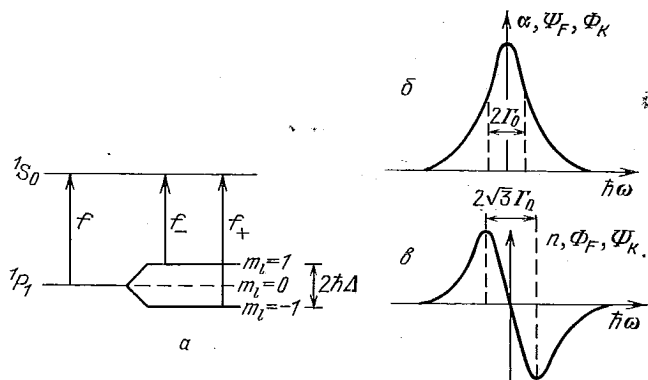


Рис. 1.16. Схема энергетических уровней (а), приводящая к возникновению дисперсионных зависимостей эффектов Керра (б) и Фарадея (в) парамагнитного вида

создает раскомпенсацию «правых» и «левых» переходов. При $T=0$ «работает» только переход f_+ . При конечной температуре суммарный эффект определяется разностью заселенностей уровней основного мультиплета, иными словами, намагнитченностью иона (или парамагнитной восприимчивостью) в случае слабого магнитного поля. Суммарные дисперсионные кривые магнитооптических эффектов изображены на рис. 1.16 б, в. Они называются парамагнитными. Разумеется, в этом случае имеется также вклад (диамагнитный) в магнитооптические эффекты за счет разности частот переходов, но он обычно много меньше парамагнитного.

Оценим угол вращения плоскости поляризации в рассмотренных случаях. Для парамагнитной дисперсии из формулы (1.59), полагая в ней $\omega_+ \approx \omega_- = \omega_0$, $\Gamma_+ = \Gamma_- = \Gamma_0$, $f^\pm = f_0$, получим

$$\Phi_F = \pi N e^2 (m c n \omega_0)^{-1} f_0 L \phi(\omega, \omega_0) m(T),$$

где $m(T) = M(T)/M(0) = \rho_1 - \rho_{-1}$ — приведенный средний магнитный момент иона. Экстремальные значения Φ_F достигаются при $\omega = \omega_0 \pm \Gamma_0$:

$$(\Phi_F)_{\max} = \pi N e^2 (4 m c n \Gamma_0)^{-1} f_0 L m(T). \quad (1.62a)$$

При $N=10^{22}$ ионов/см³, $n=2$, $\hbar\Gamma_0=1$ эВ, $f_0=1$, $m(T)=1$ из (1.62а) находим $\Phi_F=6 \cdot 10^6$ град/см. Заметим, что в EuS, например, Φ_F достигает $2 \cdot 10^6$ град/см [18].

Для диамагнитной дисперсии, подставляя в формулу (1.59)

$$\omega_{11}=\omega_0-\Delta, \quad \omega_{12}=\omega_0+\Delta, \quad f^+=f^-=f_0, \quad \Gamma_+=\Gamma_-=\Gamma_0$$

и полагая, что $\Delta \ll \Gamma_0 \ll \omega_0$, находим при $\omega \sim \omega_0$

$$\Phi_F = \pi N e^2 (m c n \omega_0)^{-1} [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]^{-1} \omega \Delta f_0 L. \quad (1.62б)$$

При этом максимальное вращение, достигаемое при $\omega = \omega_0$ и $m(T)=1$,

$$(\Phi_F)_{\max} = \pi N e^2 (m c n \Gamma_0^2)^{-1} \Delta f_0 L. \quad (1.62в)$$

Максимальное вращение в случае диамагнитной дисперсии отличается от аналогичной величины для парамагнитной дисперсии множителем $4\Delta/\Gamma_0$, который для интенсивных оптических переходов всегда меньше единицы. На крыльях линий, т. е. при $|\omega - \omega_0| \gg \Delta, \Gamma$, различие вращений в этих двух случаях еще больше увеличивается. В висмутсодержащем феррит-гранате $\text{Bi}_{0,5}\text{Tm}_{2,5}\text{Fe}_{3,9}\text{Ga}_{1,1}\text{O}_{12}$ в области 0,37 мкм при $T=295$ К $\Phi_F=1,2 \cdot 10^5$ град/см, для состава $\text{Bi}_{2,2}\text{Gd}_{0,8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ следует ожидать $\Phi_F=7 \cdot 10^5$ град/см.

Мы рассмотрели сильно упрощенные схемы переходов. В реальных ситуациях энергетический спектр и волновые функции иона в кристалле значительно сложнее. Однако характерные механизмы магнитооптической активности, аналогичные рассмотренным выше, проявляются и в них. Это можно пояснить следующим образом. В ионах разрешенные электродипольные переходы лежат в ультрафиолетовой части спектра, а практический интерес обычно представляют видимый и ИК диапазоны спектра. Поэтому мы реально имеем дело с «длинноволновыми крыльями» разрешенных переходов. Наблюдаемые в этой области спектра магнитооптические эффекты формируются в значительной степени наложением достаточно большого числа «длинноволновых крыльев» элементарных переходов типа тех, которые рассмотрены выше. При этом обычно выполняется условие $|\Delta\omega_{ab}| \ll |\omega_0 - \omega|$, где ω_0 — характерная частота группы разрешенных переходов, ω — частота излучения, $\Delta\omega_{ab}$ — разность частот элементарных переходов. Это условие очень эффективно используется при расчете поляризуемости (1.56).

Рассмотрим разрешенные электродипольные переходы из группы уровней, примыкающих к основному состоянию

($E_a = E_0 \pm \Delta E_a$), в группу уровней со средней энергией E_1 ($E_b = E_1 \pm \Delta E_b$) (рис. 1.17). Здесь E_0 и E_1 — энергии основного и возбужденного мультиплетов (или термов), ΔE_a , ΔE_b — их расщепление под действием кристаллического, магнитного, обменного полей и спин-орбитального взаимодействия (когда речь идет о термах). Уровни E_0 и E_1 принадлежат, вообще говоря, различным конфигурациям (например, $3d^n$ и $3d^{n-1}4p^1$ для d -ионов и $4f^n$, $4f^{n-1}5d^1$ для редкоземельных ионов). При $|\omega_{ab}| \ll |\omega - \omega_0|$ и $\Gamma_{ab} \ll |\omega - \omega_0|$,

где $\Delta\omega_{ab} = \Delta(E_b - E_a)/\hbar$, функцию $\varphi(\omega, \omega_0)$ в (1.61) можно представить в виде

$$\varphi(\omega, \omega_0) \approx \varphi_1(\omega, \omega_0) + \varphi_2(\omega, \omega_0) \times \Delta\omega_{ab}\omega_0^{-1} + O((\omega_0^{-1}\Delta\omega_{ab})^2), \quad (1.63)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_1(\omega, \omega_0) &= (\omega_0^2 - \omega^2)^{-1} \omega^2, \\ \varphi_2(\omega, \omega_0) &= -(\omega_0^2 - \omega^2)^{-2} \cdot 2\omega^2 \omega_0^2. \end{aligned}$$

Подставляя (1.63) в (1.59), получим

$$\Phi_F = A\varphi_2(\omega, \omega_0) + [B(H) + Cm(H, T)]\varphi_1(\omega, \omega_0), \quad (1.64)$$

где первое слагаемое $A = A_1 + A_2 m(H, T)$ представляет собой диамагнитный вклад в эффект Фарадея, третье слагаемое Cm — парамагнитный (m — приведенный магнитный момент иона), а второе слагаемое B («член смешивания») учитывает примешивание к основному и возбужденному мультиплетам других мультиплетов под влиянием магнитного или обменного полей. Такое примешивание изображено на рис. 1.17 волнистой чертой.

Кoeffициенты A , B , C введены Р. Сербером в 1932 г. и сейчас широко используются в литературе по магнитооптике. Для ионов с $L \neq 0$ в основном состоянии «парамагнитное» слагаемое C является наибольшим в выражении (1.64). Для редкоземельных ионов, например, коэффициенты A и B оцениваются следующим образом:

$$\begin{aligned} |A_1/C| &\sim (\hbar\omega_0)^{-1} \mu_B H_{эф}, & |A_2/C| &\sim (\hbar\omega_0)^{-1} \Delta_{s0}, \\ |B/C| &\sim \Delta_{s0}^{-1} \mu_B H_{эф}, \end{aligned}$$

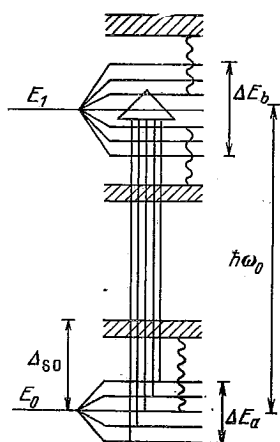


Рис. 1.17. Схематическое изображение структуры уровней d - или f -иона в кристаллическом поле. Сплошными стрелками изображены разрешенные электродипольные переходы

где Δ_{so} — энергия спин-орбитального взаимодействия, $H_{эф}$ — внешнее или обменное поле. Для редкоземельных ионов $\hbar\omega_0 \approx (0,5-1) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\Delta_{so} \approx (10^3-10^4) \text{ см}^{-1}$, $\mu_B H_{эф} \approx (1-10) \text{ см}^{-1}$ при $H_{эф} \approx 10^4-10^5 \text{ Э}$, тогда $|A_1/C| \sim 10^{-4}$, $|A_2/C| \sim 10^{-2}$, $|B/C| \sim 10^{-2}-10^{-3}$. Характерной особенностью слагаемого B является то, что оно не зависит от температуры. По своему происхождению и физическому смыслу этот вклад в эффект Фарадея полностью аналогичен известному ванфлековскому температурно независимому вкладу в намагниченность парамагнетиков (ванфлековский парамагнетизм). Вклад в эффект Фарадея, описываемый слагаемым B , важно учитывать при изучении магнитооптических явлений в сильных магнитных полях.

Остановимся более подробно на ионах, основное состояние которых является орбитальным синглетом. Такими ионами являются, например, S -ионы: Fe^{3+} , Mn^{2+} , Gd^{3+} , Eu^{2+} и т. д., с орбитальным моментом $L=0$, а также ионы с «замороженным» орбитальным моментом (Cr^{3+} , Ni^{2+} в октаэдре и др.). Рассмотрим основные особенности магнитооптики этих ионов на упрощенной модели переходов между термами $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ (рис. 1.18). Эти термы расщепляются под действием спин-орбитального взаимодействия и магнитного поля. Кристаллическое поле в первом приближении по $|\Delta\omega_{ab}|/\omega_0$ не дает вклада в эффект Фарадея, поэтому для простоты его здесь можно не учитывать. Энергии уровней E_{1-8} есть

$$\begin{aligned} E_{1,2} &= E_0 + 2\mu_B H m, & m &= -1/2, +1/2; \\ E_{3,4} &= E_1 - \lambda_{so} + (2/3)\mu_B H m, & m &= -1/2, +1/2; \\ E_{5-8} &= E_1 + \lambda_{so}/2 + (4/3)\mu_B H m, & m &= -3/2, -1/2, +1/2, +3/2; \end{aligned} \quad (1.65)$$

где λ_{so} — константа спин-орбитального взаимодействия. Отличные от нуля матричные элементы дипольных моментов d_{ab}^{\pm} равны

$$\begin{aligned} |d_{14}^+|^2 &= |d_{23}^-|^2 = (2/9) d^2, & |d_{15}^-|^2 &= |d_{28}^+|^2 = (1/3) d^2, \\ |d_{17}^+|^2 &= |d_{26}^-|^2 = (1/9) d^2, & & \text{где } d = \text{const.} \end{aligned} \quad (1.66)$$

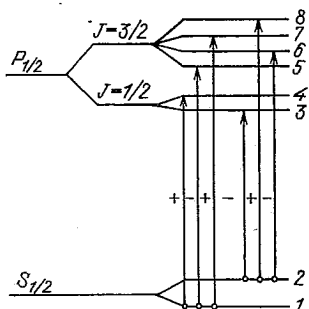


Рис. 1.18. Схема электродипольных переходов между термами $S_{1/2}$ и $P_{1/2}$, иллюстрирующая механизм формирования эффекта Фарадея в ионах с нулевым орбитальным моментом в основном состоянии

Будем сначала считать, что температура $T=0$. В этом случае заселен лишь нижний уровень E_1 и «работают» только три перехода: 1—4, 1—5, 1—7. Если пренебречь различием частот этих переходов, то эффект Фарадея (и круговой дихроизм) обращаются в нуль, так как, согласно (1.66), $|d_{14}^+|^2 - |d_{15}^-|^2 + |d_{17}^+|^2 = 0$. Таким образом, величина Φ_F отлична от нуля лишь в силу различия частот «элементарных» переходов (как в рассмотренном выше случае диаманитной дисперсии). При конечной температуре ($T \neq 0$) в эффект Фарадея дают вклад переходы 2—3, 2—8, 2—6. Их суммарный вклад равен по величине (но противоположен по знаку) вкладу от переходов с первого уровня (с точностью до заселенности уровня ρ_2). Ситуация здесь такая же, как в случае парамагнитной дисперсии, т. е. угол Φ_F , определяемый разностью суммарных переходов с уровней E_1 и E_2 , здесь также пропорционален разности $\rho_1 - \rho_2$, т. е. среднему магнитному моменту иона. Подставляя (1.65) и (1.66) в (1.59), получим

$$\Phi_F = -\pi N e^2 (m c n)^{-1} L f_0 \Phi_2(\omega) (b_1 \lambda_{s_0} m_s - b_2 \mu_B H) (\hbar \omega)^{-1}, \quad (1.67)$$

где $b_1 = 1/3$, $b_2 = 22/27$, $m_s = \rho_1 - \rho_2$ — как и выше, приведенный средний магнитный момент иона.

Возвращаясь к S -ионам Fe^{3+} , Mn^{2+} , Gd^{3+} , Eu^{2+} , заметим, что, хотя спиновое число у них в основном состоянии равно $5/2$ и $7/2$, а число элементарных переходов, дающих вклад в эффект Фарадея, значительно больше, чем в случае перехода $S_{1/2} - P_{1/2}$, тем не менее формула (1.67) справедлива и для них (с точностью до множителей b_1 и b_2) с подстановкой, конечно, соответствующего магнитного момента иона. Например, для Gd^{3+} $b_1 = 2/3$, $b_2 = 2$.

Формулу (1.67) можно применять и к d -ионам с «замороженным» орбитальным моментом. Отметим малые параметры в формуле (1.67) $(\hbar \omega_0)^{-1} \lambda_{s_0} m_s$ и $(\hbar \omega_0)^{-1} \mu_B H$. Это означает, что в рассматриваемых ионах эффект Фарадея и другие магнитооптические эффекты при прочих равных условиях являются меньшими по величине, чем в ионах с $L \neq 0$ в основном состоянии.

Подчеркнем важную роль спин-орбитального взаимодействия в эффекте Фарадея. В тех случаях, когда основным состоянием магнитного иона является орбитальный синглет, удельное фарадеевское вращение Φ_F плоскости поляризации непосредственно пропорционально константе спин-орбитального взаимодействия.

Парамагнитный эффект Фарадея (вообще говоря, больший по величине, чем диамагнитные) возникает лишь тогда, когда спин-орбитальное взаимодействие превышает взаимодействие с кристаллическим окружением, так что в основном состоянии средний орбитальный момент отличен от нуля.

Поэтому для получения материалов с большим значением эффекта Фарадея перспективно использовать ионы с большой константой спин-орбитального взаимодействия (например, V^{3+} , Pb^{2+} , U^{3+} , ...).

Для иллюстрации рассмотренных теоретических положений приведем экспериментальные данные по эффекту Фарадея в редкоземельных феррит-гранатах. Вклад в удельное фарадеевское вращение Φ_F редкоземельных ионов Tb^{3+} , Dy^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+} можно определить формулой

$$\Phi_F = C M_R + D H, \quad (1.68)$$

где M_R измеряется в $\mu_B/\text{ион}$, а коэффициенты C (парамагнитный вклад) и D (член смешивания) приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1. Магнитооптические коэффициенты для редкоземельных феррит-гранатов [22]

Вещество	C , град/(см· μ_B)	D , град/(см·кЭ)	C_m , град/(см· μ_B)
$\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	-97,9	0,7	6,9
$\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	-66	0,45	6,1
$\text{Er}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	-33,5	0,43	5,5
$\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	14,7	0,16	5,3
$\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	34,8	0,21	5,2

Диамагнитный вклад (слагаемое A_1 в (1.64)) для этих ионов много меньше C и D .

Вращение плоскости поляризации, обусловленное S -ионом Gd^{3+} , характеризуется в $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ следующими параметрами: $C = -4,1$ град/(см· μ_B), $C_m = 9,1$ град/(см· μ_B), $D = 0,28$ град/(см·кЭ), где C_m — коэффициент, определяющий гиромагнитный вклад в эффект Фарадея (см. ниже). Из приведенных данных следует, что этот ион действительно обладает значительно меньшей магнитооптической активностью, чем приведенные выше ионы с $L \neq 0$.

Сделаем несколько замечаний по поводу использования формул (1.64) и (1.67). Они получены для разрешенного электродипольного перехода между основным и возбуж-

денным термами d - или f -иона. В действительности таких разрешенных переходов может быть достаточно много. Как изменяются формулы при учете этих переходов? Фактически изменяется лишь частотная дисперсия, т. е. нужно просуммировать эти выражения по всем разрешенным частотам. Сама же структура формул, т. е. зависимость от m , H , T , сохранится такой же, как в (1.64) и (1.67).

В ряде случаев надо учитывать магнитодипольные переходы, т. е. гиромагнитный вклад в эффект Фарадея [5, 19]. Они могут быть особенно важными в ИК диапазоне, например в окне прозрачности феррит-гранатов. Гиромагнитный вклад в эффект Фарадея может быть выражен так [5]:

$$\Phi_{Fm} = C_m M_R = \pi n e (mc^2)^{-1} g_J M_R. \quad (1.69)$$

Коэффициенты C_m для ряда редкоземельных гранатов приведены в табл. 1.1. Характерной особенностью гиромагнитного эффекта Фарадея в ИК области и в ближнем оптическом диапазоне является то, что вращение плоскости поляризации не зависит от частоты излучения. Причина этого, как показали Г. С. Кринчик и М. В. Четкин [19], заключается в том, что гиромагнитный эффект определяется недиагональными компонентами тензора магнитной проницаемости χ_m^\pm , т. е. обусловлен прецессией вектора намагниченности под действием магнитного поля электромагнитной волны:

$$\Phi_{Fm} = c^{-1} \pi \omega n (\chi_m^- - \chi_m^+). \quad (1.70)$$

Подставляя в (1.70) известные из теории ферромагнитного резонанса значения χ_m^\pm , получаем (1.69). Наблюдаемый в ИК диапазоне эффект Фарадея осуществляется на коротковолновом крыле линии магнитного резонанса, где $\chi^\pm \sim \omega^{-1}$; отсюда сразу следует, что Φ_{Fm} не зависит от частоты. В некоторых случаях вклад в гиромагнитный эффект Фарадея дает также обменный резонанс [5].

При изучении эффекта Фарадея в магнитных системах, содержащих несколько магнитных подрешеток или различных магнитных ионов, часто полагают, что он является суммой вкладов от подрешеток, каждый из которых пропорционален намагниченности соответствующей подрешетки [20, 21]:

$$\Phi_F = \sum_i C_i M_i(H, T),$$

где C_i — константы, зависящие от типа иона и частоты излучения. Это приближение обычно достаточно хорошо «ра-

ботаает», что согласуется с приведенными выше оценками A и B вкладов в эффект Фарадея. Но в общем случае нужно учитывать вклады «смешивания», так как они могут существенно повлиять на температурную и полевую зависимость эффекта Фарадея. Хорошей экспериментальной иллюстрацией этого (другой пример приведен в § 3.8) является изображенная на рис. 1.19 полевая зависимость эффекта Фарадея в $Gd_3Ga_5O_{12}$ [22]. Видно, что сначала Φ_F растет при увеличении поля, а затем, в той области полей, где намагниченность (кривая 2) стремится к насыщению, начинает уменьшаться. Кроме того, эффект Фарадея на этой длине волны меняет знак при повышении температуры: он отрицателен при $4,2 \text{ К}$ и положителен при комнатной температуре. Все это говорит о том, что эффект Фарадея в этих условиях нельзя считать пропорциональным намагниченности. Наблюдаемые особенности естественно описываются формулой (1.68), в которой учитываются два слагаемых в эффект Фарадея, имеющие разные знаки. Одно из этих слагаемых пропорционально намагниченности, другое — магнитному полю.

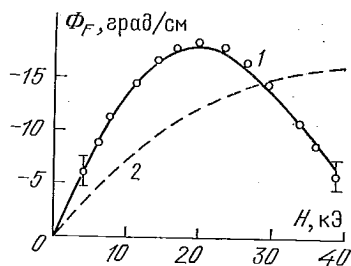


Рис. 1.19. Полевая зависимость эффекта Фарадея (1) и намагниченности (2) в $Gd_3Ga_5O_{12}$ ($\lambda=0,47 \text{ мкм}$, $T=4,2 \text{ К}$) [22]

Наряду с нечетными по магнитному полю магнитооптическими эффектами, рассмотренными выше, большое внимание привлекают к себе четные эффекты, особенно магнитное линейное двупреломление (МЛДп). Интерес к изучению МЛДп обусловлен его аномально большим значением в ряде соединений (например, в феррит-гранатах [27]), а также тем, что МЛДп по сравнению с эффектом Фарадея очень чувствителен к виду энергетического спектра, к характеру кристаллического поля, к анизотропии обмена и т. п. Поэтому исследование МЛДп может дать ценную информацию об электронной и магнитной структурах магнетиков и о микропараметрах различных взаимодействий [21, 23].

Для обсуждения четных магнитооптических явлений нужно более внимательно проанализировать вид тензора поляризуемости непосредственно из формулы (1.56). Компоненты тензора α_{ij} можно рассчитать при помощи той же схемы, которая использовалась при выводе формулы (1.60)

для эффекта Фарадея. Пренебрегая величинами $|\Delta\omega_{ab}|$ по сравнению с ω_0 в формуле (1.56), для α_{ij} можно получить [24, 25]

$$\alpha_{ij} = \alpha_0 \delta_{ij} + ia_1 e_{ijk} m_k + a_2 Q_{ij}, \quad (1.71)$$

где m_k , Q_{ij} — компоненты среднего магнитного и квадрупольного моментов иона, a_i — коэффициенты, пропорциональные силам осцилляторов разрешенных оптических переходов. Первое слагаемое в (1.71) определяет поляризуемость свободного иона, второе — гиротропию (мы его обсудили выше), третье — эффекты оптической анизотропии. Именно последнее слагаемое ответственно за четные магнитооптические эффекты. Квадрупольный момент иона можно выразить в виде двух слагаемых $Q_{ij} = Q_{ij}^0 + \Delta Q_{ij}$, где Q_{ij}^0 — спонтанный квадрупольный момент (при $H=0$), ΔQ_{ij} — индуцированный магнитным полем квадрупольный момент. Эффекты магнитооптической анизотропии и, в частности, зависимость магнитного линейного двупреломления от ориентации и поля и от температуры полностью определяются индуцированным квадрупольным моментом.

Соотношение для поляризуемости (1.71) можно применять и для слабоанизотропных ионов (типа Gd^{3+} , Fe^{3+} , Mn^{2+} , Cr^{3+} и других), но для них, в отличие от сильноанизотропных ионов с ненулевым орбитальным моментом, $a_2 \ll a_1$.

Для слабоанизотропных ионов, у которых орбитальный момент основного состояния равен нулю, (1.71) дает такую же зависимость тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\alpha}$ от ориентации намагниченности, что и феноменологическая теория (1.13). В материалах с такими ионами величина двупреломления [24, 25] имеет вид

$$\Delta n = \Delta n_0 \hat{I}_{5/2} \{L^{-1}[m(H, T)]\},$$

где $m(H, T)$ — относительная намагниченность, $\hat{I}_{5/2}(x)$ — приведенная функция Бесселя, $L^{-1}(x)$ — обратная функция Ланжевена. При низких температурах, когда заселенными являются лишь два нижних уровня иона, $\Delta n = \Delta n_0 m^3(H, T)$.

Другая ситуация возникает в магнетиках, содержащих ионы с отличным от нуля орбитальным моментом, например редкоземельные ионы. В кристаллах с низкосимметричным окружением основным состоянием является дублет для крамерсовских ионов (Dy^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+} и другие) и

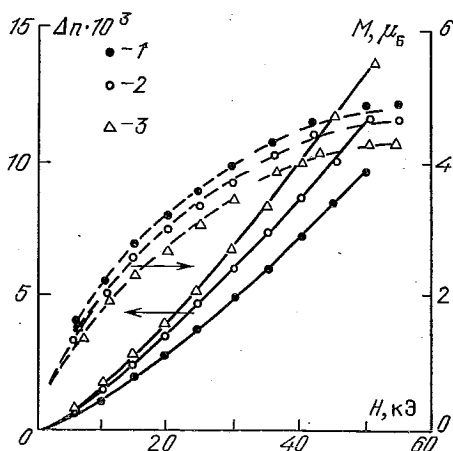
квазидублет (т. е. два близко расположенных синглета) для некрамерсовских ионов (Tb^{3+} , Ho^{3+}), отделенный достаточно большим энергетическим интервалом от возбужденных уровней. Для таких ионов зависимость МЛДп от H и T определяется формулой

$$\Delta n = AM(H_{эф}, T)H_{эф},$$

где $M(H, T)$ — средний магнитный момент иона, $H_{эф}$ — эффективное поле, действующее на ион.

Важным является то, что при насыщении намагниченности в магнитном поле не происходит насыщения магнитного линейного двупреломления — в сильном поле Δn почти линейно зависит от поля. Такие зависимости наблюдаются в $Yb_3Al_5O_{12}$, $Yb_3Ga_5O_{12}$, $Dy_3Ga_5O_{12}$, $Er_3Al_5O_{12}$ и других материалах. На рис. 1.20 показана зависимость $\Delta n(H, T)$

Рис. 1.20. Зависимость МЛДп (сплошные кривые — теория) и намагниченности (штриховые кривые) в расчете на один ион в $Er_3Al_5O_{12}$ от напряженности магнитного поля ($T=4,2$ К). Направление распространения света перпендикулярно плоскости (110) кристалла: 1 — $H \parallel [100]$, 2 — $H \parallel [110]$, 3 — $H \parallel [111]$



в $Er_3Al_5O_{12}$ от напряженности магнитного поля. Некоторые некрамерсовские ионы имеют синглетное основное состояние (Eu^{3+} , Tm^{3+} , Rg^{3+}). Для них $\Delta n \sim bH_{эф}^2$. Такая зависимость наблюдается, например, в $Tm_3Ga_5O_{12}$.

Заканчивая этот параграф, следует отметить, что мы коснулись лишь некоторых вопросов, относящихся к проблеме выяснения природы магнитооптической активности магнитных материалов. В целом эта проблема является очень обширной, трудной и еще относительно мало разработанной. Для ее решения нужно хорошо знать энергетический спектр и волновые функции объекта.

§ 1.12. Рассеяние, дифракция и модуляция света

Магнитооптическое рассеяние и дифракция света лежат в основе работы различных магнитооптических приборов и методов обработки информации, а также методов измерения свойств магнитных материалов. Чтобы полнее понять свойства материалов и учесть специфику работы приборов, важно уметь оценивать влияние магнитооптического рассеяния и дифракции света и обусловленных ими ограничений характеристик магнитооптических систем.

Реальные материалы являются в той или иной степени оптически неоднородными, т. е. их показатель преломления, или, точнее говоря, тензор диэлектрической проницаемости, меняется от точки к точке. Наличие оптической неоднородности — причина рассеяния и дифракции света в среде. В магнитных материалах важной причиной оптической неоднородности является неоднородность намагниченности, поскольку, как было показано выше, тензор диэлектрической проницаемости зависит от намагниченности $M(\mathbf{r}, t)$.

Среди явлений, которые возникают из-за магнитных неоднородностей, выделим дифракцию света на доменной структуре, рассеяние света на магнонах, модуляцию света магнитоэлектрическими спиновыми волнами. Весь этот широкий круг явлений можно рассмотреть с единой точки зрения, взяв за исходный пункт элементарный акт рассеяния света одиночным магнитным ионом.

В электромагнитном поле световой волны ионы поляризуются и колеблются с частотой волны. Следовательно, каждый ион излучает во все стороны «вторичные» волны той же частоты. Если магнитные моменты всех ионов направлены строго одинаково (однородный случай), то интерференция «вторичных» рассеянных волн создает дополнительное световое поле, которое проявляется как один из рассмотренных выше эффектов (Фарадея, Керра и т. д. в зависимости от геометрии эксперимента). Если же магнитные моменты $M_i(\mathbf{r})$ образуют регулярную неоднородную структуру (например, доменную), то интерференция «вторичных» волн дает дифракционную картину. Если $M(\mathbf{r}, t)$ — спиновая волна (магنون), то, рассматривая интерференцию промодулированных с частотой магнона Ω «вторичных» волн, имеем неупругое рассеяние света. Световые волны, рассеянные на магнонах вперед, определяют модуляцию прошедшего света.

Прежде чем переходить к более подробному рассмотре-

нию этих явлений, проанализируем элементарный процесс рассеяния поляризованного света на отдельном ионе. Хорошо известно из электродинамики, что колеблющийся с частотой ω электрический дипольный момент иона $P_i(t)$, находящийся в точке, радиус-вектор которой r_i , создает в волновой зоне электромагнитное поле, напряженность электрической составляющей которого

$$E = -(c^2 R_i)^{-1} \omega^2 [n [nP_i]] \exp[-i\omega(t - R_i/c)] = \\ = -(c^2 R_i)^{-1} \omega^2 P_{\perp} \exp[-i\omega(t - R_i/c)], \quad (1.72)$$

где $R_i = |r - r_i|$, $n = (r - r_i)/R_i$, P_{\perp} — проекция амплитуды дипольного момента на плоскость, перпендикулярную n . Дипольный момент определяется вектором E_0 падающей волны и поляризуемостью иона: $P_i = \hat{\alpha} E_0$.

Поляризацию рассеянных волн легко установить при помощи формул (1.72), (1.12) и (1.71). Рассмотрим, например, рассеяние электромагнитной волны на ионе в условиях, когда направление ее распространения совпадает с направлением магнитного момента иона, т. е. $k \parallel M$. Эта ситуация имеет непосредственное отношение к дифракции света на распределении намагниченности (например, на доменной структуре) в геометрии Фарадея. В этом случае в формулах (1.12) и (1.71) для P существенно лишь второе слагаемое, так как

$$P = ia_1 [ME_0]. \quad (1.73)$$

Отсюда сразу следует, что рассеянная волна поляризована перпендикулярно падающей, т. е. при рассеянии происходит поворот плоскости поляризации на $\pi/2$. Пусть, например, $E_0 \parallel x$, тогда $E_p \parallel y$. С точки зрения квантовой механики это означает, что поляризованные по оси x фотоны при рассеянии вперед или назад превращаются в фотоны, поляризованные по оси y . Это свойство можно рассматривать как микроскопическую причину эффектов Фарадея и Керра.

Амплитуда рассеянной волны меняется в зависимости от направления ее распространения n . Пусть волновой вектор падающего света $k_n \parallel z \parallel M$, $E_n \parallel x$, тогда амплитуда рассеянной волны максимальна в плоскости рассеяния xz и обращается в нуль при $n \parallel y$.

Магнитооптическая дифракция. Рассмотрим тонкую пластинку (пленку), нормаль к которой совпадает с осью z . Будем считать, что намагниченность в пластинке изменяется по известному закону $M = M(r)$. Пусть в пластинке вдоль оси z распространяется линейно поляризованная по оси x электромагнитная волна. Она возбуждает электроди-

польные колебания ионов и создает таким образом «вторичные» волны. Интерференция этих рассеянных волн и создает в плоскости наблюдения интересующую нас дифракционную картину. При суммировании рассеянных волн возникают некоторые затруднения, связанные с тем, что поле, возбуждающее колебания дипольных моментов, является суммой электрического поля падающей волны и поля, созданного «вторичными» волнами. Мы будем пренебрегать, как это часто делается, этим последним полем, что соответствует приближению однократного рассеяния; указанное приближение накладывает некоторые ограничения на толщину пластинки (для магнитооптики не очень жесткие), которые обсуждаются ниже. Кроме того, чтобы избежать принципиальных сложностей, связанных с учетом отражения и преломления падающей и рассеянных волн, будем считать, что «немагнитная» часть диэлектрической проницаемости равняется единице.

Суммируя (1.72) по всем магнитным ионам, получим электрическое поле в волновой зоне:

$$\begin{aligned}
 E(x, y, z) = & E_0 \exp(-i\omega t + ik_0 z) - \\
 & - (\omega/c)^2 \sum [n [nP_i]] R_i^{-1} \exp[-i\omega(t - R_i/c)] \approx \\
 & \approx E_0 \exp(-i\omega t + ik_0 z) - \\
 & - (c^2 z)^{-1} \omega^2 h \int P_{0\perp} \exp(-i\omega t + ik_0 r_{01}) dx' dy', \quad (1.74)
 \end{aligned}$$

где h — толщина пленки, z — расстояние от пленки до плоскости наблюдения, $P_{0\perp}$ — проекция амплитуды поляризованности P_0 на плоскость пленки, зависящая от E_0 и $M(\mathbf{r}, t)$ (в простейшем случае изотропной среды величина P_0 определяется формулой (1.73)), $r_{01} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, \mathbf{r} , \mathbf{r}' — радиус-векторы в плоскости наблюдения и плоскости пленки. При переходе от первой записи формулы (1.74) ко второй предполагалось, что линейные размеры пленки много меньше, чем z , и углы дифракции много меньше единицы. При помощи несложных математических операций формулу (1.74) можно привести к виду

$$E(x, y, z) = -(\lambda z)^{-1} i \int E(x', y', z') \exp(ik_0 r_{01}) dx' dy', \quad (1.75)$$

где $E(x', y', z')$ — напряженность электрического поля на выходной поверхности пленки, $E(x', y', z') = \hat{T} E_0$, $T_{11} = T_{22} = 1$, $T_{12} = T_{21} \approx c^{-1} \pi \omega a_1 M h$. Видно, что компоненты матрицы Джонса T_{ik} здесь совпадают с (1.22) в линейном приближении по углу поворота плоскости поляризации, приобретенного волной при прохождении через пленку.

Интегральное соотношение (1.75) является центральным пунктом скалярной теории дифракции Френеля — Фраунгофера. Оно выражает собой известный принцип Гюйгенса — Френеля. Действительно, электрическое поле в произвольной точке (x, y, z) представляется, согласно (1.76), суперпозицией волновых полей, создаваемых вторичными источниками, расположенными на выходной поверхности пленки, амплитуды которых в свою очередь определяются значениями электромагнитного поля на самой этой поверхности.

Хотя выше предполагалось выполненным приближение однократного рассеяния, на самом деле это требование не является необходимым. Основное условие применимости формулы (1.75) — требование того, чтобы длина волны была заметно меньше периода дифракционной решетки (или характерного размера изменения намагниченности в плоскости пленки). Формула (1.75) не требует малости угла Фарадея ($\Phi_F h$) или малости набега фазы за счет дву-преломления ($\Phi_{K-M} h$), малости дихроизма и т. д.

В зависимости от соотношения длины волны, размеров образца и расстояния z до плоскости наблюдения различают дифракции Френеля и Фраунгофера. Рассмотрим в формуле (1.75) фазовый множитель $c^{-1}\omega r_{01} \approx c^{-1}\omega [z + (2z)^{-1}(x-x')^2 + (2z)^{-1}(y-y')^2]$. Такое представление фазы $c^{-1}\omega r_{01}$ характерно для дифракции Френеля. Если выполнено условие $(2zc)^{-1}\omega\rho \ll 1$, где $\rho = [(x')^2 + (y')^2]^{1/2}_{\max}$, то говорят о дифракции Фраунгофера. Хотя это неравенство накладывает жесткое условие на координату z ($z \gg 10$ м), но при помощи подходящей оптики его всегда можно выполнить. Формула (1.75) для дифракции Фраунгофера принимает вид

$$E(x, y, z) = c \int_{-\infty}^{\infty} \hat{t}(x', y') E_0 \exp[i(k_x x' + k_y y')] dx' dy', \quad (1.76)$$

где $k_x = (cz)^{-1}\omega x$, $k_y = (cz)^{-1}\omega y$,

$$c = -(\lambda z)^{-1} i \exp\{c^{-1}i\omega [z + (2z)^{-1}(x^2 + y^2)]\}.$$

Матрица $\hat{t}(x', y')$ здесь принимает вид

$$\hat{t}(x', y') = \hat{T}(x', y', h) G(x', y'),$$

где $\hat{T}(x', y', h)$ — матрица Джонса среды, $G(x', y')$ — функция апертуры, которая равна единице внутри области засветки образца и нулю вне ее. Согласно (1.76) в приближении Фраунгофера компоненты поля E в плоскости наблюдения с точностью до несущественного множителя являются

фурье-образом от поля в выходной плоскости образца (а в ряде важных случаев — фурье-образом от распределения намагниченности в образце). Заметим еще, что формулы (1.75) и (1.76) могут быть использованы и для дифракции отраженного от образца света, при этом в них следует изменить знак у координаты z ($z \rightarrow -z$).

Рассеяние Бриллюэна — Мандельштама (БМ). Конкретные картины дифракции на доменной структуре будут рассмотрены в гл. 4, а сейчас перейдем к обсуждению магнитооптического рассеяния света на спиновых волнах. Спиновые волны, или магноны, являются элементарными возбуждениями (квазичастицами) магнитоупорядоченных материалов.

Пусть намагниченность ферромагнетика направлена вдоль оси z , тогда спиновую волну можно описать следующим образом:

$$\delta M_x = \delta M_{\perp} \cos(\Omega t - \mathbf{q}r), \quad \delta M_y = \delta M_{\perp} \sin(\Omega t - \mathbf{q}r), \quad (1.77)$$

где Ω , \mathbf{q} — частота и волновой вектор магнона, δM_{\perp} — его амплитуда.

В ферромагнетиках энергии длинноволновых магнонов ($q < 10^5 \text{ см}^{-1}$) обычно невелики $\hbar\Omega \sim 0,1 \div 1 \text{ см}^{-1}$ ($\Omega \sim 10^{10} \div 10^{11} \text{ с}^{-1}$). Такие магноны иногда называются акустическими. Среди низкочастотных магнонов в ферромагнетиках большой интерес, особенно для прикладной магнитооптики тонких пленок, представляют магнитоэлектрические волны (МЭВ). Они легко возбуждаются, обладают сравнительно большими временами жизни и интересными прикладными возможностями (см., например, [26]).

Рассеяние на низкочастотных магнонах называют рассеянием Бриллюэна — Мандельштама. В антиферромагнетиках и ферритах существуют высокочастотные (оптические) магноны с энергией $\hbar\Omega \sim 10 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$. Рассеяние на оптических магнонах называют комбинационным или рассеянием Рамана — Ландсберга — Мандельштама. Комбинационное рассеяние в магнетиках подробно освещено в монографии [27]. Мы рассмотрим более интересное для ферромагнитных материалов рассеяние БМ, фундаментальные и прикладные исследования которого в настоящее время активно проводятся во многих лабораториях (см. [28]).

Магнитооптическое рассеяние обычно наблюдается на тепловых флуктуациях намагниченности или на возбужденных внешними полями спиновых волнах. В том и другом случаях амплитуды пространственно-временного изменения намагниченности $\delta M(\mathbf{r}, t)$ невелики, так что в вы-

ражении для поляризованности (1.12) достаточно ограничиться членами первого порядка по δM , т. е.

$$\Delta P(t) = ia[\delta M E_0] - b\delta M(E_0 M_0) - bM_0(E_0 \delta M), \quad (1.78)$$

где M_0 — статическая намагниченность, на фоне которой изучается рассеяние.

Изменение в спиновой волне намагниченности во времени с частотой Ω создает периодическую модуляцию диэлектрической проницаемости согласно (1.78), что вызывает модуляцию рассеяния света с той же частотой. Таким образом, в спектре рассеянного света возникают гармоники на боковых частотах $\omega \mp \Omega$ (сателлиты). Здесь верхний знак соответствует стоксовскому, нижний — антистоксовскому рассеянию.

Пространственная зависимость намагниченности $\delta M(\mathbf{r}, t)$ создает периодическую в пространстве модуляцию диэлектрической проницаемости. Рассеяние БМ с этой точки зрения можно рассматривать как дифракцию на периодической решетке, бегущей со скоростью магнона. Большое разнообразие тепловых магновов по Ω и \mathbf{q} приводит к рассеянию света по всевозможным направлениям. Наблюдение рассеяния БМ под определенным углом и для определенной длины волны падающего света дает возможность выделить рассеяние на определенной спиновой волне (т. е. с заданными Ω и \mathbf{q}) и тем самым определить ее свойства. Максимальная интенсивность дифрагированной (рассеянной) на магноне световой волны возникает, если между частотами и волновыми векторами падающей (ω, \mathbf{k}), рассеянной (ω', \mathbf{k}') и спиновой (Ω, \mathbf{q}) волн существуют соотношения

$$\omega' = \omega \mp \Omega, \quad \mathbf{k}' = \mathbf{k} \mp \mathbf{q}. \quad (1.79)$$

Последнее соотношение представляет собой известное условие дифракции Брэгга — Вульфа, которое можно записать иначе:

$$2k \sin(\theta/2) = q,$$

где θ — угол между направлениями падающего и рассеянного излучений (рис. 1.21). Здесь предполагается $k \approx k' = \omega/c$, так как $\Omega \ll \omega$ ($\Omega/\omega \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$). Таким образом, меняя длину волны источника света и геометрию эксперимента, можно определить энергетический спектр спиновых волн. Важную информацию дает также изменение поляризации рассеянного света по отношению к поляризации падающего света.

Соотношения (1.79) с квантовомеханической точки зрения могут быть интерпретированы как законы сохранения

энергии и импульса при рассеянии фотона на магноне, где верхние знаки соответствуют испусканию магнона при рассеянии, а нижние — поглощению.

Электрическое поле рассеянного в данном направлении излучения можно определить, суммируя излучение колеблющихся диполей, выражаемое формулой (1.72), по всем

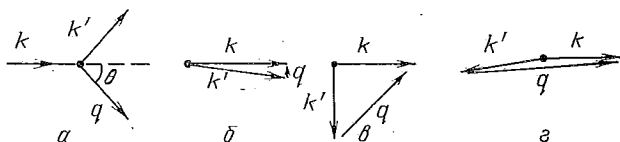


Рис. 1.21. Непругие (стоксовские) процессы рассеяния под произвольным углом θ (а), прямые ($\theta=0^\circ$) (б), под прямым углом ($\theta=90^\circ$) (в), обратные (назад) ($\theta=180^\circ$) (з)

магнитным ионам рассеивающей среды. В результате получается

$$E_p(r) = -(c^2 r)^{-1} \omega^2 \exp[-i\omega(t - c^{-1}r)] \times \int \Delta P_{0\perp}(r') \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}'] dV, \quad (1.80)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор точки наблюдения, $\mathbf{k}' = \mathbf{k}r'/r$, $\Delta P_{0\perp}$ — проекция магнитной части поляризованности на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения, т. е. вектору \mathbf{k}' . Формула (1.80) предполагает, как обычно, малость геометрических размеров рассеивающей среды по сравнению с расстоянием до точки наблюдения.

Формула (1.80) совместно с (1.78) дает возможность проанализировать изменение поляризации света при рассеянии на магноне и рассчитать интенсивность рассеянного света в определенном направлении, $I_p(\mathbf{k}')$. Общая формула для $I_p(\mathbf{k}')$ довольно сложна (см. [28] и цитируемые там оригинальные работы). Важным является то, что интенсивность рассеяния определяется через параметры основных магнитооптических эффектов (через углы кругового и линейного дупреломления Φ_F , Φ_{K-M} и соответствующие эллиптичности Ψ_F , Ψ_{K-M} , что непосредственно следует из сопоставления формул (1.80) и (1.78)). Например, для света, рассеянного назад при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$, интенсивность

$$I_p \approx I_0 [(\Phi_F \mp \Phi_{K-M})^2 + (\Psi_F \mp \Psi_{K-M})^2], \quad (1.81)$$

где знаки «минус», «плюс» относятся к стоксовскому и антистоксовскому процессам соответственно.

Приведем некоторые результаты последних экспериментальных исследований рассеяния БМ в магнитных кристал-

лах (за подробностями отсылаем читателя к обзору [28]). Следует отметить, что исследование такого рассеяния представляется трудной задачей экспериментальной физики. Для того чтобы регистрировать столь малые сдвиги частоты (около 1 см^{-1}) необходимы спектрометры, обладающие высоким разрешением и контрастом. Успешные эксперименты в этой области начались после создания многопроходного интерферометра Фабри — Перо [29].

Отметим прежде всего подробные исследования БМ рассеяния света в иттриевом феррит-гранате. Типичная картина спектра рассеяния БМ назад приведена на рис. 1.22 [29]. Она хорошо согласуется с известными данными об

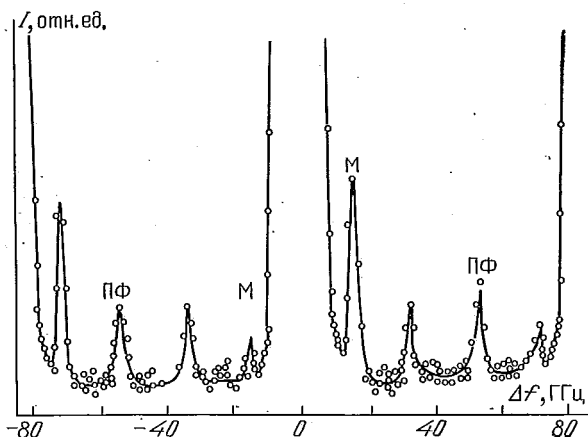


Рис. 1.22. Спектр рассеяния БМ в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $H=3,5 \text{ кЭ}$. Пики рассеяния связаны с продольными фононами (ПФ), магнонами (М); слева — стоксовские, справа — антистоксовские компоненты, $\lambda=0,63 \text{ мкм}$ [29]

энергетическом спектре магнонов в иттриевом феррит-гранате. Интересным здесь является вопрос о соотношении стоксовского и антистоксовского пиков в спектре. Антистоксовский пик в этом материале значительно превышает стоксовский, что хорошо согласуется с формулой (1.81).

В последние годы большое внимание уделяется исследованию БМ рассеяния в пленках. Установлено, что вследствие роли в БМ спектрах тонких пленок играют поверхностные магноны. Обнаружено также квантование волнового вектора объемных магнонов ($q_1 = \pi n/h$, где n — целое число). Хотя этот эффект был обнаружен ранее СВЧ методами, техника БМ рассеяния имеет определенные преимущества

в этой области [28]. Интересные результаты получены методами рассеяния БМ в слабых ферромагнетиках. Изучается рассеяние БМ неравновесными магнонами в условиях накачки. В [30] техника рассеяния БМ использовалась для изучения МСВ непосредственно в условиях работы прибора — усилителя отношения сигнала к шуму.

К рассматриваемой проблематике примыкает вопрос о высокочастотной модуляции проходящего света в условиях ферромагнитного резонанса. С точки зрения рассеяния БМ здесь речь идет о взаимодействии падающих на образец фотонов с магнонами, которые соответствуют однородной прецессии намагниченности и магнитостатическим колебаниям с малыми волновыми векторами. Очевидно, что рассеянные фотоны отличаются от падающих на частоту ферромагнитного резонанса Ω , т. е. их частота $\omega' = \omega \pm \Omega$, а волновой вектор k' остается практически таким же, как и у падающего фотона: $k' \approx k$. Таким образом, здесь мы имеем дело с частотной модуляцией прошедшего излучения. Амплитуда модуляции определяется амплитудой возбужденных в образце магнитостатических колебаний.

Впервые прямое спектроскопическое доказательство существования стоксовского и антистоксовского спутников в спектре прошедшего через монокристалл CrVg_3 поляризованного света в условиях ферромагнитного резонанса было дано в работе Халона и Диллона (см. [28]). СВЧ модуляция при ферромагнитном резонансе в иттриевом феррит-гранате исследована Веницким, Еременко и Матюшкиным [31]. В их работе обнаружена большая глубина модуляции света, при этом стоксовские и антистоксовские пики значительно отличались друг от друга. Это объясняется тем, что эффект модуляции, также как и интенсивность рассеяния назад (1.81), определяется комбинацией линейных и квадратичных магнитооптических эффектов. Интересные результаты получены в работах Боровика-Романова и соавторов по исследованию СВЧ модуляции при антиферромагнитном резонансе в CoSO_3 [28]. Дифракция света на параметрически возбуждаемых магнонах подробно исследовалась в работах [27, 32, 33].

В последние годы активно развернулись работы по исследованию СВЧ модуляции и рассеяния БМ света магнитостатическими волнами при волноводном распространении света в пленках иттриевого феррит-граната. Это направление имеет большой практический интерес для оптоэлектроники. (Конкретные данные по этому вопросу приведены в § 4.10.)

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА

§ 2.1. Общие представления

Важнейшим свойством магнитоупорядоченных материалов является наличие в них доменной структуры. На рис. 2.1—2.3 изображены типичные доменные структуры, наблюдаемые в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов.

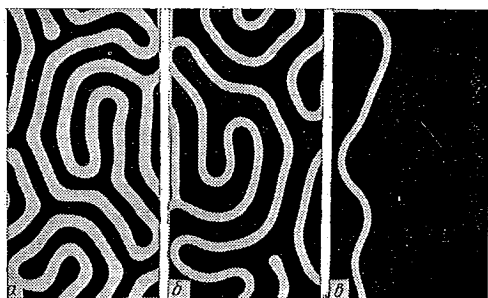


Рис. 2.1. Лабиринтная доменная структура: $H=0$ (а), $H=0,7H_s$ (б), $H \lesssim H_s$ (в)

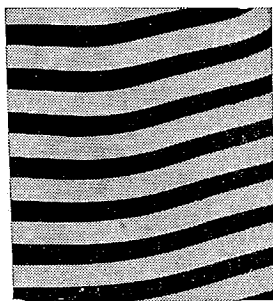


Рис. 2.2. Полосовая доменная структура

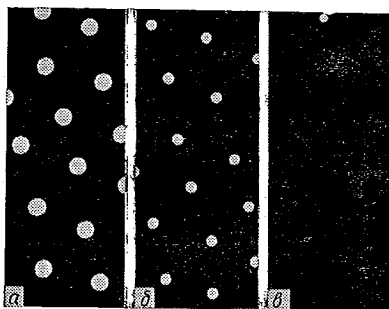


Рис. 2.3. Решетка цилиндрических магнитных доменов: $H \gtrsim H_2$ (а), $H_2 < H < H_0$ (б), $H \approx H_0$ (в)

Причины образования доменной структуры хорошо известны, поэтому мы не будем подробно останавливаться на этом вопросе. Отметим лишь, что образование доменной структуры обусловлено чаще всего тем обстоятельством, что разбиение образца на домены уменьшает его магнитостатическую энергию, т. е. энергию магнитных полюсов, образующихся на поверхности. Отсюда сразу следует, что характер доменной структуры сильно зависит от геометрической формы образца.

Впервые домены были обнаружены в 1930 г. при помощи магнитной суспензии (техника Акулова — Битгера). Магнитооптические эффекты дают возможность визуально наблюдать домены. Первые магнитооптические наблюдения доменов относятся к началу 50-х годов. К настоящему времени магнитооптика доменов превратилась в обширное научное направление, имеющее многочисленные практические приложения. Исследование доменов представляет интерес с разных точек зрения. Прежде всего доменная структура и характер ее перестройки во внешнем магнитном поле важны для понимания физики магнитных явлений. Они определяют процессы перемагничивания образцов, восприимчивость, динамические свойства и т. д.

Регулярные доменные структуры (решетки, цилиндрические, полосовые и кольцевые домены) представляет интерес для оптоэлектроники. Их можно использовать для управления светом (модуляция, дефлекция, концентрация световых пучков), а также для представления и обработки информации.

Наблюдаемые доменные структуры очень разнообразны. Они зависят от магнитной анизотропии и намагниченности материала, формы образца, наличия дефектов, температуры и магнитного поля, от вида обработки поверхности и предыстории образца. Такая «мягкость», или «чувствительность», доменной структуры является следствием того, что ее вид определяется относительно слабыми магнитно-дипольными взаимодействиями. Мы будем рассматривать главным образом доменную структуру в магнитных пленках и пластинках с одноосной магнитной анизотропией, предполагая, что ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пленки.

Такие пленки изучены наиболее подробно и представляют значительный практический интерес. В них образуется доменная структура открытого типа с двумя видами доменов, в которых магнитные моменты направлены либо по, либо против оси z (ось z направлена перпендикулярно

поверхности пленки), причем домены разделены 180-градусными доменными границами. Такая доменная структура является обычно лабиринтной (рис. 2.1) или полосовой (рис. 2.2).

Равновесный размер (ширина) доменов в такой структуре определяются соотношением [1] (при $h > 10l$)

$$\omega \approx 2,7 (lh)^{1/2},$$

где $l = (4\pi M_s^2)^{-1} \sigma_w$ — параметр материала, называемый характеристической или магнитной длиной, σ_w — энергия единицы площади доменной границы, M_s — намагниченность насыщения, h — толщина пластинки (пленки). Типичные значения h , представляющие практический интерес, заключены в интервале $0,1 \div 10$ мкм. В тонких пленках ($h < l$) размер домена ω быстро увеличивается с уменьшением толщины пленки.

В толстых пластинах ($h \geq 200l$) вблизи поверхности происходит ветвление доменов, благодаря чему обеспечивается дополнительное уменьшение магнитостатической энергии при незначительном увеличении площади доменных границ. Контуры доменных границ, выходящих на поверхность, при этом могут быть весьма сложными.

В пленках с большой одноосной магнитной анизотропией $K_u > 2\pi M_s^2$, где K_u — константа одноосной магнитной анизотропии, обычно наблюдается лабиринтная доменная структура. Образование полосовой доменной структуры связано с отклонением намагниченности от оси легкого намагничивания, что реализуется в материалах, для которых $K_u < 2\pi M_s^2$. В таких условиях магнитный момент периодически меняет свое направление относительно плоскости пленки при переходе от одного домена к другому. При этом минимум полной энергии пленки достигается для полосовой структуры, доменные стенки которой не содержат магнитных полюсов. Отклонение магнитных моментов от оси легкого намагничивания и соответствующая полосовая доменная структура могут быть получены при помощи магнитного поля, направленного перпендикулярно оси легкого намагничивания (в плоскости пленки).

При наличии магнитного поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания, происходит перестройка доменной структуры, при этом домены, в которых направление намагниченности совпадает с направлением внешнего магнитного поля, расширяются, а домены с противоположной ориентацией намагниченности сжимаются (см. рис. 2.1 б, в). По достижении некоторого критического значе-

ния H_s , называемого полем насыщения полосовой или лабиринтной доменной структуры, домены с намагниченностью, направленной против внешнего поля, исчезают.

Наряду с лабиринтной доменной структурой в определенном интервале полей смещения, ограниченном сверху полем коллапса H_0 , а снизу полем эллиптической неустойчивости H_2 , могут существовать так называемые цилиндрические магнитные домены (ЦМД, рис. 2.3), представляющие собой области цилиндрической формы, намагниченность в которых ориентирована против поля смещения. При этом выполняется соотношение $H_2 < H_s < H_0$. Обычно ЦМД можно образовать из лабиринтных доменов при наличии поля смещения $H < H_s$, одновременно приложив к образцу импульсное магнитное поле (длительность импульсов порядка микросекунды). В результате такого воздействия сжатие невыгодно ориентированных доменов происходит неравномерно и образуются разрывы полосовых доменов. ЦМД представляют научный и практический интерес и находят в настоящее время широкое применение в твердотельных запоминающих устройствах [2—5]

В нулевом поле смещения устойчивыми являются гексагональная и нерегулярная решетки ЦМД. При воздействии на решетку ЦМД поля, направленного против намагниченности в ЦМД, они сжимаются (см. рис. 2.3 б, в), при достижении некоторого критического поля возможен коллапс каждого второго ЦМД. При дальнейшем увеличении поля все ЦМД коллапсируют. Если поле направлено в противоположном направлении, т. е. его направление совпадает с ориентацией намагниченности в ЦМД, то они расширяются при увеличении поля, образуя сотовую доменную структуру, которая исчезает в полях, заметно превышающих поле коллапса.

Нерегулярная решетка ЦМД, содержащая ЦМД различного диаметра, возникает после выключения магнитного поля, приложенного в плоскости пластины (перпендикулярно оси легкого намагничивания) и превышающего поле одноосной магнитной анизотропии (по порядку величины это поле, которое необходимо приложить к образцу, чтобы обеспечить исчезновение доменной структуры).

Перечисленные виды не исчерпывают все многообразие доменных структур. В эпитаксиальных пленках ферритгранатов, содержащих ионы кобальта, наблюдали домены, форма которых близка к прямоугольной. В определенных условиях полосовые домены могут закручиваться в спи-

рали, а ЦМД могут приобретать эллиптическую или гантелевидную форму. Когда ширина доменов значительно превосходит толщину пластины, роль размагничивающих полей снижается, а коэрцитивной силы возрастает, при этом домены могут принимать самые различные конфигурации.

В кристаллах с более сложной по сравнению с одноосной магнитной анизотропией (например, кубической) может возникать сложная доменная структура. Так, в железе существуют домены с $M \parallel \langle 100 \rangle$, разделенные 90-градусными доменными границами; в иттриевом феррит-гранате, никеле и ряде других материалов $M \parallel \langle 111 \rangle$, и в них возможны 71- и 109-градусные доменные границы. В таких кристаллах имеется возможность полностью замкнуть магнитный поток, и тогда на поверхности не возникают магнитные полюсы. В этом случае равновесные размеры доменов определяются из условия минимума магнитоупругой энергии образца и энергии доменных границ, так как в доменах с неколлинеарно направленными магнитными моментами возникают различные магнитоупругие напряжения.

Говоря до сих пор о доменной структуре, мы предполагали, что магнитный материал является ферромагнетиком. В магнитооптике исследуются и широко применяются материалы с более сложной магнитной структурой: ферримагнетики, слабые ферромагнетики, антиферромагнетики. Ферримагнетики и слабые ферромагнетики можно рассматривать как ферромагнетики с намагниченностью насыщения M_s до тех пор, пока напряженность внешнего магнитного поля не влияет существенно на намагниченность материала (обычно для этого достаточно, чтобы $H \ll 10^5$ Э).

В антиферромагнетиках, хотя намагниченность при $H=0$ равна нулю и поэтому нет магнитных зарядов на поверхности образца, домены могут существовать. Они отличаются друг от друга направлением вектора антиферромагнетизма, а также ориентацией магнитоупругих деформаций. Домены в антиферромагнетиках в ряде случаев можно наблюдать магнитооптическими методами. Это возможно, когда домены разделены не 180-градусными доменными границами. Для доменов, разделенных 180-градусными доменными границами, это менее очевидно, хотя в антиферромагнитных кристаллах определенной магнитной симметрии магнитооптический контраст между такими доменами возникает при наложении магнитного поля (например, в диспрозиевом ортоферрите при низких температурах, в CoF_2 и др. [6—8]).

§ 2.2. Структура доменных границ

Между доменами существует переходной слой — доменная граница (стенка), в которой происходит переориентация спинов между направлениями намагниченности в соседних доменах. В доменной границе Блоха такая переориентация происходит в плоскости самой границы. При этом нормальная к плоскости границы компонента намагниченности остается равной нулю, поэтому на границе не возникают магнитостатические полюсы и энергия размагничивания такой границы равна нулю. Толщина δ_w и энергия σ_w 180-градусной доменной границы Блоха в одноосных магнетиках определяются конкуренцией обменной энергии и энергии магнитной анизотропии и равны

$$\delta_w = \pi (A/K_u)^{1/2}, \quad \sigma_w = 4 (AK_u)^{1/2},$$

где A — константа неоднородного обмена (обменная жесткость). Например, для типичной пленки феррит-граната с номинальной шириной полосового домена $w=3$ мкм, $A=2 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $K_u=2 \cdot 10^4$ эрг/см³, $\delta_w=0,1$ мкм, $\sigma_w=0,25$ эрг/см².

В доменной границе Нееля переориентация спинов происходит в плоскости, перпендикулярной плоскости границы, поэтому в ней возникают магнитные полюсы и ее энергия больше, чем энергия доменной границы Блоха. Разница в энергиях таких границ в материалах с большим фактором качества $Q=(2\pi M_s^2)^{-1}K_u$ невелика. В материалах с $Q \ll 1$ доменные границы Нееля могут быть энергетически выгодны лишь в достаточно тонких пленках.

Доменные границы, в частности доменные границы Блоха, обладают свойством хиральности (от греческого *cheir* — рука). Это означает, что существуют обладающие одинаковой энергией доменные границы Блоха с различными направлениями разворота спинов от $+M$ до $-M$ (по часовой стрелке и наоборот). В центре доменной границы направления спинов в «левых» и «правых» границах отличаются друг от друга на 180° . Доменная граница может иметь несколько участков с различным направлением разворота спинов — с различной полярностью.

Переходная область в доменной границе, разделяющая участки (субдомены), обладающие различной полярностью, называется линией Блоха. Хотя линии Блоха известны с конца 50-х годов [1], их начали подробно изучать лишь с середины 70-х годов в материалах, содержащих ЦМД. Оказалось, что линии Блоха существенно влияют на дина-

мические характеристики доменных границ, определяют направление движения ЦМД в градиенте магнитного поля, предельную скорость доменных границ. Кроме того, они представляют интерес как элементы кодирования информации в новых проектах магнитной памяти со сверхвысокой информационной емкостью.

Линии Блоха образуются по разным причинам. Если ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленки или пластины, то образование линий Блоха может быть энергетически выгодным, так как в зависимости от направления разворота спинов на обеих поверхностях пленки в узкой полосе, равной δ_w , возникают положительные или отрицательные магнитные полюсы. Их магнитостатическая энергия может быть уменьшена за счет образования субдоменов. Так образуются линии Блоха в пластинках иттриевого феррит-граната. В других случаях линии Блоха образуются при движении доменной границы с достаточно большой скоростью (динамическое преобразование доменной границы). Толщина Λ_L и энергия e_L линии Блоха равны

$$\Lambda_L = (2\pi M_s^2)^{-1/2} \pi A^{1/2}, \quad e_L = Q^{-1/2} 8A.$$

С топологической точки зрения линия Блоха представляет собой вихрь намагниченности. Если вокруг линии Блоха в плоскости, перпендикулярной ее оси, выбрать произвольный достаточно малый контур, то при обходе контура направление намагниченности совершит оборот на $\pm 360^\circ$. Различие в знаках здесь соответствует тому, что существуют энергетически эквивалентные линии Блоха с разноименными топологическими зарядами ($\eta = \pm 1$). Одна линия Блоха может иметь участки с разными зарядами. Граница между ними называется точкой Блоха. Топологически точка Блоха представляет собой «еж» намагниченности. Это означает, что если окружить точку Блоха достаточно малой замкнутой поверхностью, то на ней можно найти все возможные направления спинов. Энергия точки Блоха (при $Q \gg 1$) [1]

$$e_T = K^{-1/2} \cdot 2\pi A^{3/2} (\ln Q + 1,9),$$

а характерные размеры порядка $\Lambda_L \Lambda_L \delta_w$.

§ 2.3. Полосовая доменная структура

Форма и размеры равновесных доменов определяются из условия минимума свободной энергии магнитного вещества, в которую в общем случае дают вклады: обменная энергия, энергия магнитной анизотропии, магнитостатиче-

ская энергия полей рассеяния и энергия магнетика во внешнем магнитном поле. В частности, образование доменной структуры в отсутствие внешнего магнитного поля приводит к уменьшению магнитостатической энергии полей рассеяния.

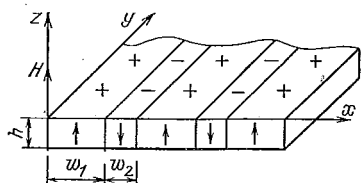


Рис. 2.4. Полосовая доменная структура в поле смещения H

Однако для образования границ между доменами (доменных границ) необходима дополнительная энергия, связанная с обменной энергией и энергией магнитной анизотропии. Размеры и конфигурация доменов определяются из условия равновесия этих двух факторов.

Свободная энергия магнитной пластины (рис. 2.4) при наличии внешнего магнитного поля записывается в виде [9]

$$F = F_{\sigma} + F_H + F_m \quad (2.1)$$

где F_{σ} — энергия доменных границ, F_H — энергия пластины (магнетика) во внешнем магнитном поле, F_m — магнитостатическая энергия, обусловленная рассеянием магнитного потока на поверхности пластины. Чтобы определить равновесные размеры доменов w_1 и w_2 при произвольной намагниченности образца M из выражения для свободной энергии (2.1), необходимо приравнять нулю производные $\partial F/\partial(M/M_s)$ и $\partial F/\partial \tilde{h}$. В результате получается система из двух уравнений:

$$(4\pi M_s)^{-1} (4\pi M - H) + \tilde{h}^{-1} \pi^{-2} (1 + q^{1/2})^{-1} \cdot 2q^{1/2} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} n^{-2} [1 - \exp(-2\pi n \tilde{h})] \sin[\pi n (1 + M/M_s)] = 0, \quad (2.2)$$

$$(4\pi^2 \tilde{h}^2)^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} [1 - (1 + 2\pi n \tilde{h}) \exp(-2\pi n \tilde{h})] \times \\ \times \sin^2[(1/2) \pi n (1 + M/M_s)] - (32hqM_s^2)^{-1} \sigma_w (1 + q^{1/2}) = 0, \quad (2.3)$$

где $q = 1 + K_u^{-1} \cdot 2\pi M_s^2$, $\tilde{h} = (w_1 + w_2)^{-1} q^{1/2} h$.

С помощью системы уравнений (2.2) и (2.3) можно определить \tilde{h} и M , а значит, w_1 и w_2 при любой заданной напряженности магнитного поля. Для частного случая $H=0$, $M=0$, $q=1$, $w_1=w_2=w=P/2$ из системы (2.2), (2.3) получаем

$$l/h = \pi^{-3} h^{-2} P^2 \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} [1 - (1 + P^{-1} \cdot 2\pi n h) \exp(-P^{-1} \cdot 2\pi n h)]; \quad (2.4)$$

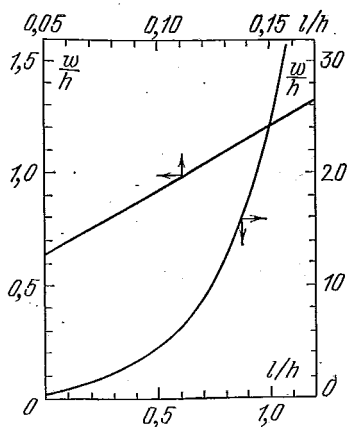


Рис. 2.5. Зависимость приведенной ширины w/h полосового домена от параметра l/h

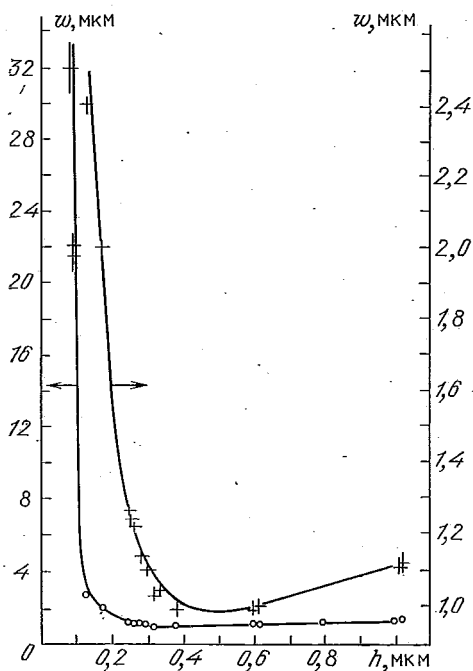


Рис. 2.6. Зависимость ширины полосового домена от толщины пленки [10]

здесь P — период доменной структуры. Соотношение (2.4) позволяет на основании измеренных значений P и h определить величину l . Зависимость (2.4) изображена на рис. 2.5.

Представляет интерес провести сопоставление приведенного выше теоретического выражения с экспериментом. На рис. 2.6 показана зависимость ширины w полосового домена от толщины h эпитаксиальной пленки состава $\text{Bi}_{0,45}\text{Sm}_{0,20}\text{Tm}_{2,35}\text{Fe}_{4,3}\text{Ga}_{0,7}\text{O}_{12}$ с $4\pi M_s = 600$ Гс [10]. Здесь крестики соответствуют экспериментальным точкам; сплошные линии — теоретические зависимости, рассчитанные по формуле (2.4) для параметра $l = 0,133$ мкм, определенного по стандартной методике по измеренным значениям w , h и поля коллапса H_0 ЦМД [5].

Выбирая значения P/h в качестве параметра, с помощью системы уравнений (2.2), (2.3) получают однозначное соответствие между M/M_s и $(4\pi M_s)^{-1}H$, на основании которого по измеренным значениям M и H определяют величину M_s .

Намагниченность M связана с параметрами доменной структуры следующим образом:

$$M/M_s = (\omega_1 + \omega_2)^{-1} (\omega_1 - \omega_2). \quad (2.5)$$

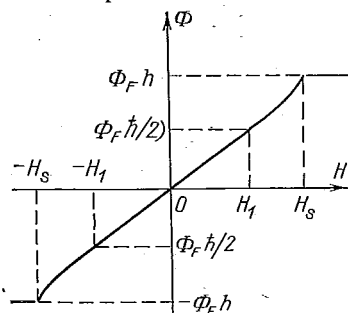


Рис. 2.7. Зависимость угла поворота плоскости поляризации Φ одноосной пленки с доменной структурой от поля смещения

С экспериментальной точки зрения удобно определять значение $M = M_s/2$, для которого из (2.5) находим $\omega_1 = 3\omega_2$. Отсюда следует, что $M = M_s/2$ тогда, когда ширина домена, магнитный момент которого ориентирован по направлению внешнего магнитного поля, превышает в три раза ширину

домена с противоположным направлением намагниченности. Измерив поле смещения H , при котором выполняется соотношение $\omega_1 = 3\omega_2$, по известному значению P/h находим $(4\pi M_s)^{-1}H$, откуда получаем величину $4\pi M_s$. Искомую напряженность поля смещения можно найти из зависимости вращения плоскости поляризации света от поля смещения, так как $M = M_s/2$, когда $\Phi = \Phi_F h/2$ (рис. 2.7).

Соотношение между $(4\pi M_s)^{-1}H$ и P/h для случая $M = M_s/2$ и $w \approx h$ удобно аппроксимировать рядом [11]

$$(4\pi M_s)^{-1}H = -0,0035 + 0,787(h/P) - 0,467(h/P)^2 - \\ - 0,020(h/P)^3 + 0,118(h/P)^4 + 0,031(h/P)^5.$$

Полосовой доменной структурой можно управлять не только с помощью поля смещения, ортогонального к плоскости плёнки. Приложение поля в плоскости позволяет изменять ширину доменов, а его вращение в определенных условиях обеспечивает вращение системы доменов. Более подробно эти вопросы рассмотрены в § 4.3.

§ 2.4. Взаимодействие света с изолированной доменной границей

Объектом многих экспериментальных исследований является изолированная доменная граница. Такие границы интересны с практической точки зрения: их можно использовать для создания пространственно-временных модуляторов света, оптических затворов и т. д. Представляют интерес высокочастотные свойства изолированной границы.

Как создается изолированная граница? Сама по себе плоская изолированная 180-градусная доменная граница в одноосном материале является неустойчивой относительно изгибных возмущений. Физический смысл этой неустойчивости может пояснить ее аналогия с плоским токовым проводом (шиной), которая основывается на знаменитой концепции молекулярных токов Ампера. В данном случае плотность молекулярного тока Ампера, текущего по доменной границе, равна $j_s = 2cM_s$. Так же как и проводник с током, доменная граница стремится изогнуться таким образом, чтобы понизить энергию магнитного поля, создаваемого этим током. Неустойчивость изолированной границы можно подавить при помощи неоднородного магнитного поля dH_z/dx , где ось z совпадает с направлением оси легкого намагничивания, а ось x перпендикулярна плоскости границы. Данный вопрос подробно обсуждается в работе [12].

Заметим, что наклон магнитных моментов в доменах относительно нормали к пленке или пластинке, обусловленный отклонением оси легкого намагничивания или внешним магнитным полем, способствует устойчивости плоской доменной границы, так как в этом случае при изгибе границы возникают магнитные заряды, магнитостатическая энергия которых делает изгиб энергетически невыгодным.

С точки зрения оптики доменная граница в магнитоупорядоченных материалах представляет собой оптическую неоднородность вещества. Действительно, тензор диэлектрической проницаемости материала, являясь функцией

магнитных моментов кристалла, испытывает изменение в доменной границе. Особенностью доменной оптической неоднородности является то, что главную роль в изменении тензора ϵ_{ik} в границе играют гиротропные члены и в большинстве случаев именно они и определяют оптическую неоднородность.

Интересным физическим проявлением такой неоднородности является возможность волноводного распространения

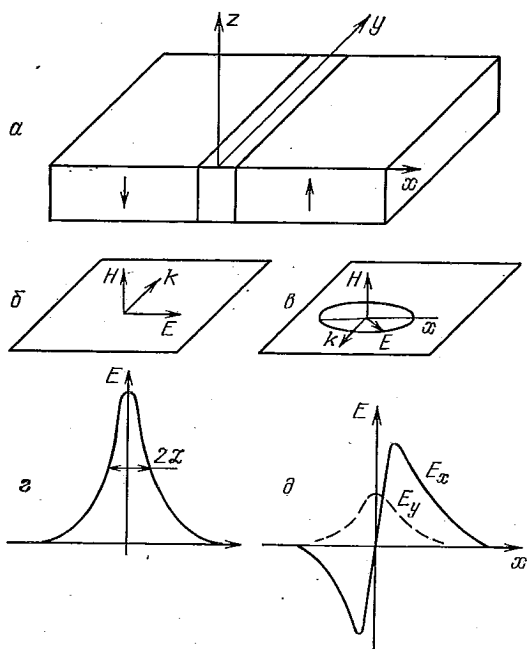


Рис. 2.8. Положение доменной границы в кристалле (а), геометрия линейно поляризованной (б) и эллиптически поляризованной (в) моды. Схематическое изображение распределения электрического поля в линейно поляризованной (г) и эллиптически поляризованной (д) модах

света вдоль доменной границы [12—14]. Рассмотрим этот эффект в геометрии, изображенной на рис. 2.8, где показаны две моды волноводного типа. Одна мода (А) — линейно поляризована ($E_x \neq 0, E_y = E_z = 0$), другая (В) — эллиптически поляризована ($E_x \neq 0, E_y \neq 0, E_z = 0$) Характерный размер локализации мод

$$\mathcal{L} = (2\pi g_0)^{-1} \epsilon_{yy}^{1/2} \lambda.$$

При $g_0 = 10^{-2}$, $\lambda = 0,6$ мкм, $(\epsilon_{yy})^{1/2} = 2$ имеем $\mathcal{L} = 20$ мкм. Каждая из мод может распространяться лишь в одном направлении вдоль оси y (т. е. вдоль доменной границы), например, A — вдоль оси y , B — против оси y . Изменение направления распространения или переполяризация магнитных моментов в доменах приводят к тому, что волноводный режим распространения волны превращается в излучательный. Доменная граница с этой точки зрения может рассматриваться как невзаимный волновод. Волноводными свойствами обладают также полосовые доменные структуры [15].

Другим интересным эффектом является отражение света от изолированной доменной границы [12]. Пусть плоскость падения электромагнитной волны на доменную границу совпадает с плоскостью xy . Для s -поляризованной волны ($E_x = E_y = 0$, $E_z \neq 0$) коэффициент отражения $R = 0$, а для p -поляризованной ($E_x \neq 0$, $E_y \neq 0$, $E_z = 0$)

$$R = (g_0^2 + \epsilon_{xx}^2 \cos^2 \theta)^{-1} g_0^2,$$

где θ — угол падения волны на доменную границу (т. е. угол между волновым вектором падающей волны и нормалью к стенке). При скользющем падении ($\cos \theta \approx 10^{-2}$) и $g_0 \approx 10^{-2}$, $\epsilon_{xx} = 4$ имеем $R \approx 0,06$. Вблизи линии поглощения величина g_0 может достигать больших значений ($g_0 \approx 10^{-1}$), в этом случае отражение будет более эффективным. Большого эффекта можно ожидать при отражении от полосовой доменной структуры.

Рассмотренные в этом параграфе эффекты еще ждут экспериментального подтверждения.

§ 2.5. Наблюдение магнитных доменов

Для наблюдения магнитных доменов используют магнитооптические эффекты Фарадея и Керра, явление магнитного кругового дихроизма, биттеровскую технику порошковых фигур, лорентцеву микроскопию. Эффект Фарадея и явление МКДх применяются при исследовании доменных структур в тонких прозрачных в видимой области спектра магнитных пленках и пластинках, у которых имеется составляющая магнитного момента, перпендикулярная поверхности образца. Наблюдение доменной структуры непрозрачных магнетиков осуществляется с помощью полярного эффекта Керра, если есть нормальная компонента намагниченности, или продольного эффекта Керра, если намагниченность лежит в плоскости образца. Битте-

ровская техника порошковых фигур обеспечивает визуализацию доменных границ, когда намагниченность ориентирована в плоскости образца. Лорентцева микроскопия обычно используется для исследования доменов в тонких металлических пленках.

Наблюдение доменной структуры с помощью эффекта Фарадея. Отдельный магнитный домен представляет собой некоторый выделенный объем, намагниченный до насыщения. При прохождении через домен линейно поляризованного света угол поворота плоскости поляризации равен $\Phi_1 = \Phi_F h$ или $\Phi_2 = -\Phi_F h$ в зависимости от того, параллельно или антипараллельно ориентирован вектор \mathbf{M} в домене по отношению к направлению распространения света, т. е. домены с различной по направлению намагниченностью вращают плоскость поляризации света в разные стороны. При наблюдении доменной структуры образец помещают между почти скрещенными поляризатором и анализатором.

Интенсивность света, прошедшего через противоположно намагниченные домены, определяется выражениями

$$I_1 = rI_0 [(1-p) \sin^2(\beta + 2\Phi_F h) + p] \exp(-\alpha h), \quad (2.6)$$

$$I_2 = rI_0 [(1-p) \sin^2 \beta + p] \exp(-\alpha h). \quad (2.7)$$

Здесь I_0 — интенсивность падающего линейно поляризованного света, множитель $\exp(-\alpha h)$ учитывает ослабление интенсивности света при его прохождении через слой вещества толщиной h , обладающего коэффициентом оптического поглощения α , $\sin^2 \beta$ — (закон Малюса) определяет интенсивность света, прошедшего через систему поляризатор — анализатор, развернутые на угол β по отношению к положению скрещивания, коэффициент p учитывает неидеальность используемых поляризаторов (ослабление интенсивности света, прошедшего через скрещенные поляризаторы), коэффициент r учитывает потери света при отражениях в системе. Из соотношений (2.6) и (2.7) следует, что $I_1 > I_2$, т. е. одни домены будут выглядеть светлыми, а другие темными. Контраст доменной структуры определяется отношением [16]

$$K = I_1/I_2 = [(1-p) \sin^2 \beta + p]^{-1} [(1-p) \sin^2(\beta + 2\Phi_F h) + p]. \quad (2.8)$$

На рис. 2.9 (кривая 1) показана зависимость величины K от угла β для случая $\Phi_1 = 1^\circ$ при $p = 2 \cdot 10^{-3}$. Максимальный контраст достигается при некотором развороте анализатора от положения скрещивания; при уменьшении фарадеевского вращения контраст падает. Анализ выражения

(2.8) показывает, что контраст должен существенно зависеть от значения p . Например, при $p=2 \cdot 10^{-3}$ и $\Phi_1=6'$ доменная структура становится практически неразличимой (рис. 2.9, кривая 2), в то же время при $p=10^{-5}$ и том же значении угла Φ_1 контраст весьма велик (рис. 2.9, кривая 3). Значения $p \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ являются типичными для

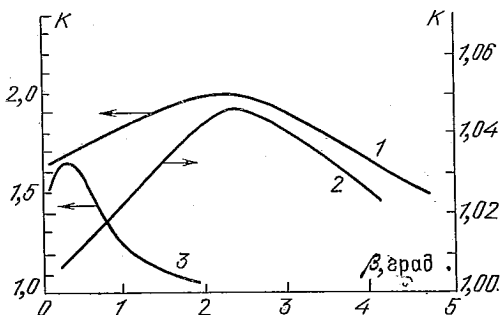


Рис. 2.9. Угловая зависимость контраста доменной структуры при отклонении поляризаторов от положения скрещивания

пленочных дихроичных поляризаторов, $p=10^{-5}$ достигается при использовании высококачественных поляризационных призм.

Применение высококачественных поляризационных призм позволяет, в принципе, обеспечить высокий контраст доменной структуры (рис. 2.9, кривая 3). Но на практике это часто оказывается недостижимым, так как ослабление 10^{-5} получается только для почти параллельных пучков света, что трудно достижимо в реальной ситуации и, кроме того, ведет к падению предела разрешения оптического микроскопа. Деполяризация света на оптике микроскопа при наклонном падении на границу раздела эпитаксиальная пленка — воздух, при многократном отражении от границ раздела, а также наведенное двупреломление в подложке и элементах оптического тракта — все это приводит к дополнительной засветке и уменьшению контраста. В итоге применение в поляризационном микроскопе высококачественных поляризационных призм во многих случаях не обеспечивает существенного улучшения условий наблюдения доменных структур.

Приведенные оценки относятся к случаю монохроматического излучения. Применение для освещения объекта белого света ухудшает ситуацию, так как из-за наличия дисперсии фарадеевского вращения оптимальный угол β

может быть выбран только для узкого спектрального интервала. Применение узкополосных интерференционных фильтров не решает указанной проблемы, так как при визуальном наблюдении уменьшение интенсивности света приводит к уменьшению контраста доменной структуры.

* *Оптимизация длины волны источника света.* Эффект Фарадея в магнетиках в видимой области спектра зависит от длины волны света, поэтому, решая задачу достижения предельных возможностей визуально-микроскопических методов наблюдения доменных структур, необходимо произвести оптимальный выбор осветителя по его спектральным характеристикам. В гл. 3 на рис. 3.15 изображена дисперсионная зависимость эффекта Фарадея для эпитаксиальной пленки состава $Y_{2,6}Sm_{0,4}Fe_{3,8}Ga_{1,2}O_{12}$. Такая зависимость характерна для всех безвисмутовых систем при условии, что содержание свинца в пленке достаточно мало. На том же рисунке показана дисперсионная зависимость эффекта Фарадея в пленке состава $Bi_{0,5}Tm_{2,5}Fe_{3,9}Ga_{1,1}O_{12}$ [17]. Из представленных зависимостей следует, что для безвисмутовых составов в видимой области спектра максимум фарадеевского вращения, примерно равный 2 град/мкм, достигается при $\lambda=0,435$ мкм. При таком удельном фарадеевском вращении в реальных условиях возможно наблюдение доменной структуры в эпитаксиальных пленках толщиной менее 0,1 мкм.

Для висмутсодержащих феррит-гранатов оптимальные условия наблюдения достигаются при выборе осветителя с длиной волны $\lambda=0,37$ мкм, где удельное фарадеевское вращение для исследованного состава превышает 10 град/мкм. Можно ожидать, что в этом случае станут доступными для наблюдения доменные структуры в пленках толщиной менее 0,01 мкм. Значение $\lambda=0,37$ мкм соответствует ультрафиолетовому излучению, невидимому глазом. Для визуального наблюдения доменной структуры в висмутсодержащих феррит-гранатах наиболее предпочтительными значениями являются $\lambda=0,40 \div 0,43$ мкм.

В синей области спектра и для более коротких длин волн коэффициент поглощения феррит-гранатов превышает $10^4 \div 10^5$ см⁻¹ (см. гл. 3), что накладывает ограничение на максимальную толщину измеряемых образцов. Так, например, для длины волны $\lambda=0,44$ мкм максимальная толщина образца ограничивается 4 мкм. Анализ характеристик существующих осветителей приводит к выводу, что для обеспечения оптимальных условий наблюдения доменной структуры в безвисмутовых пленках феррит-гранатов це-

лесообразно использовать лазеры с рабочей длиной волны $\lambda=0,44$ мкм.

На рис. 2.10 приведена фотография доменной структуры в эпитаксиальной пленке феррит-граната состава $(\text{CaSmLuGd})_3(\text{FeGeGaSc})_5\text{O}_{12}$ толщиной 0,1 мкм, полученная с помощью лазерного микроскопа с рабочей длиной волны

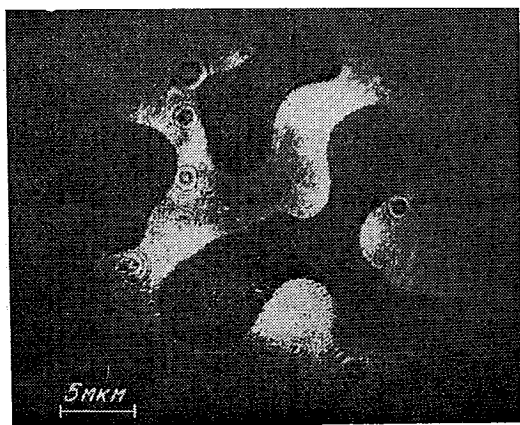


Рис. 2.10. Доменная структура в эпитаксиальной пленке феррит-граната толщиной $h=0,1$ мкм, ширина домена $w\approx 5$ мкм

$\lambda=0,44$ мкм. Фарадеевское вращение пленки равно 6 угловым минутам, тем не менее контраст достаточно высокий. При съемке для увеличения контраста использовался оптический компенсатор в виде пластинки $\lambda/4$ [18]. Использование лазерного микроскопа позволяет уверенно наблюдать доменную структуру в эпитаксиальных пленках безвисмутовых феррит-гранатов толщиной до 0,03 мкм и в пленках висмутсодержащих феррит-гранатов толщиной до 0,01 мкм [19]. В таких тонких пленках существует нерегулярная доменная структура, характерные размеры доменов в отдельных образцах превышают 100 мкм.

§ 2.6. Предельные возможности визуальной микроскопии доменов

Наряду с уменьшением фарадеевского вращающего, падение контраста субмикронных доменных структур связано с приближением к пределу разрешения оптического микроскопа. Хорошо известный критерий Рэля [20] для двух

точечных источников света в случае параллельных пучков света дает для предельного разрешения значение

$$d \approx 1,22 \lambda.$$

Указанное значение соответствует перекрытию первого дифракционного минимума первого источника с максимумом распределения интенсивности света в изображении второго источника. При этом глубина провала по интенсивности достигает 20 %. Реально человеческий глаз может обнаружить несколько меньшие различия в освещенности.

Использование для освещения объекта косых пучков приводит к увеличению предельного разрешения почти в два раза, так что реальное разрешение оптического микроскопа

$$d \approx (A_1 + A_2)^{-1} \lambda,$$

где A_1 — апертура конденсора, A_2 — апертура объектива [20]. Дальнейшее увеличение разрешения может быть достигнуто при использовании иммерсионной среды, в этом случае апертура объектива может достигать значения $A_2 = 1,5$.

Доменная структура является специфическим объектом наблюдения, так как она с точки зрения оптики представляет собой фазовую дифракционную решетку [21]. Из теории фазовой дифракционной решетки известно выражение для углов дифракции света:

$$P \sin \theta = n\lambda. \quad (2.9)$$

Здесь $P = 2w$ — период полосовой доменной структуры, w — ширина полосового домена, $n = 1, 2, \dots$ — номер порядка дифракции. Приведенная формула (2.9), естественно, справедлива для любой дифракционной решетки. Вся информация о симметричной фазовой дифракционной решетке содержится в нечетных порядках дифракции, нулевой порядок представляет собой фоновую засветку. Доменная структура будет разрешаться оптическим микроскопом при условии, что первый порядок дифракции попадает в апертуру объектива, т. е. при выполнении условия $P \sin \theta > \lambda$. Здесь $\sin \theta = A_2$ и мы приходим к выражению $P \approx \lambda A_2$, соответствующему случаю освещения объекта параллельным пучком света.

Следует учесть, что анализируемым объектом является период доменной структуры P , а не ширина домена w . Поэтому если говорится о предельном разрешении по размеру домена, то следует для условия освещения доменной

структуры параллельным пучком света записать $w \approx (2A_2)^{-1}\lambda$. При учете косых пучков света для предела разрешения оптического микроскопа по ширине домена получаем

$$w \approx [2(A_1 + A_2)]^{-1}\lambda.$$

При использовании иммерсионной среды, принимая, что $A_1=1,0$, а $A_2=1,5$, имеем $w \approx \lambda/5$. Таким образом, при $\lambda=0,44$ мкм, применяя высокоапертурные объектив и конденсор и иммерсионную среду, можно обеспечить предельное разрешение по размеру домена $w \approx 0,1$ мкм.

Лазерный микроскоп с рабочей длиной волны $\lambda = 0,44$ мкм обеспечивает наблюдение лабиринтной доменной структуры и ЦМД с характерным размером домена 0,2 мкм в эпитаксиальной пленке феррит-граната состава $(\text{CaSmLuGd})_3(\text{FeGeGaSc})_5\text{O}_{12}$ толщиной 0,15 мкм (рис. 2.11) [18, 19]. В той же эпитаксиальной пленке непосредственно перед моментом исчезновения

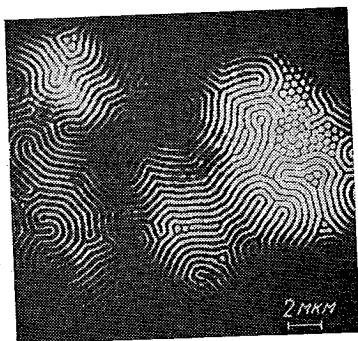


Рис. 2.11. Доменная структура в эпитаксиальной пленке феррит-граната толщиной $h = 0,15$ мкм, ширина домена $w = 0,2$ мкм

доменной структуры в вертикальном поле смещения наблюдаются изолированные полосовые домены. Согласно теоретическим оценкам ширина домена в этот момент должна быть равна $w = 0,1$ мкм. Удастся также уверенно фиксировать момент коллапса ЦМД, т. е. наблюдать домены диаметром около 0,1 мкм. Тот факт, что оптический микроскоп с реальным разрешением 0,15 мкм ($A_1=0,2$; $A_2=1,35$) позволяет уверенно наблюдать изолированные домены с характерным размером 0,1 мкм, ни в коей мере не противоречит основным теоретическим положениям оптики. В данном случае задача сводится к регистрации светящегося источника на фоне засветки, т. е. имеет место формальная аналогия с наблюдением самосветящихся небесных объектов. Оптический микроскоп обеспечивает наблюдение изолированных доменов с размером, меньшим предела разрешения, при условии, что объект обладает достаточной светимостью. На практике проблема сводится к устранению фоновой засветки, что

в некоторой степени достигается с помощью оптического компенсатора. В принципе, та же задача может быть решена методами пространственной фильтрации оптического сигнала.

Весьма существенным фактором, определяющим уровень фоновой засветки и, таким образом, порог наблюдения доменной структуры, является наличие многократного отражения на границах подложка — пленка и пленка — воздух. Нанесение просветляющих покрытий должно приводить к значительному снижению фоновой засветки. Вопрос о влиянии просветляющего покрытия на контраст более подробно обсуждается в § 4.7.

Приведенный выше анализ предельных возможностей визуальной микроскопии доменов, основанный на дифракционном «пределе Рэлея», имеет практический характер. Существуют основательные математические соображения, согласно которым для определенных структур разрешение может превышать классический дифракционный предел.

Эти соображения основаны на том факте, что фурье-образ $F(k_x, k_y)$ наблюдаемой структуры конечных размеров является аналитической функцией. Это означает, в частности, что вся функция $F(k_x, k_y)$ может быть определена при помощи аналитического продолжения, если она известна в какой-либо области спектра (k_x, k_y) . Поэтому если есть возможность определить с высокой точностью фурье-образ предмета $F(k_x, k_y)$ в определенной части спектра (k_x, k_y) , то при помощи известных математических методов можно определить всю функцию $F(k_x, k_y)$, а по ней восстановить вид наблюдаемой структуры.

Такой подход дает основания надеяться, что для определенных типов доменных структур удастся такими методами превзойти «предел Рэлея». Практической и плохо исследованной проблемой при таком подходе является проблема шума при измерении $F(k_x, k_y)$, которая является ключевой при определении предельного разрешения.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

В течение последних 20—30-ти лет проведены исследования широкого класса магнитных материалов. Их условно можно разделить на две группы. К одной относятся относительно прозрачные магнитные материалы, перспективные для использования в устройствах, предназначенных для пространственно-временной модуляции света. Относительно прозрачными магнитными материалами являются

Таблица 3.1. Оптические и магнитооптические параметры магнетиков

Вещество	λ , мкм	T, К	Φ_F , град/см	α , см ⁻¹	Литера- тура
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	1,15	300	260	~1	[1]
	0,43	300	2,8·10 ⁴	7·10 ⁴	[2]
(GdBi) ₃ (FeAlGa) ₅ O ₁₂	1,3	300	2,9·10 ³	~1	[3]
	0,8	300	8·10 ³	~100	[3]
Fe	1,0	300	5,1·10 ⁵	1,6·10 ⁵	[4]
Fe	0,55	300	3,5·10 ⁵	7,6·10 ⁵	[5]
Co	0,55	300	3,6·10 ⁵	8,5·10 ⁵	[5]
Ni	0,40	300	7,2·10 ⁵	2,1·10 ⁵	[5]
EuSe	0,76	4,2	1,4·10 ⁵	45	[5]
EuS		4,2	2,0·10 ⁶		[6]
CrBr ₃	0,49	1,5	2,0·10 ⁵	2·10 ³	[7]
FeBO ₃	0,53		2,3·10 ³	39	[8]
FeF ₃	0,52		180	4,4	[8]
α -Fe ₂ O ₃	1,15	295	40		[1]
MnBi	0,63	290	9·10 ⁵ *)	5·10 ⁵	[9]
CoRhFeO ₄	0,63	290	8,0·10 ⁴	1,3·10 ⁵	[9]
CoCrFeO ₄	0,63	290	3,5·10 ⁴	4,5·10 ⁴	[9]

*) Низкотемпературная фаза.

феррит-гранаты, ортоферриты, ферриты со структурой шпинели и ряд других. К другой группе относятся тонкие магнитные пленки на основе интерметаллических соединений, таких, как, например, соединения редкоземельных

элементов с элементами группы железа, MnBi, MnAs и ряд других систем. Эти материалы обладают большим коэффициентом поглощения в видимом и инфракрасном диапазонах и используются обычно в виде тонких пленок толщиной порядка 0,1 мкм и менее. В табл. 3.1 приведены основные оптические и магнитооптические параметры этих двух групп материалов.

Среди прозрачных магнитных материалов наибольшее практическое применение нашли феррит-гранаты, используемые для создания различных устройств для отображения и обработки оптической информации. В этой главе приведены результаты исследований оптических и магнитооптических свойств феррит-гранатов, в первую очередь висмутсодержащих феррит-гранатов, обсуждаются механизмы магнитооптической активности. Магнитные и магнитооптические свойства другого важного класса магнитооптических материалов — тонких пленок соединений редкоземельных элементов с элементами группы железа — обсуждаются в гл. 4 при рассмотрении запоминающих устройств на магнитооптических дисках.

§ 3.1. Феррит-гранаты

Редкоземельные феррит-гранаты с общей формулой $R_3Fe_5O_{12}$ и пространственной группой $O_h^{10}—Ia\bar{3}d$ представляют собой окислы с кубической структурой. Элементарная ячейка содержит восемь формульных единиц, т. е. 160 ионов. Ионы O^{2-} образуют плотноупакованную структуру, в пустотах между ионами кислорода размещаются редкоземельные ионы и ионы железа. В структуре граната имеются три типа пустот: додекаэдрические, октаэдрические и тетраэдрические. В первом случае катион металла окружен восемью ионами кислорода, во втором — шестью, а в третьем — четырьмя. На одну формульную единицу граната приходится три додекаэдрические, две октаэдрические и три тетраэдрические позиции. В среднем в 1 см³ содержится $5,0 \cdot 10^{22}$ ионов кислорода, $2,1 \cdot 10^{22}$ ионов железа и $1,3 \cdot 10^{22}$ редкоземельных ионов. Катионы редких земель занимают додекаэдрические позиции $\{R^{3+}\}$, катионы железа — октаэдрические $[Fe^{3+}]$ и тетраэдрические (Fe^{3+}) . Наличие ионов железа в октаэдрическом и тетраэдрическом окружениях приводит к усложнению оптических и магнитооптических спектров по сравнению, например, с ортоферритами, где ионы железа находятся только в октаэдрических позициях.

В феррит-гранатах ион $[\text{Fe}^{3+}]$ имеет точечную симметрию $\bar{3}$, а ион (Fe^{3+}) — $\bar{4}$. Хотя расстояния $\text{Fe}^{3+}—\text{O}^{2-}$ в пределах кислородных полиэдров являются постоянными, в целом полиэдры слегка искажены. Наиболее сильное косвенное обменное взаимодействие, приводящее к антипараллельному упорядочению магнитных моментов, существует между тетраэдрическими и октаэдрическими ионами железа. Ионы Fe^{3+} , находящиеся в октаэдрических позициях, образуют октаэдрическую магнитную подрешетку, ионы Fe^{3+} , находящиеся в тетраэдрических позициях, — тетраэдрическую магнитную подрешетку. Ионы, принадлежащие к одной подрешетке, также взаимодействуют между собой, но эти внутриподрешеточные взаимодействия на порядок меньше, чем межподрешеточное взаимодействие.

Если додекаэдрические позиции заняты магнитными редкоземельными ионами, то они формируют третью магнитную подрешетку — додекаэдрическую. Косвенное обменное взаимодействие между редкоземельными ионами намного меньше, чем между ионами железа. Наиболее сильным косвенным обменным взаимодействием, в котором участвует редкоземельная подрешетка, является взаимодействие редкоземельных ионов с ионами железа в тетраэдрической подрешетке.

Можно считать, что редкоземельные ионы находятся в молекулярном поле, создаваемом ионами железа, с напряженностью эффективного магнитного поля при комнатной температуре $100\div 300$ кЭ в зависимости от вида редкоземельного иона [10]. Для сравнения следует указать, что эффективное магнитное поле, соответствующее обменному взаимодействию ионов железа, принадлежащих к различным подрешеткам, достигает 2 МЭ.

Магнитные материалы, имеющие неэквивалентные магнитные подрешетки, относятся к классу ферромагнетиков. Намагниченность насыщения M_s редкоземельных феррит-гранатов определяется векторной суммой намагниченностей отдельных подрешеток:

$$M_s = M_a + M_d + M_c,$$

где M_a , M_d и M_c — намагниченности насыщения октаэдрической, тетраэдрической и додекаэдрической подрешеток соответственно. В иттриевом феррит-гранате имеются две магнитные подрешетки, так как иттрий — немагнитный ион.

§ 3.2. Оптические свойства иттриевого феррит-граната

Интерпретация оптических переходов, наблюдаемых в спектрах поглощения феррит-гранатов, представляет собой трудную задачу. Поэтому при обсуждении оптических свойств феррит-гранатов целесообразно первоначально рассмотреть результаты исследования спектров поглощения иттриевого феррит-граната, причем такое рассмотрение провести раздельно для областей $\lambda > 0,44$ мкм и $\lambda < 0,44$ мкм.

Феррит-гранаты характеризуются исключительно высокой прозрачностью в ближней инфракрасной области спектра, где имеется окно прозрачности в интервале длин волн $1,3 \div 5,5$ мкм (рис. 3.1) [6, 11]. При выращивании

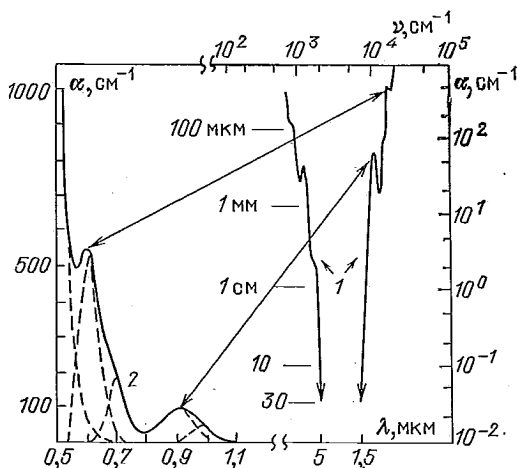


Рис. 3.1. Спектры пропускания (1) и поглощения (2) иттриевого феррит-граната [11]

монокристаллов иттриевого феррит-граната в строго контролируемых условиях удалось получить образцы, в которых коэффициент поглощения α в «окне прозрачности» оказался менее $0,03 \text{ см}^{-1}$ [11]. В области $\lambda > 5,5$ мкм наблюдается рост оптического поглощения, связанный с поглощением квантов света кристаллической решеткой (фононный спектр поглощения). Оптическое поглощение при $\lambda < 1,5$ мкм связано с краем электронной полосы, центр которой находится в районе $0,9$ мкм.

Основным состоянием свободного иона Fe^{3+} является терм 6S , при этом все пять d -электронов, согласно правилу Хунда, имеют параллельную ориентацию спинов, так что полный спин равен $S=5/2$, а полный орбитальный момент

$L=0$. Первое возбужденное состояние (терм 4G) имеет $S=3/2$, $L=4$, следующим возбужденным состоянием является терм 4F ($S=3/2$, $L=3$), далее идут 4D ($S=3/2$, $L=2$) и 4P ($S=3/2$, $L=1$).

Кристаллическое поле изменяет положение возбужденных состояний и частично снимает их вырождение. На рис. 3.2 показано расщепление термов иона Fe^{3+} в кристаллических полях тетраэдрической и октаэдрической симметрии [11]. Параметр Dq характеризует кристаллическое

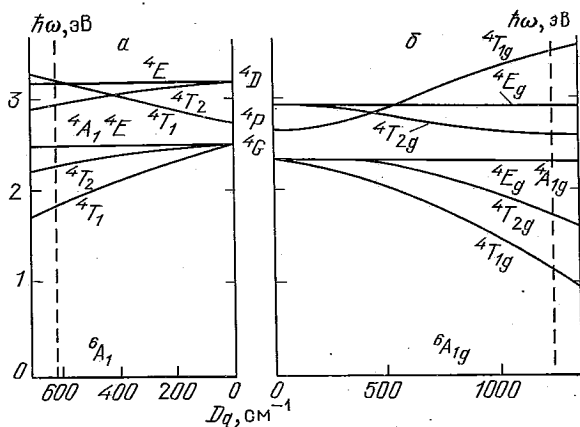


Рис. 3.2. Диаграмма энергетических уровней иона Fe^{3+} в кристаллических полях тетраэдрической (а) и октаэдрической (б) симметрии. Вертикальные штриховые линии соответствуют значениям кристаллического поля в иттриевом феррит-гранате [11]

поле, его значение в октаэдре почти в два раза превышает соответствующее значение в тетраэдре. При обсуждении оптических свойств конкретных соединений наибольший интерес представляет расщепление низшего возбужденного терма 4G , из которого образуется три подуровня 4T_1 , 4T_2 и 4A_1 4E [11]. Учет искажений локальной симметрии приводит к тому, что состояния 4T_1 и 4T_2 расщепляются на ряд компонент и происходит снятие вырождения состояний 4A_1 и 4E . Основное состояние иона Fe^{3+} 6A_1 (6S) в кристаллических полях тетраэдрической и октаэдрической симметрии не расщепляется.

Из приведенной на рис. 3.2 диаграммы следует, что в спектре поглощения вещества, содержащего ионы Fe^{3+} в октаэдрическом и тетраэдрическом комплексах, минимальной энергии соответствует переход ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{1g}$ в октаэдрическом комплексе, затем идет переход ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{2g}$

в том же комплексе, после чего должны наблюдаться линии поглощения, связанные с переходами ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$ и ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_2$ в тетраэдрическом комплексе.

Спектр поглощения в области 0,44—1,3 мкм. В интервале длин волн 0,44—1,3 мкм положение линий поглощения в иттриевом феррит-гранате удовлетворительно описывается в рамках теории кристаллического поля. Сопоставление положений наблюдаемых пиков поглощения (рис. 3.1) с теоретическими расчетами расщепления уровней иона Fe^{3+} в кристаллических полях октаэдрического и тетраэдрического комплексов (рис. 3.2) позволяет легко идентифицировать полосы поглощения.

Большая интенсивность пиков, связанных с тетраэдрической подрешеткой, обусловлена тем, что переходы в октаэдрических комплексах запрещены как по спину, так и по четности, тогда как переходы в тетраэдрических комплексах запрещены только по спину, поскольку эти комплексы не имеют центра симметрии. Наблюдаемые интенсивности как тех, так и других переходов можно полуколичественно объяснить, рассмотрев механизмы, приводящие к частичному снятию запретов, в том числе и наличие взаимодействия между ионами, принадлежащими к различным подрешеткам.

В действительности спектр поглощения в указанной области выглядит значительно сложнее, чем предсказывает теория кристаллического поля, так как каждый из переходов расщепляется за счет искажения локальной симметрии, наличия спин-орбитального и обменного взаимодействий. Расщепление полос поглощения на компоненты удастся обнаружить, проводя измерения при низких температурах, а также используя методы модуляционной и дифференциальной спектроскопии. Дополнительную информацию дает измерение спектральных зависимостей различных магнитооптических эффектов.

Спектр поглощения в коротковолновой области. Спектры поглощения ряда феррит-гранатов, снятые при комнатной температуре, показаны на рис. 3.3 [12]. Основной особенностью спектра в глубине полосы поглощения является наличие интенсивных переходов с большой шириной линии поглощения, существование которых нельзя объяснить в рамках теории кристаллического поля.

Для понимания структуры спектров поглощения соединений, содержащих ионы железа в октаэдрической и тетраэдрической координации, весьма плодотворной оказалась идея исследования кристаллов, содержащих незначитель-

ные концентрации ионов железа. Поэтому прежде чем переходить к обсуждению спектра поглощения иттриевого феррит-граната в глубине полосы поглощения, следует ознакомиться с результатами, полученными при исследовании магнитно-разбавленных кристаллов.

На рис. 3.3 (кривая 4) приведен спектр поглощения кристалла Al_2O_3 , содержащего 0,005 ат. % Fe^{3+} [11]. Первый пик в районе $\lambda=0,26$ мкм имеет силу осциллятора

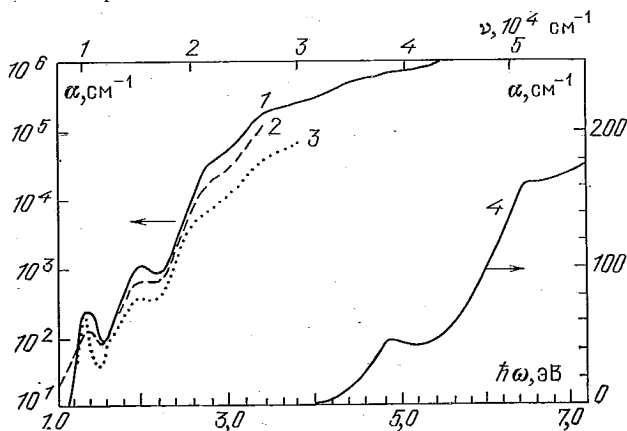


Рис. 3.3. Спектры поглощения $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (1), $(\text{YGdTm})_3\text{Fe}_{4,3}\text{Ga}_{0,7}\text{O}_{12}$ (2), $\text{Yb}_3\text{Fe}_{8,8}\text{Sc}_{1,2}\text{O}_{12}$ (3) [12] и Al_2O_3 с содержанием Fe^{3+} 0,005 ат. % (4) [11]

перехода $f=0,1$, второму пику в области $\lambda=0,2$ мкм соответствует сила осциллятора $f=0,9$. Такие силы осциллятора перехода могут наблюдаться только для разрешенных электрических дипольных переходов. В Al_2O_3 ион железа находится в октаэдрическом окружении. Наиболее вероятной причиной возникновения наблюдаемых пиков поглощения считают переходы с переносом заряда с молекулярных орбиталей ионов кислорода на молекулярные орбитали октаэдрических ионов железа [11].

В табл. 3.2 указаны положения (длины волн) оптических переходов, типы переходов и силы осцилляторов по данным работ [12, 13]. Три наиболее интенсивных перехода не укладываются в схему переходов иона Fe^{3+} в кристаллических полях октаэдрической и тетраэдрической симметрии. Исследование спектров поглощения кристаллов гранатов с содержанием железа порядка единиц ат. % и более выявило практически квадратичную зависимость коэффициента поглощения от содержания железа [11]. Это озна-

чают, что процессы поглощения в глубине полосы имеют коллективную природу [12].

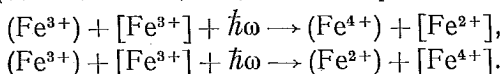
Для объяснения природы интенсивных полос поглощения в коротковолновой части спектра предлагалась модель

Таблица 3.2. Характеристики оптических переходов в иттриевом феррит-гранате [13]

Длина волны перехода, мкм (77 К)	Тип перехода	Позиция иона Fe ³⁺	Сила осциллятора
0,90	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4G)$	Октаэдр	$2 \cdot 10^{-5}$
0,69	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4G)$	Октаэдр	$2 \cdot 10^{-5}$
0,62	${}^6A_1({}^6S) \rightarrow {}^4T_1({}^4G)$	Тетраэдр	$8 \cdot 10^{-5}$
0,59			
0,51	${}^6A_1({}^6S) \rightarrow {}^4T_2({}^4G)$	Тетраэдр	$1,6 \cdot 10^{-4}$
0,48	${}^6A_1({}^6S) \rightarrow {}^4E, {}^4A_1({}^4G)$	Тетраэдр	$3 \cdot 10^{-5}$
0,47	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4E_g, {}^4A_{1g}({}^4G)$	Октаэдр	$2 \cdot 10^{-5}$
0,44	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4D)$	Октаэдр	$1 \cdot 10^{-4}$
0,43			$2 \cdot 10^{-3}$
0,41	${}^6A_1({}^6S) \rightarrow {}^4T_2({}^4D)$	Тетраэдр	$6 \cdot 10^{-5}$
0,39			$4 \cdot 10^{-3}$
0,365			10^{-2}

биэкситона, согласно которой при поглощении кванта света происходит одновременное возбуждение двух соседних ионов железа, принадлежащих к одной и той же или к разным магнитным подрешеткам [13]. Энергия возбуждения биэкситона должна совпадать с суммой энергий отдельных переходов, т. е. такие парные переходы в феррит-гранатах не должны наблюдаться в области длин волн более 0,45 мкм, кроме того, их интенсивность должна нелинейно зависеть от концентрации ионов железа. Сопоставление расчетных значений энергетических положений биэкситонных переходов с положениями интенсивных полос поглощения в иттриевом феррит-гранате дает достаточно хорошее согласие тех и других значений [13].

Согласно другой модели интенсивные переходы в глубине полосы поглощения связаны с переходами с переносом заряда между ионами Fe³⁺ в октаэдрической и тетраэдрической координациях [14, 15], т. е. с переходами типа



Предложенная модель исключает возможность наблюдения в глубине полосы поглощения при $\lambda < 0,45$ мкм биэкситон-

ных переходов, так как они должны маскироваться более интенсивными переходами с переносом заряда. Исключение составляет переход в районе $\lambda=0,46$ мкм, который может быть объяснен в рамках модели биэкситона [14].

§ 3.3. Оптические свойства редкоземельных феррит-гранатов

Оптические свойства редкоземельных феррит-гранатов в основном определяются ионами железа, т. е. спектральные особенности являются общими для всех феррит-гранатов. Наличие в додекаэдрической подрешетке редкоземельных ионов проявляется следующим образом. В окне прозрачности и на фоне относительно слабого оптического поглощения появляются узкие пики, обусловленные переходами внутри частично заполненной $4f$ -оболочки редкоземельных ионов; интенсивность пиков находится на уровне $\alpha \approx 100$ см⁻¹. Из трехвалентных редкоземельных ионов только ионы La^{3+} и Lu^{3+} не имеют переходов, характерных для $4f$ -электронов, так как в первом из них отсутствуют $4f$ -электроны, а во втором имеется полностью заполненная $4f$ -оболочка. Ион Gd^{3+} дает слабые линии поглощения в области $\lambda \approx 0,33$ мкм, их можно наблюдать только в немагнитных гранатах. Ионы Y^{3+} , Ca^{2+} , Si^{4+} , Ge^{4+} , Sc^{3+} , Ga^{3+} , Al^{3+} , которые часто вводят в различные подрешетки гранатов, также не имеют линий поглощения в области окна прозрачности и в видимой части спектра.

В то же время наличие редкоземельных ионов приводит к некоторому возрастанию оптического поглощения в области длин волн менее 0,3 мкм, где есть разрешенные электрические дипольные переходы из $4f$ - в $5d$ -состояния с силой осциллятора перехода $f \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ [6]. Так как переходы в редкоземельных ионах находятся в глубине полосы поглощения феррит-граната, где коэффициент поглощения превышает $4 \cdot 10^5$ см⁻¹, то наличие полос поглощения редкоземельных ионов будет приводить лишь к некоторому увеличению поглощения в этой области.

Существенное значение с точки зрения прикладной магнитооптики имеет сдвиг положения первого низкочастотного перехода ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4G)$ октаэдрического комплекса Fe^{3+} за счет изменения параметра решетки феррит-граната при введении в нее редкоземельных ионов. Наблюдаемый сдвиг обусловлен в основном изменением кристаллического поля, в котором находится ион Fe^{3+} , в результате изменения расстояния между ионом железа и ионами кислорода [13]. Смещение положения перехода приводит

к изменению оптического поглощения на длинах волн 1,06 и 1,15 мкм, используемых в оптических системах связи. Для построения магнитооптических модуляторов света и невзаимных элементов, работающих на указанных длинах волн, целесообразно использовать феррит-гранаты с большим параметром решетки. Следует учитывать, что на оптическое поглощение в этой области оказывает существенное влияние присутствие в феррит-гранате небольшого числа ионов Fe^{2+} и Fe^{4+} , поэтому для достижения минимального поглощения необходимо при выращивании монокристаллов или эпитаксиальных пленок строго контролировать состав шихты и режимы роста [11].

§ 3.4. Оптические свойства свинец- и висмутсодержащих феррит-гранатов

Вхождение ионов свинца в додекаэдрические позиции в структуре феррит-граната приводит к существенному увеличению оптического поглощения в видимой области

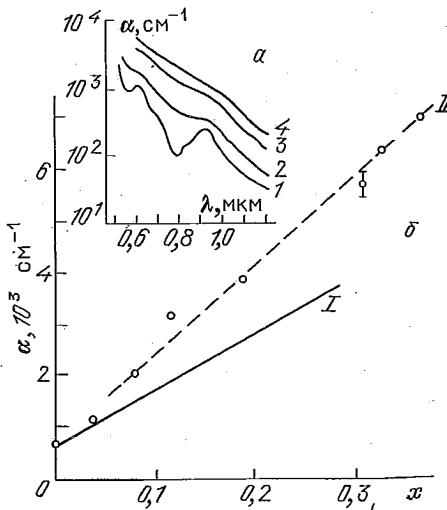


Рис. 3.4. Влияние температуры роста эпитаксиальной пленки на оптическое поглощение в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}:\text{Pb}^{2+}, \text{Si}^{4+}$ (а): 1 — $T=955$, 2 — 873, 3 — 824, 4 — 742 °С [16]. Зависимость коэффициента поглощения от концентрации свинца (б) в $\text{Y}_{3-x}\text{Pb}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [18] (I), $\lambda=0,63$ мкм; в $\text{R}_{3-x}\text{Pb}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (II), $\lambda=0,56$ мкм [17]

спектра (рис. 3.4). Необычным является тот факт, что свинец входит в структуру граната на уровне 0,4 формульной единицы в отсутствие ионов, обеспечивающих компенсацию зарядов. Для объяснения указанного результата предло-

жена модель, согласно которой в структуре граната имеет место самокомпенсация, когда ионы свинца образуют пары $Pb^{2+}-Pb^{4+}$ [15—17]. Наличие ионов свинца в феррит-гранатах должно приводить к появлению ряда оптических переходов с переносом заряда между ионами свинца и железа [18]. Дополнительное поглощение в видимой области спектра в свинецсодержащих феррит-гранатах, по-видимому, следует отнести к переходу с переносом заряда от Pb^{2+} к Pb^{4+} в районе $\lambda=0,56$ мкм [17—19].

Легирование феррит-гранатов висмутом сильно увеличивает их магнитооптическую активность, при этом увеличение содержания висмута в эпитаксиальной пленке обычно сопровождается ростом поглощения в видимой области спектра. Выделение вклада ионов Bi^{3+} в оптическое поглощение представляет собой достаточно сложную задачу. По технологическим причинам при выращивании эпитаксиальных пленок с большим содержанием висмута одновременно происходит увеличение содержания ионов свинца, что существенно влияет на оптическое поглощение. Исследование спектров оптического поглощения висмутсодержащих феррит-гранатов в глубине полосы поглощения позволяет выделить вклад, связанный с наличием в феррит-гранате ионов висмута [15, 20].

§ 3.5. Оптические свойства ионно-имплантированных слоев

Ионная имплантация также приводит к существенному увеличению оптического поглощения в видимой области спектра. На рис. 3.5 приведены зависимости коэффициента поглощения от энергии кванта света при комнатной температуре в эпитаксиальных пленках, имплантированных ионами Ne^+ [21]. Приведенные зависимости представляют собой усредненные величины, определенные в предположении, что толщина имплантированного слоя равна 0,4 мкм. Есть основания считать, что коэффициент поглощения в максимуме профиля повреждений в три раза превышает среднее значение [21].

Наблюдаемое увеличение поглощения в области $0,5 \div 0,7$ мкм может быть обусловлено уширением пиков поглощения, связанных с переходами с переносом заряда, с разрешенными переходами в редкоземельных ионах и с переходами типа зона — зона, расположенными в ультрафиолетовой части спектра. Нельзя также исключить возможность возрастания на порядок и более сил осциллято-

ров переходов в октаэдрических и тетраэдрических комплексах ионов Fe^{3+} за счет значительного искажения их локальной симметрии. Для окончательного разделения вкладов запрещенных и разрешенных переходов целесооб-

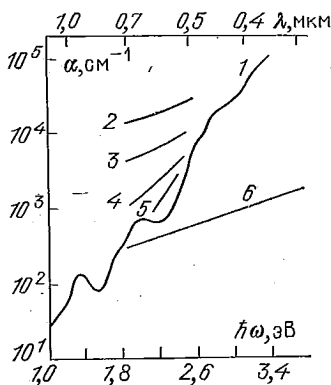


Рис. 3.5. Спектр поглощения эпитаксиальной пленки состава $(YGdTm)_3Fe_{4.3}Ga_{0.7}O_{12}$ до имплантации (1), после имплантации ионами Ne^+ , 300 кэВ, доза 10^{17} см^{-2} (2); $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (3); $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (4); 10^{14} см^{-2} (5); спектр поглощения кристалла $Gd_3Ga_5O_{12}$ после имплантации ионами H^+ , 100 кэВ, доза 10^{17} см^{-2} (6) [21]

разно изучение спектров поглощения в окислах с небольшим содержанием ионов железа.

Сопоставление спектров поглощения ионно-имплантированных образцов гадолиний-галлиевого граната с соответствующими спектрами эпитаксиальных пленок феррит-гранатов указывает на то, что основной вклад в избыточное поглощение связан с переходами, обусловленными наличием в решетке граната ионов железа. Межзонные переходы дают, по-видимому, незначительный вклад. Отжиг при температуре 700 °С приводит к существенному уменьшению поглощения [21].

§ 3.6. Магнитооптические свойства иттриевого феррит-граната

Дисперсия эффекта Фарадея и магнитного кругового дихроизма. В магнитооптических спектрах в той или иной мере проявляются почти все линии поглощения, но основной вклад в дисперсию фарадеевского вращения дают переходы, расположенные в ультрафиолетовой области спектра. Эффект Фарадея в $Y_3Fe_5O_{12}$ относительно невелик, так как вклады указанных переходов имеют различные знаки. Например, на длине волны $\lambda=0,63 \text{ мкм}$ при температуре $T=295 \text{ К}$ вклад октаэдрической подрешетки равен $\Phi_{Fa}=8670 \text{ град/см}$, а тетраэдрической $\Phi_{Fd}=-7840 \text{ град/см}$, так что результирующее вращение составляет только $\Phi_F=830 \text{ град/см}$ [18].

Спектр фарадеевского вращения $Y_3Fe_5O_{12}$ в области $\lambda > 0,4$ мкм изображен на рис. 3.6 [2]. При уменьшении длины волны света на фоне непрерывного роста эффекта

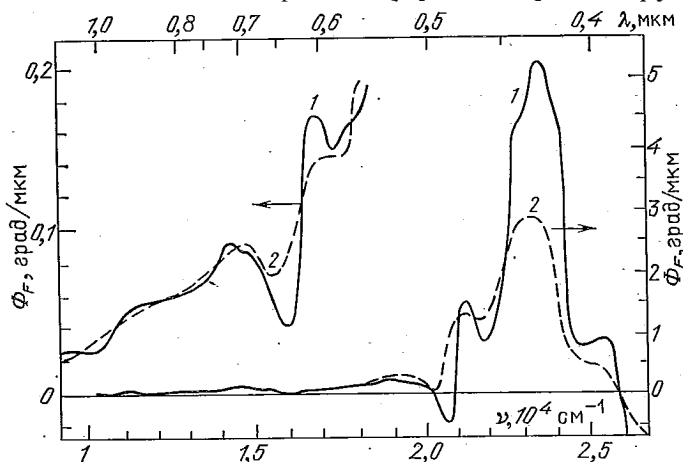


Рис. 3.6. Дисперсия эффекта Фарадея в $Y_3Fe_5O_{12}$: 1 — $T=77$, 2 — 295 К [2]

Фарадея наблюдаются магнитооптические особенности, связанные с различными оптическими переходами. Эти особенности оказывают существенное влияние на вращение плоскости поляризации света только в окрестности перехода. Максимум фарадеевского вращения в видимой области спектра, равный $2,8$ град/мкм, достигается в районе $\lambda=0,435$ мкм [2].

Спектральная зависимость эффекта Фарадея в глубине полосы поглощения, измеренная на напыленных пленках состава $Gd_3Fe_5O_{12}$, изображена на рис. 3.7 [22]. В коротковолновой области спектра вращение меняет знак и достигает экстремального значения 10 град/мкм в районе $\lambda=0,3$ мкм. В этой области спектра сказывается влияние иона Gd^{3+} , поэтому количественно эффект Фарадея в районе $0,25 \div 0,35$ мкм в $Y_3Fe_5O_{12}$ и $Gd_3Fe_5O_{12}$ может несколько

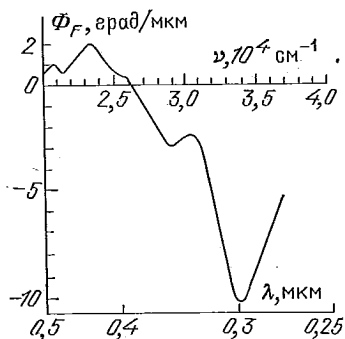


Рис. 3.7. Дисперсия эффекта Фарадея в напыленных пленках состава $Gd_3Fe_5O_{12}$ при $T=295$ К [22]

отличаться. Спектральная зависимость магнитного кругового дихроизма галлийзамещенного феррит-граната в глубине полосы поглощения приведена на рис. 3.8 [23].

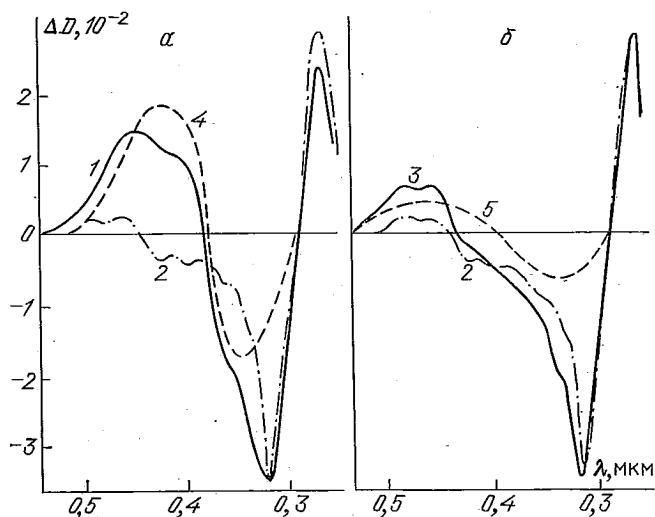


Рис. 3.8. Спектральная зависимость магнитного кругового дихроизма эпитаксиальных пленок состава $\text{Bi}_{0,5}\text{Tm}_{2,5}\text{Fe}_{3,0}\text{Ga}_{1,1}\text{O}_{12}$ (1), $\text{Y}_{2,6}\text{Sm}_{0,4}\text{Fe}_{3,8}\text{Ga}_{1,2}\text{O}_{12}$ (2), $(\text{YLu})_{2,8}\text{Pb}_{0,2}\text{Fe}_{3,8}\text{Ga}_{1,2}\text{O}_{12}$ (3), разностный спектр 1—2 (4), разностный спектр 3—2 (5) [23]

Концентрационная и температурная зависимость эффекта Фарадея. Введение в структуру феррит-граната магнитных и парамагнитных ионов, замещающих ионы железа в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках, а также замена одних редкоземельных ионов другими приводят к изменению магнитооптических свойств феррит-гранатов, в том числе и температурных зависимостей.

Замещение ионов Fe^{3+} в тетраэдрической подрешетке сначала приводит к некоторому возрастанию фарадеевского вращения (до уровня 0,7 формульной единицы при комнатной температуре), так как результирующее вращение в иттриевом феррит-гранате совпадает по знаку с вращением октаэдрической подрешетки, а введение небольшого числа разбавляющих ионов в тетраэдрическую подрешетку приводит к уменьшению отрицательного вклада во вращение со стороны этой подрешетки. При больших уровнях замещения начинает сказываться уменьшение обменного взаимодействия, и как следствие этого — уменьшение расщепления энергетических уровней в основном и

возбужденных состояниях, поэтому удельное вращение обеих подрешеток уменьшается, в результате общее вращение падает (рис. 3.9) [18, 24].

При разбавлении подрешеток иттриевого феррит-граната диамагнитными ионами, т. е. для составов вида

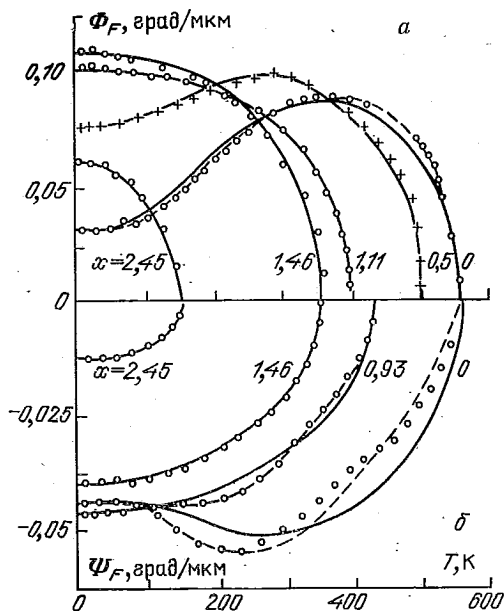


Рис. 3.9. Температурная и концентрационная зависимости фарадеевского вращения (а) и эллиптичности (б) в пленках состава $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$, $\lambda=0,63$ мкм. Сплошные кривые — расчет с помощью соотношения (3.1), штриховые — при учете кубических членов разложения [24]

$Y_3Fe_{2-x}U_xFe_{3-y}V_yO_{12}$, где U обозначает диамагнитный ион в октаэдрической подрешетке, x — его концентрация, а V и y — те же величины для тетраэдрической подрешетки, фарадеевское вращение при $\lambda=0,63$ мкм и $T=295$ К можно приближенно описать формулой [24]

$$\Phi_F(x, y) = 8670(1 - x/2) - 7835(1 - y/3),$$

где $\Phi_F(x, y)$ выражается в град/см.

Температурная зависимость эффекта Фарадея в $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$ также изображена на рис. 3.9 [18, 24]. В частности, зависимость $\Phi_F(T)$ на длине волны $\lambda=0,63$ мкм имеет вид [24]

$$\Phi_F(T) = 484M_a(T) - 312M_d(T). \quad (3.1)$$

Эффект Керра. Исследование спектров комплексного эффекта Керра обеспечивает получение исчерпывающей информации о положениях и характеристиках основных магнитооптических особенностей материала. Измерения могут проводиться на поликристаллических образцах строго

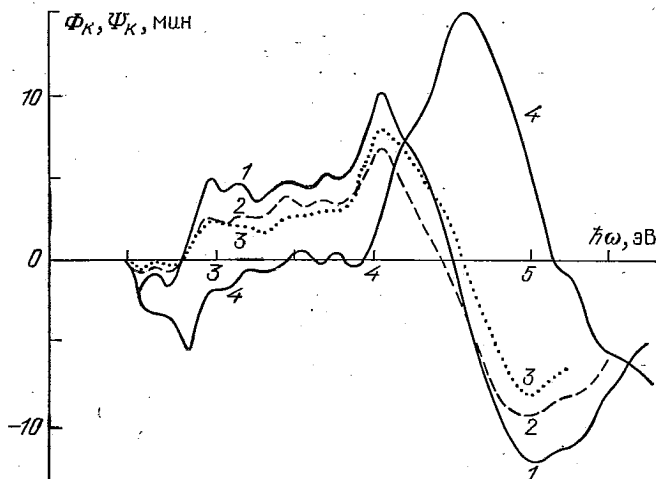


Рис. 3.10. Дисперсия эффекта Керра. Вращение для образцов составов $Y_3Fe_5O_{12}$ (1), $Y_3Fe_{4,3}Al_{0,7}O_{12}$ (2) и $Y_3Fe_{4,5}In_{0,5}O_{12}$ (3), эллиптичность для образца состава $Y_3Fe_5O_{12}$ (4) [25]

контролируемого состава. На рис. 3.10 изображены спектры вращения полярного эффекта Керра поликристаллических образцов феррит-гранатов различных составов [25].

Замещение ионов железа в тетраэдрической подрешетке приводит к уменьшению вращения плоскости поляризации в эффекте Керра во всем спектральном интервале, что обусловлено уменьшением эффективного обменного поля. При этом максимум вращения в районе $\lambda=0,31$ мкм, особенность в области $\lambda=0,28$ мкм, которая становится более заметной, и точка перехода дисперсионной кривой через нуль ($\lambda=0,275$ мкм) смещаются по мере замещения ионов железа в коротковолновую область спектра.

Разбавление октаэдрической подрешетки ионами индия также приводит к уменьшению интенсивности всех магнитооптических особенностей, что обусловлено в первую очередь уменьшением эффективного обменного поля. Однако необходимо отметить ряд специфических особенностей. Пик вращения в районе $\lambda=0,31$ мкм не смещается при разбавлении октаэдрической подрешетки, в то же время

происходит быстрое ослабление особенности в области $\lambda=0,28$ мкм, точка нулевого вращения смещается в сторону меньших длин волн. В монокристаллических образцах, где для замещения ионов железа в октаэдрической подрешетке использовался скандий, ситуация аналогичная. Спектр эллиптичности полярного эффекта Керра показан на рис. 3.10 (кривая 4) [25].

§ 3.7. Магнитооптические свойства редкоземельных феррит-гранатов

Наличие интенсивных электрических дипольных переходов между $4f$ - и $5d$ -уровнями редкоземельных ионов и переходов с переносом заряда от ионов кислорода на редкоземельные ионы, находящихся в ультрафиолетовой области спектра, оказывает заметное влияние на магнитооптические свойства ряда редкоземельных феррит-гранатов в инфракрасной и видимой областях спектра. Особенно значительно это влияние сказывается при низких температурах, так как намагниченность редкоземельной подрешетки растет с уменьшением температуры существенно резче, чем намагниченность октаэдрической и тетраэдрической подрешеток.

Наличие точки магнитной компенсации в редкоземельных феррит-гранатах приводит к смене знаков нечетных магнитооптических эффектов при переходе через эту точку. Изменение знака эффекта Фарадея при переходе через точку компенсации обусловлено тем, что выше точки компенсации по направлению внешнего магнитного поля ориентируется намагниченность тетраэдрической подрешетки, а ниже точки компенсации по направлению внешнего поля ориентируется октаэдрическая подрешетка. Так как редкоземельная подрешетка антиферромагнитно связана с тетраэдрической, то направление ее намагниченности также изменяется при переходе через эту точку.

На рис. 3.11 изображены дисперсионные зависимости эффекта Фарадея редкоземельных феррит-гранатов в видимой области спектра [24]. Ниже приведено фарадеевское вращение (в град/см) редкоземельных феррит-гранатов $R_3Fe_5O_{12}$ при $\lambda=1,064$ мкм, $T=300$ К [26]:

Y	+280	Gd	+65	Er	+120
$Y_2Pr_1Fe_5O_{12}$	-400	Tb	+535	Tm	+115
Sm	+15	Dy	+310	Yb	+12
Eu	+167	Ho	+135	Lu	+200
				Nd	-840

Детальный анализ природы магнитооптической активности редкоземельных феррит-гранатов приведен в работе [27].

Фарадеевское вращение в окне прозрачности. Магнитооптические свойства редкоземельных феррит-гранатов в окне прозрачности (1,1–5,5 мкм) требуют особого рассмотрения, так как в этой области спектра наряду с гироэлектри-

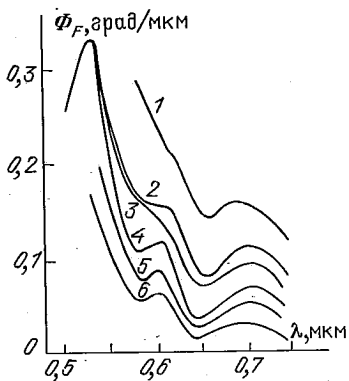


Рис. 3.11. Дисперсия эффекта Фарадея в редкоземельных феррит-гранатах $R_3Fe_5O_{12}$: $R = Tb$ (1), Gd (2), Dy (3), Y (4), Eu (5), Er (6) [24]

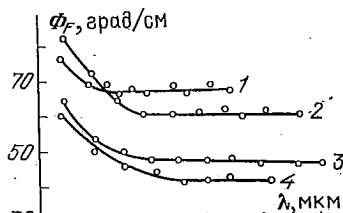


Рис. 3.12. Эффект Фарадея в феррит-гранатах Y при $T = 77$ К (1), Y (2), Er (3), Ho (4) при $T = 290$ К; $H = 2,4$ кЭ [1]

ческим вкладом в магнитооптические эффекты, связанным с разрешенными электрическими дипольными переходами в ультрафиолетовой области спектра, существенное значение приобретает гироманнитный вклад, обусловленный явлениями ферромагнитного и обменного резонансов [1, 28–30]. Спектры фарадеевского вращения ряда редкоземельных феррит-гранатов в области окна прозрачности показаны на рис. 3.12 [1]. Характерной особенностью приведенных спектров является очень слабая дисперсия фарадеевского вращения в длинноволновой области окна прозрачности.

§ 3.8. Эффект Фарадея в редкоземельных феррит-гранатах в сильном магнитном поле

Зависимость магнитооптических явлений в редкоземельных феррит-гранатах от магнитного поля изучалась весьма интенсивно многими авторами. На рис. 3.13 показаны полевые зависимости фарадеевского вращения некоторых

редкоземельных феррит-гранатов при трех температурах: 290, 77 и 4,2 К [30]. Видно, что насыщение эффекта Фарадея достигается в слабых полях технического намагничивания (измерения проводились при ориентации поля вдоль оси легкого намагничивания). При дальнейшем увеличении

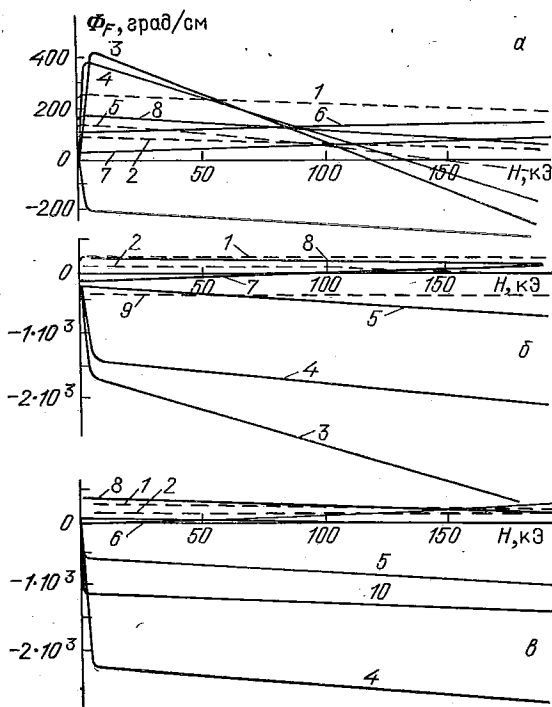


Рис. 3.13. Полевые зависимости эффекта Фарадея в различных редкоземельных феррит-гранатах: Y (1), Gd (2), Tb (3), Dy (4), Er (5), Tm (6), Yb (7), Eu (8), Sm (9), Ho (10) при температурах: а — $T=290$, б — 77, в — 4,2 К [30]

поля наблюдается сильное изменение фарадеевского вращения. Отметим, что основные характеристики фарадеевского вращения — значения спонтанного эффекта Фарадея Φ_F , полученного экстраполяцией к нулевому полю из области сильных полей, и изменения эффекта Фарадея с полем $d\Phi/dH$ — сильно меняются при переходе от одного феррит-граната к другому и имеют различные температурные зависимости для разных редкоземельных гранатов (рис. 3.14) [30].

Рассмотрим кратко физическую природу этих зависимостей. Как уже отмечалось, удельное фарадеевское вращение в редкоземельных феррит-гранатах можно представить в виде

$$\Phi_F = \mp \Phi_{Fe} \pm \Phi_R, \quad (3.2)$$

где Φ_{Fe} — фарадеевское вращение, обусловленное октаэдрической и тетраэдрической подрешетками, а Φ_R — то же,

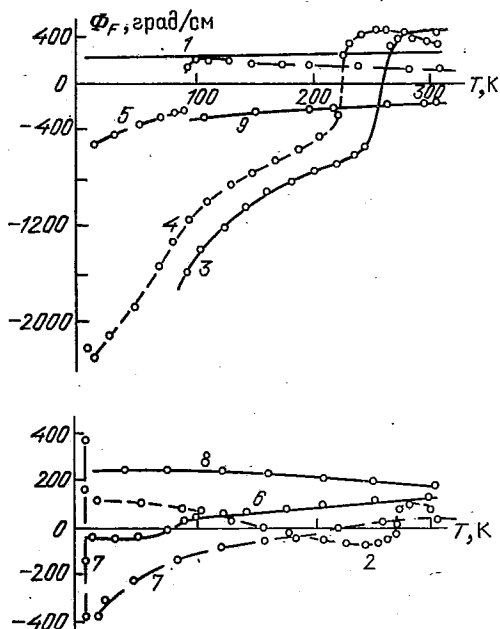


Рис. 3.14. Температурная зависимость спонтанного эффекта Фарадея (обозначения те же, что на рис. 3.13) [30]

обусловленное редкоземельной подрешеткой, которое можно описать формулой (1.68). Выше точки магнитной компенсации ($T > T_k$) намагниченность редкоземельной подрешетки ориентирована антипараллельно полю, и в формуле (3.2) надо взять нижние знаки, а ниже T_k — верхние. При $T > T_k$ увеличение внешнего поля приводит к уменьшению магнитного момента редкоземельной подрешетки, а при внешнем поле, равном молекулярному полю H_m^0 , действующему на основной мультиплет, намагниченность редкоземельной подрешетки обращается в нуль. Обращается ли при этом в нуль фарадеевское вращение редкоземельной

подрешетки? Опыт показывает, что не обращается. Действительно, из табл. 3.3 видно, что критическое поле $H_{кр}$, при котором это происходит, существенно отличается от молекулярного (в предположении, что величина Φ_{Fe} является такой же, как в феррит-гранате иттрия). Это указывает на существенную роль механизма смешивания (и,

Т а б л и ц а 3.3. Молекулярные (H_M^0) и критические ($H_{кр}$) поля редкоземельных гранатов при 290 К [30]

Вещество	H_M^0 , кЭ	$H_{кр}$, кЭ
$Gd_3Fe_5O_{12}$	300	1000 *)
$Tb_3Fe_5O_{12}$	160	55
$Dy_3Fe_5O_{12}$	120	55
$Er_3Fe_5O_{12}$	80	-150 *)
$Tm_3Fe_5O_{12}$	90	270 *)
$Yb_3Fe_5O_{12}$	105	400 *)

*) Значения получены линейной экстраполяцией экспериментальных зависимостей $\Phi_F(H)$ к $H = H_M^0$.

возможно, диамагнитного вклада) в фарадеевском вращении редкоземельной подрешетки рассмотренных феррит-гранатов.

Изображенные на рис. 3.13 зависимости $\Phi_F(H)$ описываются формулой

$$\Phi_R = CM_R(H_{эф}^0) + DH_{эф}^1,$$

где

$$H_{эф}^0 = H \pm H_M^0 = H \pm [2(g_J - 1)/g_J] H_{обм},$$

$H_{эф}^1 = H \pm 2H_{обм}$, $H_{обм}$ — обменное поле, действующее на редкоземельный ион, g_J — фактор Ланде основного мультиплета. Разница между эффективными полями $H_{эф}^0$ и $H_{эф}^1$ объясняет наблюдаемое различие полей H_M^0 и $H_{кр}$. Коэффициенты C и D приведены в § 1.11. Следует отметить, что эти коэффициенты согласуются с соответствующими коэффициентами редкоземельных гранат-галлатов и алюминатов.

§ 3.9. Магнитооптические свойства висмут- и свинецсодержащих феррит-гранатов

Магнитные свойства. Введение ионов Bi^{3+} в структуру феррит-гранатов приводит к существенному изменению магнитооптических свойств материала, в частности фарадеевское вращение в видимой области спектра меняет знак. Вместе с тем введение ионов висмута влияет также и на магнитные свойства феррит-гранатов (например, при комнатной температуре возрастает намагниченность насыщения M_s , наблюдается рост температуры Кюри, увеличение констант кубической магнитной анизотропии и магнито-стрикции). Для большинства составов феррит-гранатов введение висмута приводит к появлению существенной одноосной магнитной анизотропии [24].

Важно, что природа ростовой магнитной анизотропии в висмутсодержащих феррит-гранатах отличается от случая, наблюдаемого в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов с двумя неэквивалентными ионами редкоземельных элементов (система $\text{Sm} - \text{Lu}$ и подобные). В результате температурные зависимости ростовой константы магнитной анизотропии K_{ii}^g в тех и других пленках существенно различаются, что может иметь важные практические последствия.

В эпитаксиальных пленках, в которых константа ростовой магнитной анизотропии обусловлена в основном ионами редкоземельных элементов, зависимость $K_{ii}^g(T)$ определяется намагниченностью редкоземельной подрешетки, а в висмутсодержащих пленках — намагниченностью тетраэдрической подрешетки ($K_{ii}^g \sim M_d^2 - M_a^2$). Различие связано с тем, что в первом случае одноосная магнитная анизотропия обусловлена упорядочением редкоземельных ионов и определяется в конечном итоге их одноионной анизотропией, а во втором случае зависит от искажения локальной симметрии окружения ионов железа [24].

Магнитные свойства феррит-гранатов при введении ионов висмута изменяются по нескольким причинам. Увеличение постоянной решетки приводит к некоторому падению магнитного момента на единицу объема. В то же время наличие ионов висмута влияет на косвенное обменное взаимодействие между октаэдрической и тетраэдрической подрешетками, что ведет к увеличению температуры Кюри [24]. Для объяснения причины роста температуры Кюри в висмутсодержащих феррит-гранатах предложено две модели, которые можно условно назвать структурной и электронной [24].

В первой (структурной) модели предполагается, что искажение локальной симметрии различных кристаллографических позиций приводит к изменению углов связи между двумя ионами железа, взаимодействующими между собой через посредство иона кислорода. Косвенный обмен становится максимальным, когда все три иона находятся на одной линии. Введение иона висмута приводит к некоторому возрастанию угла связи, однако указанный механизм не может полностью объяснить наблюдаемые явления. В электронной модели предполагается, что смешивание волновых функций ионов висмута и кислорода приводит к увеличению косвенного обменного взаимодействия и к росту спин-орбитального взаимодействия на ионах железа. К некоторому увеличению температуры Кюри приводит также введение в феррит-гранат ионов свинца и ванадия [24].

На рис. 3.15 и 3.8 приведены дисперсионные зависимости эффекта Фарадея и магнитного кругового дихроизма

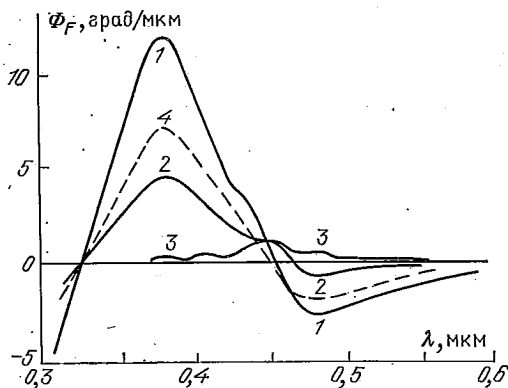


Рис. 3.15. Дисперсия эффекта Фарадея в эпитаксиальных пленках составов $\text{Bi}_{0,5}\text{Tm}_{2,5}\text{Fe}_{3,9}\text{Ga}_{1,1}\text{O}_{12}$ (1), $\text{Bi}_{0,25}\text{Tm}_{2,75}\text{Fe}_{3,9}\text{Ga}_{1,1}\text{O}_{12}$ (2), $\text{Y}_{2,6}\text{Sm}_{0,4}\text{Fe}_{3,8}\text{Ga}_{1,2}\text{O}_{12}$ (3), разностный спектр 1 — 2 (4) [20]

(МКДх) в глубине полосы поглощения в висмутсодержащих феррит-гранатах; там же для сравнения показаны соответствующие спектральные зависимости для феррит-граната, разбавленного ионами галлия. Спектры эффекта Фарадея, снятые для двух образцов с равным содержанием галлия, но с различным содержанием висмута, позволяют выделить парциальный вклад, связанный с введением в феррит-гранат ионов Bi^{3+} . В разностном спектре выделяется асимметричная кривая с экстремумами при $\lambda=0,47$ и $0,375$ мкм

[20]. По своей форме разностная кривая напоминает дисперсионную зависимость диамагнитного типа, в которой отсутствует одно крыло.

В разностном спектре МКДх выявляется наличие дисперсионной кривой диамагнитного типа с центром полосы в районе $\lambda=0,37$ мкм. Анализ спектров МКДх и эффекта

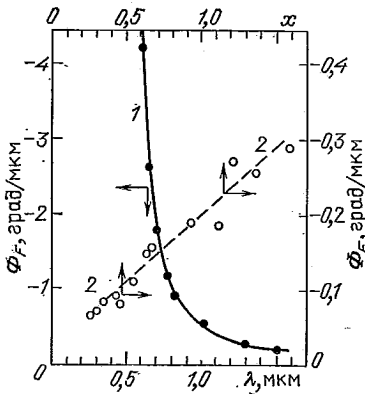


Рис. 3.16. Дисперсия эффекта Фарадея в пленке состава $\text{Bi}_{1,56}\text{Gd}_{1,44}(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$ (1). Зависимость фарадеевского вращения от концентрации x висмута (2): $\circ - \text{Bi}_x\text{Gd}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\lambda = 1,3$ мкм [3]

Фарадея приводит к выводу, что в висмутсодержащих феррит-гранатах появляется новая магнитооптическая особенность с центром в районе $\lambda=0,37$ мкм. Можно ожидать, что для феррит-граната состава $\text{Bi}_{2,3}(\text{YLu})_{0,7}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [31] фарадеевское вращение в области $\lambda=0,37$ мкм будет превышать 60 град/мкм.

На рис. 3.16 приведена спектральная зависимость эффекта Фарадея в длинноволновой области спектра [3].

Эффект Керра. Спектральные зависимости полярного эффекта Керра в висмутсодержащих феррит-гранатах исследованы весьма подробно [15]. На рис. 3.17 изображены спектральные зависимости вращения и эллиптичности. В спектре вращения имеются два экстремума при $\lambda=0,46$ мкм и $\lambda=0,31$ мкм с точкой перехода через нуль при $\lambda=0,366$ мкм. Указанные особые точки согласуются с данными по МКДх (экстремумы при $\lambda=0,48$ мкм и $\lambda=0,32$ мкм и точка перехода через нуль при $\lambda=0,37$ мкм). На том же рисунке показаны разностные спектры вращения и эллиптичности эффекта Керра (штриховые кривые 4), полученные вычитанием из дисперсионных зависимостей для висмутсодержащих феррит-гранатов соответствующих кривых для иттриевого феррит-граната. В разностном спектре 4

выявляется магнитооптическая особенность диамагнитного типа с центром полосы в районе $\lambda=0,375$ мкм.

На основании проведенного анализа спектральных зависимостей эффекта Фарадея, магнитного кругового ди-

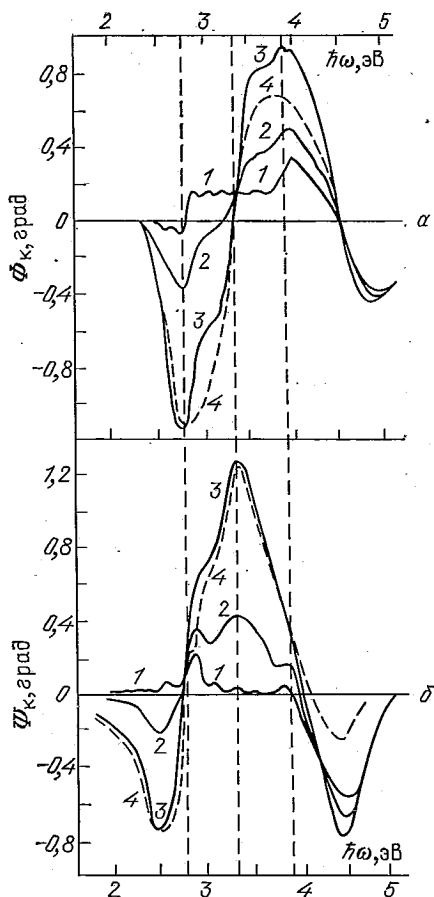


Рис. 3.17. Спектральная зависимость вращения (а) и эллиптичности (б) эффекта Керра в поликристаллических образцах $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$: 1 — $x=0,00$; 2 — $0,25$; 3 — $1,00$; 4 — разностный спектр 3 — 1 [15]

хроизма, вращения и эллиптичности полярного эффекта Керра висмутсодержащих феррит-гранатов можно сделать вывод, что основной особенностью магнитооптических спектров этих феррит-гранатов является интенсивный магнитооптически активный переход с центром в районе $0,37$ мкм.

Концентрационная и температурная зависимости магнитооптических эффектов. Введение висмута в феррит-гранаты приводит к линейному изменению магнитооптиче-

ских свойств при увеличении концентрации ионов висмута. На рис. 3.18 показана зависимость эффекта Фарадея в феррит-гранатах различных составов от концентрации висмута [24]. Наибольшее значение Φ_F , достигнутое в настоящее время на длине волны $\lambda=0,63$ мкм для состава

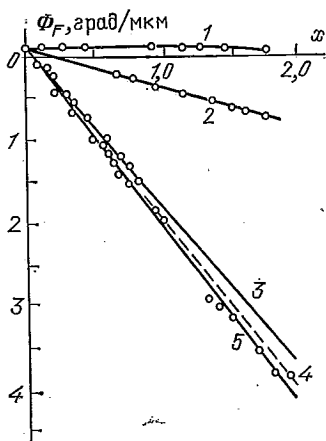
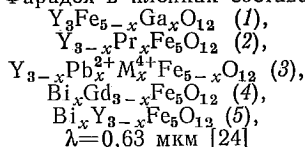


Рис. 3.18. Концентрационная зависимость эффекта Фарадея в пленках состава



$Bi_{2,3}(YLu)_{0,7}Fe_5O_{12}$, равно $\Phi_F=4,8 \cdot 10^4$ град/см при 295 К [31]. При разбавлении как тетраэдрической, так и октаэдрической подрешеток происходит уменьшение магнитооптических эффектов. Например, эффект Фарадея в $Bi_xY_{3-x}Fe_{5-y}Al_yO_{12}$ подчиняется зависимости

$$\Phi_F(x, y) = \Phi_F(x) (1 - (1/2)y_a) (1 - (1/3)y_d),$$

где y_a и y_d — концентрации ионов Al^{3+} в октаэдрических и тетраэдрических позициях, $y=y_a+y_d$ [24].

На рис. 3.19 показаны температурная и концентрационная зависимости эффекта Фарадея в висмутсодержащих феррит-гранатах состава $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ [24].

Магнитооптические свойства свинецсодержащих феррит-гранатов. Введение двухвалентных ионов свинца в структуру феррит-граната, как и трехвалентных ионов висмута, приводит к аномальному изменению магнитооптических свойств материала, причем эффект, обусловленный влиянием ионов свинца в пересчете на двухвалентные ионы, сопоставим с аналогичным эффектом от ионов висмута.

На рис. 3.8 б показаны спектральные зависимости МКДх двух образцов с различным содержанием свинца. Штриховая кривая б, являющаяся разностью кривых з

и 2, представляет собой вклад магнитооптически активного перехода, связанного с наличием в феррит-гранате ионов свинца. Сопоставление разностного спектра с аналогичным для висмутсодержащего феррит-граната (рис. 3.8 а) позволяет сделать вывод, что введение ионов Bi^{3+} и Pb^{2+} в струк-

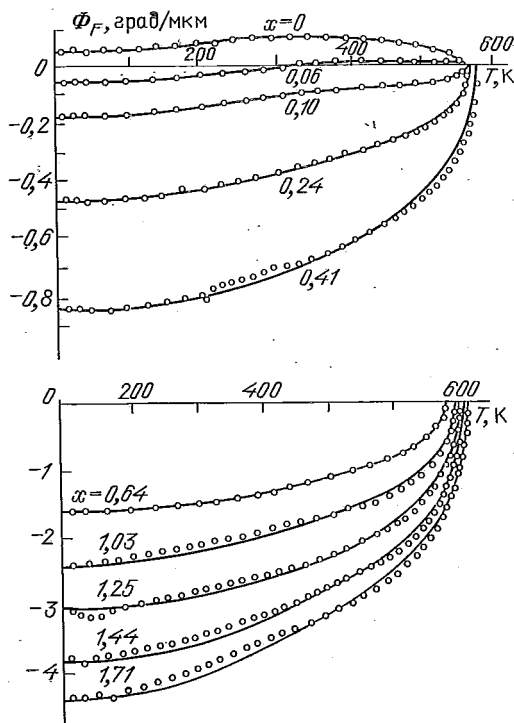


Рис. 3.19. Температурная и концентрационная зависимости эффекта Фарадея в $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{13}$, $\lambda=0,63$ мкм. Сплошные кривые — расчет по формуле (3.1) [24]

туру феррит-граната приводит к существенному возрастанию магнитооптической активности одного и того же перехода. На рис. 3.20 изображена зависимость фарадеевского вращения феррит-граната от содержания свинца на длине волны $\lambda=0,63$ мкм [24].

Магнитооптическая добротность. Для прикладной магнитооптики необходимы материалы с минимальным оптическим поглощением и максимальным фарадеевским вращением. Для сравнения магнитооптических материалов введен параметр — магнитооптическая добротность, определяемый как отношение удвоенного удельного фарадеев-

ского вращения к коэффициенту поглощения материала:

$$F_1 = 2 |\Phi_F| / \alpha.$$

Магнитооптическая добротность выражается в градусах, если коэффициент поглощения α измеряется в см^{-1} ,

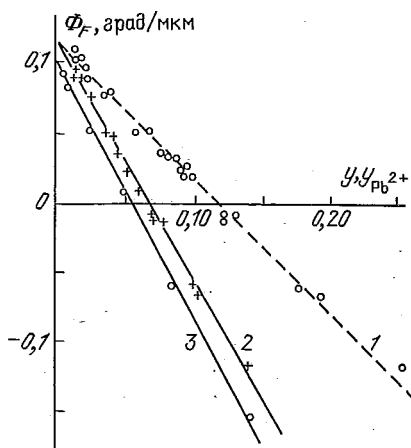


Рис. 3.20. Зависимость фарадеевского вращения в эпитаксиальных пленках состава $\text{Pb}_y \text{Y}_{3-y} \text{Fe}_5 \text{O}_{12}$ от концентрации свинца (1), ионов Pb^{2+} (2, 3), $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $T = 295 \text{ К}$. Кривые 2 и 3 соответствуют различным условиям выращивания пленок [24]

а фарадеевское вращение в град/см или в град/дБ, если вместо коэффициента поглощения используется параметр оптических потерь, измеряемый в дБ/см. В некоторых

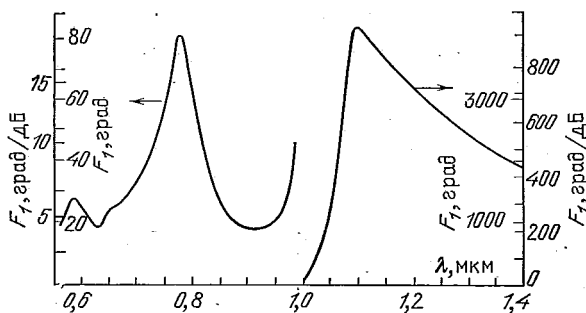


Рис. 3.21. Спектральная зависимость магнитооптической добротности (в разных единицах) монокристалла состава $\text{Bi}_{1,0} \text{Y}_{2,0} \text{Fe}_{3,85} \text{Ga}_{1,15} \text{O}_{12}$ [32]

случаях магнитооптической добротностью называют отношение $|\Phi_F| / \alpha$. Добротность определяет оптимальную толщину магнитооптического слоя при его использовании в магнитооптических модуляторах, ключах, транспарантах

и дефлекторах оптического излучения. Наглядный смысл параметра F_1 становится очевидным при анализе формул, приведенных в гл. 4.

Спектральная зависимость F_1 в висмутсодержащих феррит-гранатах характеризуется тремя максимумами в областях $\lambda=0,56, 0,78$ и $1,15$ мкм; указанные значения определяются спектральной зависимостью коэффициента поглощения феррит-гранатов. В области $\lambda > 1,0$ мкм, несмотря

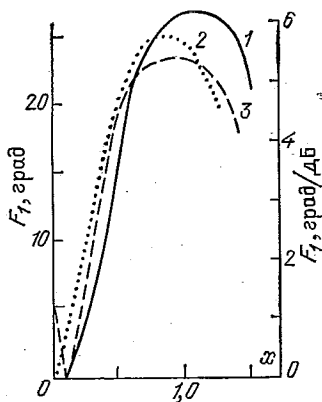


Рис. 3.22. Зависимость магнитооптической добротности от концентрации висмута при $T=295$ К в эпитаксиальных пленках составов $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($1 - \lambda=0,630$, $3 - 0,546$ мкм) и $\text{Bi}_x\text{Gd}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($2 - \lambda=0,630$ мкм) [24]

на уменьшение фарадеевского вращения с ростом длины волны, наблюдается резкий рост магнитооптической добротности, так как здесь экспоненциально уменьшается коэффициент поглощения материала в связи с приближением к окну прозрачности. В итоге в окне прозрачности магнитооптическая добротность может превышать 1000° . На рис. 3.21 изображена зависимость магнитооптической добротности висмутсодержащего состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{2,0}\text{Fe}_{3,85}\text{Ga}_{1,15}\text{O}_{12}$ от длины волны света [32], а на рис. 3.22 показана зависимость добротности от концентрации висмута [24].

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА

§ 4.1. Магнитооптический модулятор

Магнитооптические модуляторы предназначены для управления интенсивностью оптического излучения в системах передачи данных и обработки оптической информации. Принципиальная схема магнитооптического модулятора приведена на рис. 4.1. Магнитооптический элемент, находящийся внутри катушки, создающей управляющее магнитное поле, помещается между поляризатором и анализатором. В отсутствие магнитного поля магнитооптический

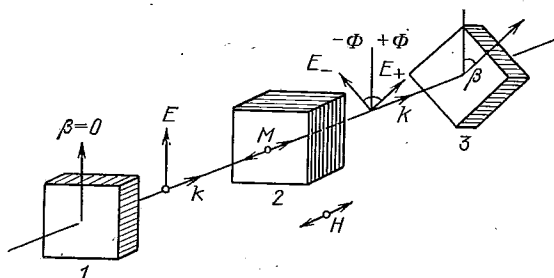


Рис. 4.1. Структурная схема магнитооптического модулятора: 1 — поляризатор, 2 — магнитооптическая (фарадеевская) ячейка, 3 — анализатор

элемент не влияет на поляризацию проходящего через него света, тогда интенсивность света, прошедшего через систему поляризатор — магнитооптический элемент — анализатор, определяется законом Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \beta, \quad (4.1)$$

где β — угол между осями пропускания поляризатора и анализатора, I_0 — интенсивность излучения, падающего на поляризатор.

В реальной системе имеют место потери света при отражении от поверхностей поляризатора, магнитооптичес-

кого элемента и анализатора, а также потери на поглощение в указанных элементах. В тонкопленочных дихроичных поляризаторах суммарные потери на отражение и поглощение составляют 5÷10 %, в магнитооптическом элементе, изготовленном из феррит-граната, потери в видимой области спектра могут достигать нескольких десятков процентов.

Интенсивность света, прошедшего через образец с параллельными поверхностями, определяется выражением

$$I = I_0 (1 - R)^2 \exp(-\alpha h) [1 - R^2 \exp(-2\alpha h)]^{-1},$$

где R — коэффициент отражения, α — коэффициент поглощения материала, h — толщина образца. Выражение в знаменателе учитывает явление многократного отражения света.

При наличии между поляризатором и анализатором магнитооптического элемента, поворачивающего плоскость поляризации излучения на угол Φ , вместо формулы (4.1) следует записать

$$I = I_0 \cos^2(\beta \pm \Phi). \quad (4.2)$$

Так как реальные поляризаторы не обеспечивают полного погашения в положении скрещивания, в формулу (4.2) необходимо ввести коэффициент p , учитывающий наличие конечного пропускания света в системе поляризатор — магнитооптический элемент — анализатор. Тогда

$$I = cI_0 \exp(-\alpha h) [(1 - p) \cos^2(\beta \pm \Phi) + p].$$

Здесь коэффициент c учитывает потери излучения в системе.

Описанное устройство может использоваться в двух режимах — модулятора и оптического ключа [1]. В первом случае угол $\beta = 45^\circ$, а во втором $\beta - \Phi = 90^\circ$. При пропускании тока через модуляционную катушку происходит намагничивание магнитооптического элемента, при этом за счет эффекта Фарадея плоскость поляризации света поворачивается на угол

$$\Phi = \Phi_F (M/M_s) h \cos \gamma,$$

где Φ_F — удельное фарадеевское вращение ферромагнетика, M и M_s — магнитный момент единицы объема образца и намагниченность насыщения, γ — угол между направлением намагниченности и направлением распространения света.

Анализ зависимости (4.2) показывает, что производная $dI/d\beta \sim I_0 \sin 2\beta$ достигает наибольшего значения при

$\beta = \pi/4$. При этом изменение интенсивности света, прошедшего через модулятор, равно

$$\Delta I = cI_0 \exp(-\alpha h) \sin 2\Phi. \quad (4.3)$$

При работе в режиме оптического ключа угол β выбирается равным $-\Phi_F h$, т. е. при намагничивании магнитооптического элемента в одном направлении интенсивность света, проходящего через магнитооптический ключ, равна нулю; при изменении направления намагниченности интенсивность света равна

$$\Delta I = cI_0 \exp(-\alpha h) \sin^2 2\Phi.$$

Основной характеристикой магнитооптического устройства является его оптическая эффективность η , определяемая как отношение изменения интенсивности сигнала при переключении ячейки к интенсивности падающего излучения I_0 . Эффективность магнитооптических устройств зависит от фарадеевского вращения и коэффициента поглощения материала.

Из (4.3) можно определить оптимальную толщину $h_{\text{опт}}$, обеспечивающую наибольшую эффективность магнитооптического модулятора:

$$h_{\text{опт}} = (2\Phi_F)^{-1} \arctg(2\Phi_F/\alpha).$$

Для магнитооптического ключа

$$h_{\text{опт}} = (2\Phi_F)^{-1} \arctg(4\Phi_F/\alpha).$$

Соответствующие выражения для эффективности магнитооптического модулятора и ключа имеют вид

$$\Delta I/I_0 = \exp[-(F_1)^{-1} \arctg F_1] \sin(\arctg F_1),$$

$$\Delta I/I_0 = \exp[-(F_1)^{-1} \arctg 2F_1] \sin^2(\arctg 2F_1),$$

где $F_1 = 2\Phi_F/\alpha$ — магнитооптическая добротность материала. На рис. 4.2 приведены результаты расчета зависимости оптической эффективности магнитооптического модулятора, ключа и дефлектора от добротности материала [1].

Для модуляции оптического излучения с помощью прозрачных ферромагнетиков могут использоваться следующие физические процессы: смещение доменных границ, враще-

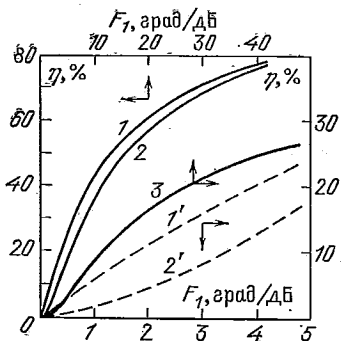


Рис. 4.2. Оптическая эффективность магнитооптического модулятора (1, 1'), ключа (2, 2') и дефлектора (3) [1]

ние вектора намагниченности насыщенного образца во внешнем магнитном поле, прецессия намагниченности образца, помещенного в СВЧ резонатор. Магнитооптические модуляторы, как и модуляторы других типов, характеризуются глубиной модуляции, линейностью передаточной характеристики, добротностью, энергетической эффективностью и частотным диапазоном модуляции.

При использовании для модуляции оптического излучения процесса смещения доменных границ частотная зависимость глубины модуляции определяется уравнением движения доменной границы

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} + kx = 2M_s H \cos \omega t,$$

где $m = (2\pi\gamma^2\Delta)^{-1}$ — масса доменной границы, β — коэффициент затухания, характеризующий подвижность доменной границы, kx представляет собой возвращающую силу, где $k = -P_0^{-1}32\pi M_s^2$, P_0 — равновесный период доменной структуры. Амплитуда смещения доменной границы определяется соотношением

$$x_0 = (16\pi M_s)^{-1} \{ [1 - \omega_r^{-2}\omega^2]^2 + \omega_c^{-2}\omega^2 \}^{-1/2} P_0^2 H, \quad (4.4)$$

где $\omega_r = (k/m)^{1/2}$ — частота резонанса доменных границ, $\omega_c = k/\beta$ — частота релаксации. Глубина модуляции \mathcal{M} связана со значением x_0 соотношением

$$\mathcal{M} = P_0^{-1} \cdot 4x_0 \cdot 100 (\%).$$

В модуляторах подобного типа используются эпитаксиальные структуры феррит-гранатов или пластинки ортоферритов, характеризующиеся наличием значительной одноосной анизотропии с $H_a > 4\pi M_s$.

Принято считать, что магнитооптические модуляторы, в основе работы которых лежит процесс смещения доменных границ, являются низкочастотными. Действительно, из (4.4) следует, что предельная частота модуляции определяется коэффициентами m , β и P_0 . Чем меньше период доменной структуры, тем меньшее смещение доменной границы требуется для достижения заданной глубины модуляции. Увеличение скорости движения доменной границы при заданной напряженности поля управления также приводит к повышению предельной частоты модуляции. В ранних разработках магнитооптических модуляторов подобного типа использовались материалы, в которых предельные скорости движения доменной границы не превышали 10 м/с. Очевидно, что при $v \approx 10$ м/с и $P_0 = 10$ мкм частота модуляции ограничивается несколькими мегагерцами.

Современные достижения в области технологии магнито-оптических материалов привели к изменению ситуации. К настоящему моменту созданы эпитаксиальные структуры феррит-гранатов с ромбической анизотропией, в которых скорость движения доменной границы превышает значение $v=1700$ м/с [2], поэтому при $P_0=10$ мкм становится возможным получение глубины модуляции в несколько десятков процентов на частотах в сотни мегагерц в полях управления порядка десятков эрстед. Таким образом, можно сделать вывод, что реальное быстродействие магнитооптических модуляторов, в основе работы которых лежит процесс смещения доменных границ, ограничивается техническими возможностями получения напряженности магнитного поля величиной в несколько десятков эрстед на частотах в несколько сотен мегагерц.

Повышение частоты модуляции может быть достигнуто при переходе к модуляции оптического излучения путем вращения вектора намагниченности насыщенного образца

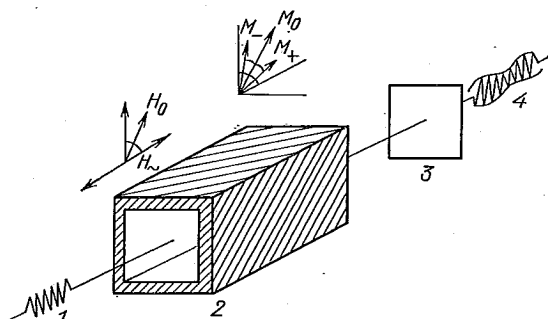


Рис. 4.3. Структурная схема высокочастотного магнитооптического модулятора: 1 — входное линейно поляризованное излучение, 2 — магнитооптический элемент, 3 — анализатор, 4 — амплитудно-модулированное выходное излучение

(рис. 4.3). При такой конструкции модулятора магнитооптический элемент намагничивается до насыщения в постоянном магнитном поле в направлении, перпендикулярном направлению распространения света, или под углом к этому направлению. При подаче на модуляционную катушку высокочастотного сигнала появляется переменная составляющая проекции магнитного момента на направление распространения света. На практике предельная частота такого модулятора определяется проблемой создания высокочастотного магнитного поля с напряженностью в несколько десятков эрстед.

Конструкция низкочастотного магнитооптического модулятора инфракрасного диапазона на основе кристалла иттриевого феррит-граната показана на рис. 4.4. Магнитооптический элемент в виде цилиндра имел рабочую апертуру 4 мм, длина кристалла равнялась 2 мм [1]. Модулятор на основе монокристалла иттриевого феррит-граната, в котором использовалась модуляционная катушка без сердечника, при наложении поля напряженностью 2000 Э обеспечивал 20-процентную модуляцию в интервале длин волн от 3 до 6 мкм. Частота модуляции ограничивалась 60 кГц, так как для создания поля смещения использовалась катушка большой индуктивности.

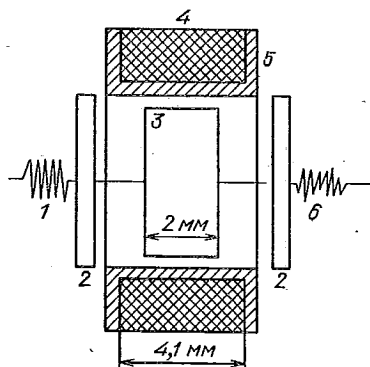


Рис. 4.4. Конструкция низкочастотного магнитооптического модулятора: 1 — входное линейно поляризованное излучение, 2 — поляризаторы, 3 — магнитооптический элемент, 4 — модуляционная обмотка, 5 — корпус, 6 — выходное амплитудно-модулированное излучение

Снижение поля управления обеспечивается переходом к кристаллам иттриевого феррит-граната, в которых часть ионов железа замещена ионами галлия, что позволяет снизить намагниченность насыщения до $4\pi M_s \sim 100 \div 300$ Гс.

Интересные возможности повышения эффективности высокочастотной модуляции света открываются при использовании параметрических явлений в магнитных материалах, находящихся в условиях ферромагнитного резонанса [3].

§ 4.2. Невзаимные устройства

Разработка оптических волокон с очень низкими потерями на уровне $0,2 \div 2$ дБ/км стимулировала проведение исследований и практических разработок в области оптических линий связи и устройств, предназначенных для работы в ближней инфракрасной области спектра. Одной из важнейших задач при создании таких линий передачи информации является устранение отраженных сигналов в лазерных резонаторах, в волоконно-оптических разъемах и в контактных узлах различных функциональных оптиче-

ских элементов. Самостоятельный интерес представляют невзаимные магнитооптические устройства, пропускающие сигнал по оптическому каналу связи в одном направлении и блокирующие сигнал, распространяющийся в обратном направлении.

Невзаимное оптическое устройство (оптический изолятор) должно удовлетворять следующим требованиям: низкие вносимые потери; высокое отношение пропускания в прямом направлении к ослаблению в обратном направлении; компактные размеры; низкая потребляемая мощность (желательно отсутствие потребляемой мощности); функционирование в заданном температурном интервале.

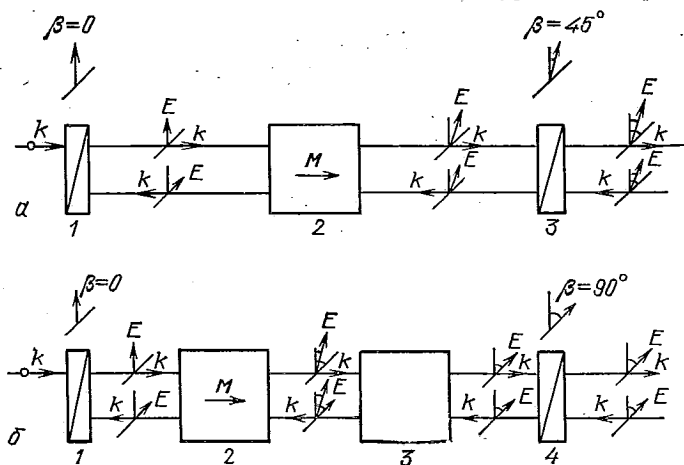


Рис. 4.5. Структурная схема невзаимных устройств на основе фарадеевского элемента (а), фарадеевского и оптически активного элементов (б)

На рис. 4.5 а приведена структурная схема невзаимного магнитооптического устройства, представляющего собой комбинацию двух поляризаторов, оси пропускания которых установлены под углом 45° , и фарадеевского магнитооптического элемента, заключенного между ними, причем толщина элемента выбирается такой, чтобы вращение плоскости поляризации составляло 45° . При распространении света слева вдоль оси x луч проходит через поляризатор 1, ось пропускания которого направлена, например, вдоль оси z , фарадеевский элемент 2, при этом плоскость поляризации света поворачивается на угол $+45^\circ$, и далее через поляризатор 3, ось пропускания которого совпадает с направлением поляризации света, прошедшего через

фарадеевский элемент. Свет, распространяющийся в обратном направлении, проходит через поляризатор 3, в фарадеевском элементе плоскость его поляризации дополнительно поворачивается на угол $+45^\circ$, так что направление поляризации света оказывается перпендикулярным оси пропускания поляризатора 1. В результате свет, распространяющийся в обратном направлении, полностью гасится поляризатором.

На рис. 4.6 показано поперечное сечение невзаимного магнитооптического устройства, фарадеевский элемент 1 которого представляет собой диск из иттриевого ферритграната толщиной 1,8 мм и диаметром 8,6 мм с ориентацией нормали к плоскости диска в направлении $[111]$, т. е. вдоль оси легкого намагничивания образца. На полированные торцы диска нанесены просветляющие покрытия, так что потери на отражение не превышают 0,1 дБ, потери из-за поглощения в материале магнитооптического элемента на длине волны 1,153 мкм равнялись 0,9 дБ. Для создания подмагничивающего поля (для насыщения диска такой конфигурации требуется магнитное поле с напряженностью более 1,2 кЭ) применялась магнитная система, состоявшая из постоянного самарий-кобальтового магнита 2 и магнитопровода 3 из магнитно-мягкого железа. Поляризаторами 4 являлись призмы Глана — Томсона из кальцита с просветляющими покрытиями с апертурой 2 мм. Все устройство заключено в алюминиевый корпус 5 диаметром 13 мм и длиной 25 мм. Магнитооптический элемент с системой подмагничивания и поляризационные призмы фиксировались установочными винтами. На длине волны 1,153 мкм результирующие потери всего устройства в прямом направлении составляли 1,3 дБ, затухание в обратном направлении достигало 30 дБ [4].

Так как фарадеевское вращение иттриевого ферритграната зависит от длины волны, оптические потери, вносимые невзаимным элементом, существенно изменяются по спектру. Следует отметить, что фарадеевское вращение иттриевого ферритграната в ближней инфракрасной области

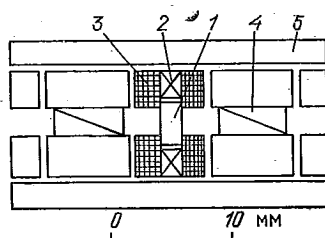


Рис. 4.6. Поперечное сечение невзаимного магнитооптического устройства: 1 — фарадеевский элемент, 2 — постоянный магнит, 3 — магнитопровод, 4 — поляризационные призмы, 5 — корпус [1]

спектра зависит от способа получения монокристалла и наличия примесей, так что на длине волны 1,153 мкм удельное фарадеевское вращение Φ_F может меняться от 240 до 270 град/см [4, 5].

Дисперсионные характеристики описанного невзаимного устройства показаны на рис. 4.7. Кривая 1а характеризует потери в прямом направлении, а 2а — затухание в обратном направлении.

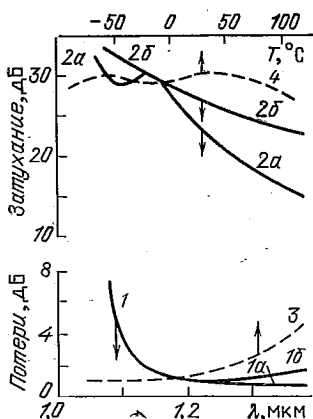


Рис. 4.7. Спектральная и температурная зависимости потерь и затухания невзаимных устройств [3]

Невзаимные оптические устройства должны обеспечивать эффективную развязку оптических

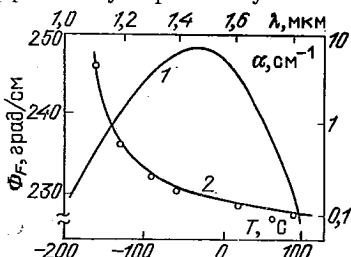


Рис. 4.8. Температурная зависимость удельного фарадеевского вращения Φ_F , $\lambda=1,3$ мкм (1) и спектральная зависимость коэффициента поглощения α (2) монокристалла $Y_3Fe_5O_{12}$ [3]

ких сигналов в заданном температурном интервале. На рис. 4.8 показана (кривая 1) температурная зависимость эффекта Фарадея в иттриевом феррит-гранате на длине волны 1,153 мкм. При изменении температуры в широких пределах затухание, вносимое невзаимным элементом при распространении сигнала в обратном направлении, существенно уменьшается за счет изменения угла фарадеевского вращения с температурой.

Для создания невзаимных устройств инфракрасного диапазона, предназначенных для работы в широком температурном интервале, предложена конструкция невзаимного элемента, изображенная на рис. 4.5 б [4]. Для расширения рабочего интервала длин волн и температурного интервала устройства использована комбинация магнитооптического элемента 2, изготовленного из монокристалла иттриевого феррит-граната, и оптически активного элемента 3, изготовленного из монокристалла кварца. Каждый из элементов обеспечивал вращение плоскости поляризации света на

рабочей длине волны на $+45^\circ$ при распространении света в прямом направлении, так что суммарный поворот плоскости поляризации после прохождения двух элементов достигал $+90^\circ$.

При установке осей поляризаторов 1 и 4 под углом 90° описанная система беспрепятственно пропускает свет в прямом направлении. При распространении света в обратном направлении оптически активный и магнитооптический элементы вращают плоскость поляризации света в разные стороны, поэтому вращение отсутствует и свет на выходе блокируется поляризатором 1.

Дисперсионные характеристики составного невзаимного устройства приведены на рис. 4.7. Кривая 1 б соответствует потерям в прямом направлении, а кривая 2 б — затуханию в обратном направлении. Результирующая дисперсионная зависимость всего устройства определяется дисперсиями фарадеевского вращения иттриевого феррит-граната и оптической активности кварца *c*-среза.

Составной невзаимный элемент обладает существенно лучшими температурными характеристиками. Зависимости потерь в прямом направлении и затухания в обратном направлении показаны на рис. 4.7 (кривые 3 и 4).

Невзаимное магнитооптическое устройство, изготовленное по схеме, изображенной на рис. 4.5 а, и рассчитанное на рабочую длину волны 1,3 мкм, обеспечивало в температурном интервале -20 — $+40^\circ\text{C}$ затухание более 32 дБ при потерях в прямом направлении не более 1,8 дБ, причем при комнатной температуре потери равнялись 1,4 дБ [4]. В устройстве использовался магнитооптический элемент диаметром 3 мм и толщиной 2,1 мм.

Зависимость коэффициента поглощения использованного монокристалла иттриевого феррит-граната от длины волны показана на рис. 4.8 (кривая 2). В невзаимном устройстве, предназначенном для работы на длине волны $\lambda = 0,78$ мкм, использовалась эпитаксиальная пленка состава $\text{V}_{0,8}\text{Gd}_{2,2}\text{Fe}_{4,0}\text{Al}_{0,1}\text{O}_{12}$ толщиной 100 мкм с $\Phi_F = 0,5$ град/мкм и $F_1 = 17,4$ град/дБ. Устройство размещалось в корпусе длиной 8 мм и диаметром 10 мм и обеспечивало затухание 22 дБ при потерях в прямом направлении 6,3 дБ [6]. В настоящее время проводится интенсивная работа по увеличению удельного фарадеевского вращения висмутсодержащих пленок феррит-гранатов. Уже получены эпитаксиальные пленки на подложках с параметром решетки, большим чем у гадолиний-галлиевого граната, с $\Phi_F = 0,8$ град/мкм [7]. Одновременно с этим изыскиваются пути повышения маг-

нитооптической добротности материала за счет снижения оптического поглощения на рабочей длине волны. Вводя небольшие добавки кальция в висмут-туллий-галлиевый феррит-гранат, удалось понизить коэффициент поглощения до $\alpha \approx 58 \text{ см}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 0,81 \text{ мкм}$ [8].

§ 4.3. Магнитооптические deflectоры

Распространение линейно поляризованного света через образец, обладающий полосовой или лабиринтной доменной структурой, характеризуется рядом особенностей. В частности, из-за того, что в соседних магнитных доменах вращения плоскости поляризации света происходит в разные стороны, прохождение светового излучения через образец сопровождается дифракцией света на магнитных доменах, т. е. доменную структуру в тонкой магнитной пленке можно рассматривать как фазовую дифракционную решетку [9]. В фазовой дифракционной решетке происходит модуляция фазы световых волн, в то время как в амплитудной дифракционной решетке происходит модуляция амплитуды световых волн.

Впервые дифракцию света на полосовой доменной структуре наблюдали на монокристаллических пластинах ортоферрита иттрия, плоскость которых вырезалась перпендикулярно оптической оси кристалла [10]. Изменение периода доменной структуры во внешнем магнитном поле, а как следствие этого изменение углов дифракции света, можно использовать для создания магнитооптических deflectоров оптического излучения [11, 12].

Рассмотрим тонкую пластинку магнитного диэлектрика, обладающую одноосной магнитной анизотропией. В такой пластинке реализуется полосовая или лабиринтная доменная структура (рис. 2.1, 2.2), причем направление намагниченности в доменах ориентировано перпендикулярно поверхности образца. Так как соседние домены намагничены в противоположных направлениях, вращение плоскости поляризации света в соседних доменах происходит в разные стороны:

$$\Phi_+ = (\lambda n)^{-1} \pi g h, \quad \Phi_- = -(\lambda n)^{-1} \pi g h.$$

Предположим сначала, что толщина h выбрана таким образом, что $\Phi_+ = +90^\circ$, а $\Phi_- = -90^\circ$. Тогда для волны, поляризованной на входе вдоль оси y (вектор E световой волны направлен по оси y), на выходе из кристалла свет будет поляризован вдоль оси x , но при переходе от одного

домена к другому фаза будет меняться на 180° (рис. 4.9). С точки зрения оптики доменная структура в таком случае ведет себя как фазовая дифракционная решетка.

Очевидно, что в рассматриваемой симметричной фазовой дифракционной решетке (для нее $\omega_1 = \omega_2 = P_0/2$, где P_0 — период доменной структуры, а ω_1 и ω_2 — ширины

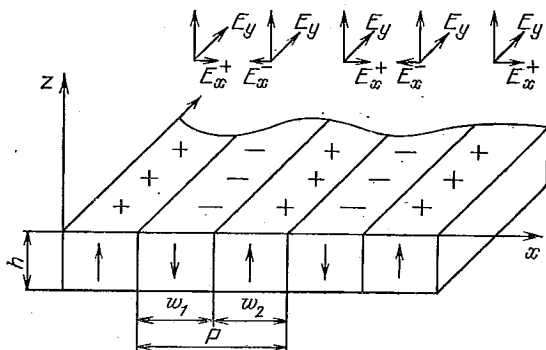


Рис. 4.9. Прохождение линейно поляризованного света через пластинку магнетика с полосовой доменной структурой

соседних доменов с противоположной ориентацией намагниченности) будет отсутствовать нулевой порядок дифракции, так как в результате интерференции лучей, прошедших через соседние домены, отсутствует интенсивность излучения вдоль оси z . Рассматривая интерференцию световых пучков при произвольном угле θ , где угол θ отсчитывается от оси z в плоскости xOz , можно получить следующее соотношение, определяющее углы дифракции света на полосовой доменной структуре:

$$P \sin \theta = n\lambda, \quad (4.5)$$

где $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — порядок дифракции, λ — длина волны света. Для симметричной фазовой дифракционной решетки, изображенной на рис. 4.9, отсутствуют четные порядки дифракции, т. е. интенсивность дифракции равна нулю при $n=0, \pm 2, \pm 4, \dots$

В большинстве случаев фарадеевское вращение оказывается менее 90° , при этом на выходе кристалла световая волна имеет как E_y -, так и E_x -компоненты. Все E_y -компоненты имеют одну фазу, поэтому эта компонента световой волны на выходе кристалла распространяется вдоль оси z и не содержит никакой информации о доменной структуре, т. е. интенсивность излучения, поляризованного вдоль

оси y , представляет собой фоновую засветку. Таким образом, при прохождении света через систему доменов в произвольном случае в нулевом порядке дифракции излучение поляризовано вдоль осей y и x (случай несимметричной фазовой дифракционной решетки), а в остальных порядках дифракции излучение поляризовано лишь вдоль оси x .

Интенсивность излучения в нулевом порядке дифракции, поляризованного вдоль оси y , определяется как [9]

$$I_{y, 0} = I_0 \exp(-\alpha h) \cos^2(\Phi_F h),$$

а интенсивность света в остальных порядках дифракции, поляризованного вдоль оси x , определяется формулами

$$I_{x, 0} = I_0 (2w_1/P - 1) \exp(-\alpha h) \sin^2(\Phi_F h), \quad (4.6a)$$

$$I_{x, \pm n} = I_0 \pi^{-2} n^{-2} \cdot 4 \exp(-\alpha h) \sin^2(\Phi_F h) \sin^2(\pi n w_1/P). \quad (4.6b)$$

Формула (4.6 б) определяет интенсивность излучения в порядках дифракции, начиная с $n=1, 2, 3, \dots$; для порядков дифракции с $n=-1, -2, -3, \dots$ имеет место соотношение $I_{x, n} = I_{x, -n}$.

Обычно в тонких пластинках или пленках одноосных магнетиков реализуется не полосовая доменная структура, а лабиринтная доменная структура. Указанное обстоятельство не влияет на приведенные выше соотношения, просто вместо линейной дифракционной картины дифрагированный свет формирует концентрические окружности, при этом интенсивность излучения в 1-м порядке равна $I_1 + I_{-1}$, во 2-м $I_2 + I_{-2}$ и т. д.

При рассмотрении процесса распространения света, поляризованного вдоль оси x , т. е. перпендикулярно системе полосовых доменов (рис. 4.9), получается аналогичная картина: в нулевом порядке дифракции свет поляризован так же, как падающее излучение, а в остальных — ортогонально. Ортогонально поляризованные лучи не интерферируют между собой, так что фазовая дифракционная решетка, образованная системой полосовых или лабиринтных доменов, дифрагирует и неполяризованное излучение.

Дифракционная эффективность магнитооптических дефлекторов света (рис. 4.10 а), в основе работы которых лежит явление дифракции света на доменной структуре, определяется выражением (при $w_1 = P/2$) [1]

$$\eta_d = I_{+1}/I_0 = 4\pi^{-2} \sin^2(\Phi_F h) \exp(-\alpha h). \quad (4.7)$$

Здесь η_d — отношение интенсивностей в 1-м порядке дифракции к интенсивности падающего излучения. В литературе часто дифракционной эффективностью называют от-

ношение суммарной интенсивности света в $+1$ -м и -1 -м порядках дифракции к интенсивности падающего излучения, это значение, естественно, в два раза выше, чем определяемое формулой (4.7).

Как для всякого магнитооптического устройства, при заданных значениях фарадеевского вращения Φ_F и опти-

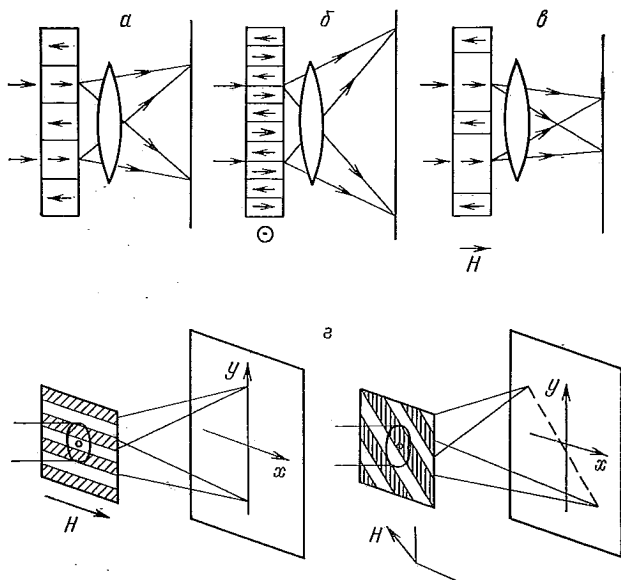


Рис. 4.10. Магнитооптические deflectоры оптического излучения: напряженность магнитного поля равна нулю (а), поле приложено в плоскости пластины (б), перпендикулярно пластине (в). Двумерное сканирование светового излучения с помощью магнитооптического deflectора (г)

ческого поглощения α , характеризующих магнитооптические свойства используемого материала, для deflectора также существует оптимальная толщина $h_{\text{опт}}$. Дифференцируя выражение (4.6 б), определяющее интенсивность света в 1 -м дифракционном порядке, по толщине образца h в предположении $\omega_1 = \omega_2 = P_0/2$ находим

$$h_{\text{опт}} = (\Phi_F)^{-1} \arctg F_1. \quad (4.8)$$

Подстановка (4.8) в (4.6б) позволяет найти интенсивность света в ± 1 -м порядке дифракции:

$$I_+ = I_- = I_0 \pi^{-2} \cdot 4 \sin^2 \{ \arctg F_1 \exp(-F_1^{-1} \cdot 2 \arctg F_1) \}.$$

Зависимость эффективности магнитооптического дефлектора для суммы двух первых дифракционных порядков от магнитооптической добротности материала показана на рис. 4.2 (кривая 3).

Для управления углом дифракции света необходимо изменять период доменной структуры. Это может быть достигнуто двумя способами. При наложении внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания в пленках с одноосной магнитной анизотропией (поле прикладывается перпендикулярно плоскости пленки), происходит расширение доменов, магнитные моменты которых направлены по полю, и сжатие доменов с противоположным направлением намагниченности. При этом сначала период доменной структуры почти не изменяется (см. рис. 2.1 б), так что углы дифракции также почти не изменяются, а происходит изменение интенсивности света во всех порядках дифракции; в частности, появляются четные порядки дифракции, при этом интенсивность излучения в 1-м порядке дифракции падает пропорционально $\sin^2(\pi\omega_1/P)$.

При дальнейшем увеличении поля смещения происходит быстрое увеличение периода доменной структуры, при этом ширина доменов, намагниченность которых ориентирована по полю, также быстро растет, в то время как ширина доменов с противоположной ориентацией намагниченности слабо уменьшается (см. рис. 2.1 в). На этом этапе перестройки доменной структуры происходит уменьшение углов дифракции света. Такой процесс изменения вида доменной структуры можно назвать изменением симметрии дифракционной решетки [13].

При наложении магнитного поля в плоскости пленки происходит уменьшение периода доменной структуры (рис. 4.10 б), однако дифракционная решетка в 1-м приближении остается симметричной, так как домены с противоположными ориентациями намагниченности остаются равными по ширине. Наличие кубической компоненты магнитной анизотропии в пленках со значительной одноосной магнитной анизотропией приводит к возникновению асимметрии доменной структуры, зависящей от ориентации внешнего магнитного поля в плоскости образца по отношению к кристаллографическим направлениям [13]. Такая перестройка доменной структуры приводит к увеличению углов дифракции света, так как период дифракционной решетки при наложении поля в плоскости пленки уменьшается.

В этом случае изменение углов дифракции не сопровождается появлением четных порядков дифракции. В то же время при увеличении напряженности поля в плоскости происходит падение дифракционной эффективности. Это связано с тем, что векторы намагниченности в соседних доменах отклоняются от вертикали в направлении поля в плоскости, так что результирующее фарадеевское вращение, пропорциональное косинусу угла между направлением распространения света и ориентацией магнитного момента, уменьшается.

Управление полосовой структурой с помощью поля в плоскости пленки позволяет реализовать двумерные дефлекторы оптического излучения. Дифрагированные лучи все время лежат в плоскости, перпендикулярной поверхности магнитной пленки и направлению полосовой доменной структуры. При изменении направления магнитного поля в плоскости пленки система полосовых доменов будет поворачиваться, отслеживая направление приложенного поля. В результате происходит двумерное сканирование излучения (рис. 4.10 з).

Следует отметить, что такой уникальной возможностью не обладают ни акустооптические, ни электрооптические дефлекторы света. В эпитаксиальных пленках феррит-гранатов, для которых ростовая компонента одноосной магнитной анизотропии существенно превышает кубическую компоненту, при приложении поля в плоскости, напряженность которого сравнима с напряженностью поля одноосной магнитной анизотропии, период доменной структуры уменьшается в два раза. В эпитаксиальных пленках феррит-гранатов с преобладающей кубической магнитной анизотропией, например в пленках иттриевого феррит-граната, выращенных на подложках с ориентацией в плоскости (111), достижимы гораздо большие изменения периода доменной структуры. Отношение периодов изменяется в 5—7 раз, при этом ширина домена может изменяться от 3 до 22 мкм [11—13].

На рис. 4.11 показана зависимость угла дифракции и периода доменной структуры от напряженности магнитного поля, приложенного в плоскости пленки состава $(\text{BiNdYb})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, в которой намагниченность отклонена от нормали к плоскости пленки. После кратковременного наложения магнитного поля, напряженность которого превышает напряженность поля одноосной магнитной анизотропии, в пленке формировалась система параллельных полосовых доменов с шириной домена в отсутствие поля смещения

$\omega=0,65$ мкм. На длине волны $\lambda=0,63$ мкм угол дифракции в 1-м порядке равен примерно 30° . При наложении поля напряженностью около 400 Э в исследованной пленке изменение угла дифракции достигало 20° [14].

Для построения макета двумерного дефлектора оптического излучения использовалась двухслойная эпитаксиальная пленка, выращенная на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией в плоскости (111) [14].

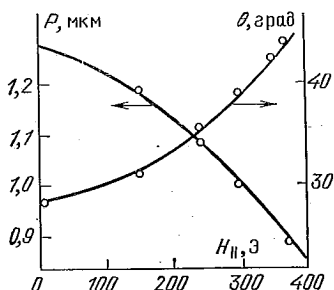


Рис. 4.11. Зависимость периода полосовой доменной структуры и угла дифракции света с $\lambda=0,63$ мкм от напряженности магнитного поля в плоскости пленки состава $(\text{BiNdYb})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $P_0=1,28$ мкм [14]

Первый слой состава $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ обладал значительной ростовой одноосной магнитной анизотропией, $4\pi M_s=285$ Гс, $h=3,4$ мкм. Пленка выращивалась методом жидкофазной эпитаксии. На ней методом эпитаксии из газовой фазы выращивался слой иттриевого феррит-граната толщиной 0,88 мкм. В такой двухслойной структуре после наложения магнитного поля, направленного по нормали

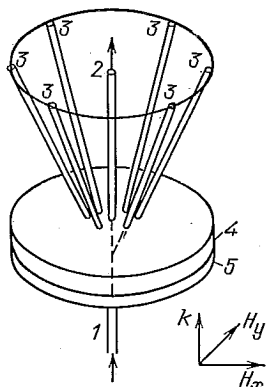
к поверхности структуры, с напряженностью, превышающей напряженность поля насыщения доменной структуры, при наличии компоненты магнитного поля в плоскости пленки в нижнем эпитаксиальном слое образуется регулярная система полосовых доменов, ориентированная вдоль поля. Для описываемого образца ширина домена равнялась в отсутствие поля $\omega=3,8$ мкм. Вид системы полосовых доменов не зависел от азимутального угла в плоскости пленки, так что, вращая поле в плоскости пленки, удавалось при любых азимутальных углах получать симметричную решетку полосовых доменов.

В пленках с одноосной магнитной анизотропией наличие кубической компоненты магнитной анизотропии затрудняет однородное вращение системы полосовых доменов полем, приложенным в плоскости пленки.

На рис. 4.12 показано устройство, предназначенное для коммутации оптических сигналов, распространяющихся по голоконно-оптическим линиям связи [15]. Свет, выходящий из нижнего световода, дифрагирует на полосовой доменной структуре с периодом 3,4 мкм. Для увеличения дифрак-

ционной эффективности устройства использовалась эпитаксиальная пленка висмутсодержащего феррит-граната с большим фарадеевским вращением. В описываемом устройстве нулевой порядок дифракции собирался центральным выходным световодом; соосным с входным световодом.

Рис. 4.12. Переключатель для волоконно-оптической линии связи на основе магнитооптического дефлектора: входной (1), центральный выходной (2), переключаемые выходные световоды (3), подложка (4), эпитаксиальная пленка феррит-граната с полосовой доменной структурой (5) [15]



Луч 1-го порядка дифракции с помощью дефлектора адресовался в любой из шести боковых световодов, угол наклона которых по отношению к вертикали выбирался равным углу дифракции в 1-м порядке. Переключение дифрагированного луча между световодами достигалось азимутальным вращением системы полосовых доменов, причем переход от одного положения к другому происходил в результате воздействия на систему полосовых доменов импульсов магнитного поля длительностью менее 1 мкс. Выходной сигнал имел отношение сигнал/шум более восьми. Описанный коммутатор волоконно-оптических линий связи имеет значительные преимущества по сравнению с существующими, так как в нем отсутствуют движущиеся детали, система функционирует в области длин волн $\lambda > 1$ мкм, наиболее пригодной для построения дальних линий оптической связи, мощность расходуется только в процессе переключения ориентации системы полосовых доменов и не потребляется в течение остального периода. Система обеспечивает передачу информации в обоих направлениях как в боковые световоды из нижнего, так и в обратном направлении.

На рис. 4.13 показана система мультиплексирования и демultipлексирования оптических сигналов с различной длиной волны света [15]. При заданном периоде доменной структуры угол дифракции зависит от длины волны света

В соответствии с соотношением (4.5), так что каждый из лучей попадает в требуемое волокно, установленное под углом дифракции 1-го порядка для соответствующей длины волны света.

Дифракционная эффективность магнитооптических дефлекторов на основе эпитаксиальных пленок феррит-гранатов

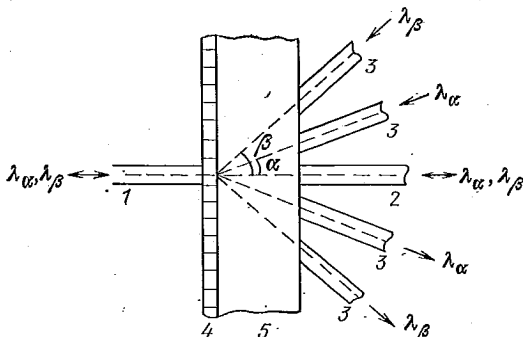


Рис. 4.13. Мультиплексер оптических сигналов на основе магнитооптического дефлектора: входной (1), центральный (2) и боковые выходные (3) световоды, эпитаксиальная пленка с полосовой доменной структурой (4), подложка (5) [15]

может быть значительно увеличена, если пленку поместить в резонатор лазера. Однако при этом резко падает добротность резонатора, поэтому практическая реализация таких устройств до сих пор находится под вопросом. Создание оптической системы, состоящей из двух связанных резонаторов, позволяет решить проблему построения эффективного магнитооптического дефлектора инфракрасного диапазона [16].

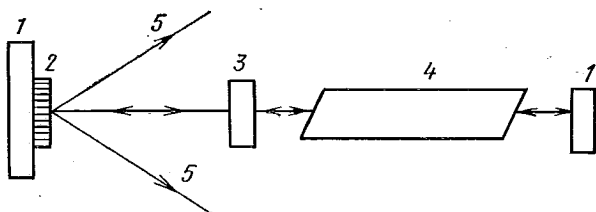


Рис. 4.14. Внутррезонаторный магнитооптический дефлектор: 1 — отражающие зеркала, 2 — магнитная пленка, 3 — полупрозрачное зеркало, 4 — активный элемент лазера, 5 — дифрагированный свет [16]

На рис. 4.14 показана принципиальная схема такой системы. Надлежащим выбором коэффициента пропускания среднего полупрозрачного зеркала можно добиться,

чтобы в резонаторе лазера обеспечивалась устойчивая генерация излучения, а в резонаторе дефлектора существовала система стоячих волн, в результате чего существенно повышается дифракционная эффективность системы. Если коэффициент отражения среднего зеркала мал, а затухание, связанное с внесением в резонатор пленки из магнитного материала, превышает усиление в системе за один проход излучения, то генерация отсутствует. При оптимальном выборе коэффициента отражения промежуточного зеркала интенсивность оптического излучения в резонаторе дефлектора должна быть существенно ниже, чем в резонаторе лазера. В эксперименте в двухполостном резонаторе достигнута эффективность дифракции 10 % на длине волны 1,06 мкм при использовании эпитаксиальной пленки феррит-граната толщиной 20 мкм, которая в обычном режиме обеспечивала дифракционную эффективность менее 0,5 % [16].

§ 4.4. Пространственная фильтрация оптических сигналов

Явление дифракции света на доменной структуре используется для исследования тонких магнитных пленок, в частности для измерения параметров доменной структуры в пленках с очень низким контрастом доменной структуры, что соответствует дифракционной эффективности на уровне $10^{-3} \div 10^{-6}$. Примем для определенности, что падающий на магнитную пленку свет линейно поляризован вдоль оси y .

При дифракционной эффективности объекта $10^{-3} \div 10^{-6}$ практически весь свет, прошедший через магнитную пленку, соответствует нулевому порядку дифракции, имеющему поляризацию, совпадающую с исходной. Скрещенные пленочные дихроичные поляризаторы обеспечивают ослабление света на уровне $10^{-2} \div 10^{-4}$. В то же время вся информация о доменной структуре заключена в порядках дифракции, в которых излучение поляризовано вдоль оси x , т. е. перпендикулярно поляризации падающего излучения. При указанной дифракционной эффективности интенсивность нулевого порядка дифракции даже после его ослабления поляризатором, установленным в скрещенное положение, на несколько порядков превышает интенсивность излучения в первых порядках дифракции.

При наблюдении доменной структуры в поляризационном микроскопе низкий контраст изображения обусловлен

маскирующей засветкой, связанной с излучением, поляризованным вдоль оси y , которое не несет никакой информации об объекте. Метод пространственной фильтрации дифрагированных лучей позволяет, в принципе, полностью устранить y -компоненту излучения путем блокирования нулевого порядка дифракции, т. е. использование пространственного фильтра в поляризационном микроскопе позволяет существенно увеличить контраст при наблюдении доменных структур. В данном случае пространственный фильтр представляет собой просто непрозрачный круг соответствующего диаметра, помещенный в центре задней фокальной плоскости объектива [17].

Методы пространственной фильтрации пригодны для измерения периода доменной структуры микронного и субмикронного размеров без использования оптических поляризационных микроскопов. На рис. 4.15 показана структурная схема установки для измерения ширины доменов

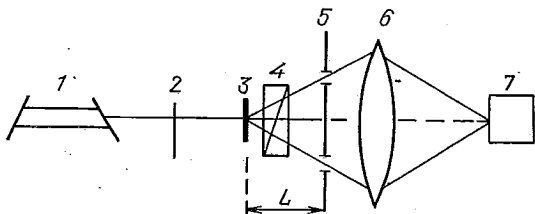


Рис. 4.15. Структурная схема пространственной фильтрации дифракционных порядков

в тонких магнитных пленках с одноосной магнитной анизотропией дифракционным методом. Луч лазера 1 проходит через модулятор 2, магнитную пленку 3, содержащую лабиринтную доменную структуру, и дифрагирует на ней. Нулевой порядок дифракции первоначально ослабляется анализатором 4, ось пропускания которого направлена перпендикулярно плоскости поляризации падающего луча. Анализатор необходим для уменьшения интенсивности рассеянного света. Излучение нулевого порядка дифракции, все же прошедшее через скрещенный анализатор, полностью блокируется пространственным фильтром 5, представляющим собой кольцевую прорезь в непрозрачном экране. Дифрагированное излучение собирается линзой 6 на фотоприемник 7.

Перемещая пространственный фильтр вдоль оси, совпадающей с лучом лазера, его можно установить в такое положение, при котором дифрагированный конус 1-го

порядка пройдет через кольцевую прорезь. Зная радиус пространственного фильтра R и расстояние L от фильтра до пленки, можно найти угол дифракции θ , определяемый соотношением

$$\operatorname{tg} \theta = R/L.$$

Период доменной структуры P , или ширину полосового домена $w = P/2$, определяют по найденному углу дифракции с помощью соотношения (4.5) для 1-го порядка дифракции:

$$P \sin \theta = \lambda.$$

Определение остальных магнитных параметров пленки производится следующим образом [18]. По измеренной толщине пленки h (h измеряется независимо, например, по стандартной интерференционной методике) и P_0 (P_0 — период равновесной доменной структуры в отсутствие поля смещения) с помощью соотношения (2.4) рассчитывается характеристическая длина материала l . Хотя формула (2.4) получена для полосовой доменной структуры, из экспериментальных данных следует, что ее можно применять для случая лабиринтной доменной структуры [17, 18].

На следующем этапе измеряется период доменной структуры P в некотором поле смещения H . По известным значениям P , H и рассчитанному значению l с помощью соотношений (2.2), (2.3) и выражения

$$h^{-1}l = \pi^{-3}h^{-2}P^2 \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} [1 - (1 + P^{-1} \cdot 2\pi n h) \times \\ \times \exp(-P^{-1} \cdot 2\pi n h) \sin^2(\pi n (1 + M_s^{-1}M)/2)]$$

методом итераций определяется отношение M/M_s — намагниченности образца к намагниченности насыщения. Далее по известным значениям M/M_s , l , h , P , H из соотношений (2.2), (2.3) определяется величина $4\pi M_s$.

С помощью рассчитанного значения $4\pi M_s$, независимо определенной обменной константы A (обычно величину A находят по результатам измерения температуры Кюри образца) и известным значениям l и h рассчитывают фактор качества материала Q , поле коллапса цилиндрического магнитного домена H_0 , константу одноосной магнитной анизотропии K_u , поле одноосной магнитной анизотропии H_a по следующим формулам [19, 20]:

$$Q = (32\pi A)^{-1} (4\pi M_s l)^2, \\ H_0 = 4\pi M_s [1 + (4h)^{-1} 3l - (3l/h)^{1/2}], \\ K_u = A^{-1} (\pi l M_s^2)^2, \quad H_a = M_s^{-1} \cdot 2K_u.$$

Методы пространственной фильтрации можно с успехом использовать для увеличения отношения сигнал/шум при измерении коэрцитивной силы и регистрации карты магнитных дефектов магнитной пленки [17, 21].

На основе метода пространственной фильтрации создана установка для измерения периода субмикронных доменных структур [22]. Отличительной особенностью установки является совмещение пространственного фильтра и фотоприемника в виде единого элемента — кольцевого фотоприемника. В результате достигнуто упрощение конструкции установки и расширены пределы измерения периода доменной структуры до $0,9 \div 15$ мкм. Погрешность измерения при ширине домена $w \approx 0,5$ мкм достигает ± 2 %.

Пространственная фильтрация дифрагированных лучей позволяет производить измерение фарадеевского вращения тонких магнитных пленок одноосных материалов с полосовой или лабиринтной доменной структурой, находящихся в размагниченном состоянии. Интенсивность излучения в основном и дифрагированных лучах определяется выражениями (4.6а) и (4.6б). Измерение отношения интенсивностей двух ортогональных поляризацій

$$\sum_{n=1}^{\infty} (I_{x, n} + I_{x, -n}) / I_{y0} = 8\pi^{-2} \operatorname{tg}^2(\Phi_F h) \sum_{n=1}^{\infty} n^{-2}$$

позволяет найти фарадеевское вращение Φ_F . В экспериментальной установке предусмотрено калиброванное ослабление интенсивности нулевого порядка I_{y0} в $10^1 \div 10^8$ раз с последующей регистрацией отношения интенсивностей сигналов [23].

§ 4.5. Запоминающие устройства на магнитооптических дисках

Интерес к магнитооптическим способам регистрации информации обусловлен в первую очередь тем, что достигаемая плотность записи находится на уровне 10^8 бит/см² при наличии возможности многократного стирания и повторной записи. При использовании накопителей на магнитооптических дисках стандартного формата становится достижимым объем памяти 1 Гбайт на поверхность. Запись информации в магнитооптических запоминающих устройствах (ЗУ) может производиться двумя различными способами: дискретно (в виде отдельных битов информации) и голографически.

В последние годы наибольшие успехи достигнуты в разработке магнитооптических ЗУ с дискретной записью информации, поэтому в дальнейшем речь пойдет именно о таких ЗУ. При дискретной записи информации свет фокусируется в пятно диаметром около 1 мкм на поверхности тонкой магнитной пленки.

Магнитооптические ЗУ по способу адресации можно условно разделить на два класса: с неподвижным и с подвижным носителями информации. В магнитооптических ЗУ с неподвижным носителем информации адресация производится с помощью дефлектора излучения. ЗУ с подвижным носителем информации по своей организации напоминают обычные накопители на магнитных дисках с подвижной головкой. Носитель информации в магнитооптических ЗУ может выполняться в виде однородной тонкой магнитной пленки или в виде дискретной островковой структуры, где каждый островок (мезаструктура) соответствует одной ячейке ЗУ. В накопителях на магнитооптических дисках могут использоваться носители информации с предварительно сформированными спиральными или концентрическими дорожками.

По механизмам записи можно выделить магнитооптические ЗУ с термомагнитной записью информации и с матричной адресацией и магнитной записью информации с помощью токовых шин. При матричной адресации также возможно использование термомагнитной записи информации. Для некоторых задач представляет интерес аналоговая запись информации на магнитные пленки [24, 25]. Термомагнитная запись информации может производиться путем нагрева магнитооптического материала до температуры Кюри или выше температуры магнитной компенсации, если она есть в данном материале.

Магнитооптические диски в известном смысле представляют собой аналоги обычных магнитных дисков. Различие заключается в том, что в данном случае запись и считывание производятся с помощью оптической головки, фокусирующей луч света на носитель информации. Считывание в магнитооптических ЗУ осуществляется с помощью эффектов Фарадея или Керра.

Схема организации ЗУ на магнитооптическом диске. Структурная схема ЗУ на магнитооптическом диске показана на рис. 4.16 [26]. Носителем информации является магнитооптический диск, представляющий собой жесткий пластиковый или стеклянный диск толщиной 1,2–1,5 мм и диаметром 130–300 мм, на который методом вакуумного

осаждения или катодного распыления нанесена тонкая магнитная пленка, магнитные и магнитооптические свойства которой обеспечивают возможность термомагнитной записи информации и ее последующее считывание с помощью эффектов Фарадея или Керра. Типичная толщина интерметаллической магнитной пленки $h \approx 100$ нм. Для защиты

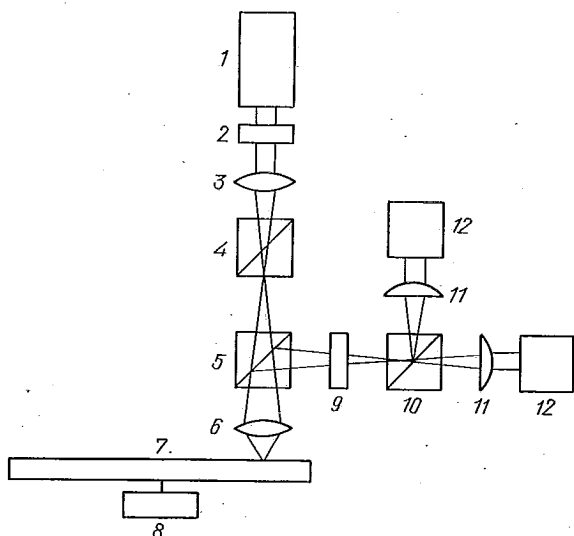


Рис. 4.16. Структурная схема ЗУ на магнитооптическом диске: 1 — лазер, 2 — дифракционная решетка, 3 — линза, 4 — поляризатор, 5 — делитель луча, 6 — объектив, 7 — магнитооптический диск, 8 — привод диска, 9 — пластинка $\lambda/4$, 10 — делитель поляризованного излучения, 11 — цилиндрические линзы, 12 — матрица фотодиодов, включенных по дифференциальной схеме

пленки от окружающей среды со стороны подложки и с внешней стороны наносятся тонкие пленки диэлектриков, внешний защитный слой одновременно выполняет роль просветляющего покрытия. Обычно два таких диска соединяются рабочими сторонами внутрь, образуя прочную и герметичную конструкцию. Привод магнитооптического диска напоминает привод, используемый в стандартных накопителях на магнитных дисках.

Запись информации производится фокусировкой излучения полупроводникового лазера с длиной волны излучения $\lambda = 0,8$ мкм и мощностью 10—30 мВт на магнитооптическую среду в пятно, диаметр которого определяется дифракционным пределом. Оптическая головка расположена на

подвижном позиционере, перемещение которого по радиусу диска обеспечивает запись в любую дорожку. В оптической головке применяют объективы с числовой апертурой $0,5 \div 0,6$, что обеспечивает фокусировку излучения в пятно диаметром менее одного микрометра. Линза объектива находится на расстоянии в несколько миллиметров от носителя информации, что устраняет опасность повреждения или износа головки записи/считывания и носителя информации.

Так как глубина резкости объектива примерно равна 1 мкм, для фокусировки лазерного излучения на поверхность магнитооптической среды применяются специальные системы автофокусировки. Один из возможных вариантов схемы автофокусировки показан на рис. 4.17 а. В системе фокусировки применяются две цилиндрические линзы и

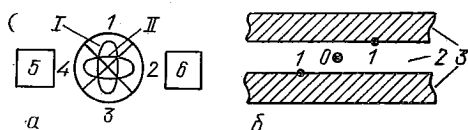


Рис. 4.17. Сборка фотодиодов для формирования сигнала фокусировки и слежения за дорожкой (а) и схема слежения (б): 0, 1 — лучи нулевого и первого порядков, 2 — дорожка записи, 3 — разделительные дорожки [26]

матрица из четырех фотоприемников. Фокальные расстояния в оптической системе выбраны таким образом, что при фокусировке луча лазера на магнитооптическом носителе информации изображение, формируемое цилиндрическими линзами на матрице фотоприемников 1—4, не искажается и имеет форму круга. Если фокусировка нарушается, то световое пятно, проецируемое на матрицу фотодиодов, приобретает форму эллипса. Главная ось эллипса направлена вертикально (I), когда магнитооптическая среда слишком удалена от объектива, и горизонтально (II), когда среда находится слишком близко. В таких случаях матрица фотоприемников формирует сигнал ошибки, который усиливается и поступает на сервосистему, обеспечивающую перемещение объектива и фокусировку изображения. Фотоприемники 5, 6 используются для слежения за дорожкой. Описанная система фокусировки лазерного излучения позволяет выдерживать расстояние между объективом и диском с точностью около 1 мкм, т. е. в пределах глубины фокуса объектива с числовой апертурой 0,6.

Так как наиболее перспективными магнитооптическими дисками считаются диски с предварительно сформирован-

ной дорожкой записи, для слежения за дорожкой применяется система, изображенная на рис. 4.17 б. Стандартное расстояние между дорожками (период структуры) равняется $P=1,6$ мкм для лазеров, работающих на длине волны $\lambda=0,82$ мкм. Луч полупроводникового лазера проходит через дифракционную решетку, которая формирует нулевой и два первых порядка дифракции с малым угловым разделением. Все дифракционные порядки фокусируются на магнитооптическом носителе информации, при этом изображения несколько разделены пространственно. Нулевой порядок дифракции используется для записи и считывания, как это описано выше.

Лучи первых порядков дифракции расположены таким образом, что один оказывается чуть слева, а другой чуть справа от дорожки. Фотоприемники 5, 6 (см. рис. 4.17 а) детектируют отраженные лучи первых порядков дифракции, разность их выходных сигналов формирует сигнал ошибки, после чего сервосистема производит перемещение объектива по радиусу диска. Описанная система обеспечивает слежение за дорожкой с точностью $0,05 \div 0,10$ мкм [26].

Плотность записи. Плотность записи в системах с магнитооптической регистрацией информации зависит от свойств среды, схемы кодирования информации, длины волны излучения лазера и числовой апертуры объектива. В простейшем случае кодирования информации информационная единица (бит) представляется доменом обратной намагниченности в среде. Более перспективным является код, использующий изменение направления магнитного потока между доменами, а не сами домены для представления информации. Таким образом, плотность записи следует оценивать по числу изменений направления магнитного потока на единицу длины.

Плотность записи при оптическом и магнитооптическом способах регистрации информации ограничивается дифракционным пределом. При этом для достижения указанного предела необходимо, чтобы среда обеспечивала стабильное существование доменов, характерный размер которых должен быть несколько меньше дифракционного предела. Существующие магнитооптические среды позволяют записывать домены, размер которых меньше предела оптического разрешения Рэлея. Предел разрешения оптической системы, в которой используется объектив с числовой апертурой A_1 и конденсор с числовой апертурой A_2 , определяется выражением

$$d \approx 1,2 (A_1 + A_2)^{-1} \lambda.$$

В оптической головке, применяемой для термомагнитной записи информации и ее считывания, объектив одновременно является и конденсором, так что $A_1 = A_2$. Наличие в формуле апертуры конденсора учитывает тот факт, что для освещения объекта используются косые пучки, так что предельное разрешение системы возрастает по сравнению со случаем оптической системы, в которой для освещения объекта применяются параллельные лучи света. В современных ЗУ на магнитооптических дисках запись и считывание производятся на пределе разрешения оптической системы, т. е. производится считывание пятен диаметром 0,8 мкм с дорожек, находящихся на расстоянии 1,6 мкм друг от друга с помощью объектива с числовой апертурой 0,6 на длине волны $\lambda = 0,82$ мкм. Таким образом максимальная плотность записи информации

$$n = (1/2) d^{-2} \approx 1,4 (\lambda/A)^2$$

(здесь коэффициент 1/2 учитывает площадь между дорожками), что для лазерного диода с $\lambda = 0,82$ мкм и объектива с числовой апертурой 0,6 дает плотность записи на уровне $8 \cdot 10^7$ бит/см² [26].

Требования к магнитооптическим материалам. Магнитная среда, применяемая для записи информации, должна удовлетворять целому ряду специфических требований. В первую очередь необходимо существование одноосной магнитной анизотропии, удовлетворяющей условию $K_u > > 2\pi M_s^2$ ($H_a > 4\pi M_s$), чтобы намагниченность ориентировалась нормально к поверхности пленки. Материал должен обладать высокой магнитооптической добротностью. Требуется низкая теплопроводность как в плоскости пленки, так и по ее толщине, что достигается в первую очередь применением аморфного материала, так как при этом обеспечивается уменьшение средней длины свободного пробега фононов, а следовательно, и снижение теплопроводности. Желательно, чтобы запись информации происходила при нагреве магнитной среды на $100 \div 200$ °С.

Достижимая мощность записи накладывает определенные ограничения на оптическое поглощение материала. Если существует ограничение по мощности записи, предпочтительны материалы с высоким оптическим поглощением, например интерметаллические соединения, если есть запас по мощности лазера, можно использовать диэлектрики с меньшим оптическим поглощением и более высокой эффективностью считывания.

Так как домены, возникающие при термомагнитной записи, находятся в неравновесных условиях, для их стабильного существования необходима достаточно высокая коэрцитивная сила H_c . Первоначально в качестве среды для магнитооптических дисков предлагалось использование пленок $MnVi$, так как в этом материале наблюдается высокое значение эффекта Керра ($\Phi_K=0,7^\circ$). Однако создать на основе $MnVi$ магнитооптические диски не удалось. В настоящее время наиболее перспективными магнитооптическими материалами для термомагнитной записи информации считаются аморфные сплавы на основе редкоземельных и переходных металлов группы железа, обладающие точкой компенсации. Аморфные пленки указанной системы характеризуются меньшим вращением Керра ($\Phi_K=0,3-0,5^\circ$), чем $MnVi$, тем не менее они обеспечивают лучшее отношение сигнал/шум, так как имеют практически зеркальную поверхность и создают гораздо меньший уровень шумов, чем поликристаллические пленки $MnVi$.

Аморфные сплавы редкоземельных и переходных металлов группы железа являются ферромагнетиками с антиферромагнитным взаимодействием между атомами редкоземельных и переходных металлов. Типичные намагниченности подрешеток и результирующая намагниченность

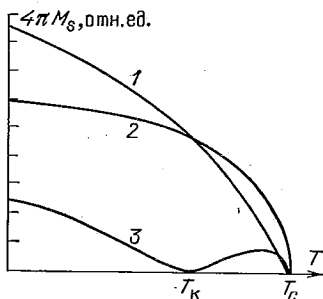


Рис. 4.18. Типичная температурная зависимость намагниченности насыщения аморфной пленки на основе сплава редкоземельных и переходных элементов с точкой магнитной компенсации. Намагниченность системы ионов редкоземельных элементов (1) и ионов переходной группы железа (2), результирующая намагниченность (3)

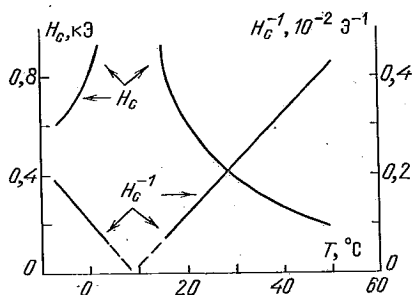
показаны на рис. 4.18. При надлежащем выборе состава аморфного сплава при некоторой температуре, называемой температурой магнитной компенсации T_K , намагниченности обеих подрешеток равны по величине, но противоположны по направлению, так что результирующая намагниченность равна нулю. Используемые для термомагнитной записи аморфные сплавы обычно содержат один или несколько из следующих редкоземельных элементов: Gd, Tb, а также переходные металлы Fe или Co или тот и другой,

так как именно эти сплавы обладают точкой компенсации, максимальным эффектом Керра, достаточно высокой температурой Кюри T_C , а также высокой коэрцитивной силой.

Пленки Gd—Co и Gd—Fe характеризуются очень сильной температурной зависимостью коэрцитивной силы вблизи температуры компенсации, но в то же время они имеют относительно низкую коэрцитивную силу вдали от этой точки. При этом возможна потеря информации в процессе записи, так как домен может, например, исчезнуть при промежуточной температуре при остывании пленки. Tb—Fe является одним из первых материалов, в котором удалось стабилизировать субмикронные домены. Сплавы Tb—Fe, Tb—Gd—Fe, Tb—Fe—Co и Tb—Gd—Fe—Co в настоящее время обладают подходящими характеристиками для термомагнитной записи информации на магнитооптических дисках.

Запись информации. При термомагнитной записи информации производится локальный нагрев участка магнитооптической среды поглощаемым в пленке светом выше температуры Кюри или температуры магнитной компенсации.

Рис. 4.19. Типичная температурная зависимость коэрцитивной силы вблизи точки компенсации в аморфных сплавах редкоземельных и переходных металлов



Для обеспечения термомагнитной записи коэрцитивная сила материала должна уменьшаться с увеличением температуры, как, например, показано на рис. 4.19. Для записи обычно используют дополнительное магнитное поле смещения, ориентированное против направления намагниченности среды. Если результирующее магнитное поле (поле смещения плюс размагничивающее поле) меньше, чем коэрцитивная сила при комнатной температуре, но больше, чем коэрцитивная сила при повышенной температуре (температуре записи), то в результате локального нагрева участка пленки лазерным излучением намагниченность в этом месте переориентируется по направлению приложенного поля и останется в этом направлении после остывания среды.

Направление намагниченности окружающих ненагретых областей не изменяется, так как для них результирующее поле меньше коэрцитивной силы. Таким образом, прикладывая внешнее магнитное поле, антипараллельное направлению намагниченности магнитооптической среды, в ней можно произвести локальную запись информации с помощью импульсного лазера. Стирание информации может быть произведено или приложением магнитного поля, превышающего коэрцитивную силу материала при комнатной температуре и направленного параллельно исходной намагниченности среды, или путем одновременного приложения магнитного поля и нагрева среды лазерным излучением.

Рассмотрим более подробно тепловой режим записи, ориентируясь на параметры, характерные для аморфных пленок типа Tb—Gd—Fe—Co:

теплопроводность $\kappa=0,2$ Вт/(см·К),

плотность $\rho=8,6$ г/см³,

удельная теплоемкость $c=0,4-0,5$ Дж/(г·К),

температуропроводность пленки $k=(c\rho)^{-1}\kappa=0,06$ см²/с,

теплопроводность подложки (стекло) $\kappa=0,012$ Вт/(см·К).

Мощность, выделяемая в пленке при поглощении света, распределена в ней по закону $\exp(-\alpha z)$, где z — расстояние по глубине от освещаемой поверхности. Что происходит с поглощенной энергией? Важными являются два процесса — выравнивание температуры по толщине пленки и растекание (диффузия) энергии в плоскости пленки. Первый процесс характеризуется временем (при $h \leq 0,1$ мкм) $t_{\perp} \approx h^2/k < 2$ нс. Если задаться характерной длиной теплового расплывания в плоскости пленки порядка d (размер «бита» информации), то время второго процесса будет приблизительно $t_{\parallel} \approx d^2/k \approx 200$ нс. Более медленные процессы «сброса» тепла в окружающую среду и в подложку на первом этапе можно не учитывать.

Если время записывающего импульса $t_{\text{и}}$ много меньше t_{\parallel} , то расплыванием записанного пятна и потерями энергии за счет этого процесса можно пренебречь. Тогда температура пятна T_3 в момент окончания импульса (температура записи) определяется уравнением (при $t_{\perp} < t_{\text{и}} \ll t_{\parallel}$ — этот временной интервал характеризует, по сути дела, быстрое действие записи)

$$(4t_{\text{и}})^{-1} c\rho (T_3 - T_0) \pi d^2 h = N_0,$$

где T_0 — исходная температура, N_0 — поглощенная мощность. Полагая $T_3 - T_0 = 100$ К, $t_{\text{и}} = 20$ нс и используя

тепловые параметры, приведенные выше, получим $N_0 = 1,6 \cdot 10^{-3}$ Вт. Для оценки мощности лазера N нужно учесть потери на отражение в оптической системе, а именно $N = [1 - \exp(-\alpha h)]^{-1} a N_0$, где $a \sim 5$. Фактор $[1 - \exp(-\alpha h)]$ учитывает тот факт, что часть светового потока проходит пленку, не поглотившись.

Если температура T_3 и магнитное поле смещения $H_{см}$ таковы, что условия записи выполнены, тогда в разогретой области пленки образуется домен, намагниченный по полю смещения. Рассмотрим условия его стабильности. Выделим прежде всего давление на стенку домена, стремящееся сжать (коллапсировать) домен:

$$p_c = 2\sigma_w/d,$$

где σ_w — поверхностное натяжение или энергия границы домена. Величину p_c можно представить в эквивалентном виде $p_c = 2M_s H_{с0}$. С другой стороны, внешнее поле смещения и магнитоэстатическое поле размагничивания $H_{мс}$ ($H_{мс} \ll 4\pi M_s$) стремятся расширить возникший домен, создавая давление на границу, равное

$$2M_s (H_{см} + H_{мс}).$$

В пленке с достаточно малой коэрцитивностью равенство этих давлений совместно с условием устойчивости определяет равновесный размер образовавшегося домена. При наличии значительной коэрцитивной силы H_c , характерной для пленок, используемых для термомагнитной записи, условия равновесия выглядят по-иному. В этом случае для стабильного равновесия достаточно, чтобы

$$H_c > (dM_s)^{-1} \sigma_w, \quad (4.9)$$

$$H_c > H + 4\pi M_s. \quad (4.10)$$

Первое условие предохраняет домен от коллапсирования, второе — от самопроизвольного расширения в процессе хранения.

Условие (4.9) можно использовать для оценки минимального размера домена (предельного разрешения магнитной среды)

$$d_{\min} = (M_s H_c)^{-1} \sigma_w.$$

Полагая $\sigma_w = 0,5$ эрг/см², $H_c = 2 \cdot 10^3$ Э, $M_s = 20$ Гс, получим $d_{\min} \sim 1 \cdot 10^{-5}$ см. Приведенные оценки имеют качественный характер. Для более детального анализа процесса записи нужно рассматривать процесс установления температуры совместно с условиями равновесия магнитного домена.

Считывание информации. При считывании информации мощность лазера снижается ниже порога записи, что обеспечивает неразрушающее считывание. При отражении линейно поляризованного излучения от магнитооптической среды плоскость поляризации света поворачивается на некоторый угол, определяемый значением эффекта Керра материала, при этом направление вращения плоскости поляризации зависит от ориентации намагниченности среды. Так как при отражении света, наряду с поворотом плоскости поляризации, происходит преобразование линейно поляризованного излучения в эллиптически поляризованное, отраженный луч проходит через компенсатор, представляющий собой четвертьволновую пластинку (см. рис. 4.16), чтобы компенсировать возникшую эллиптичность. После компенсатора световой луч проходит через расщепитель или призму Волластона, после чего каждый из лучей попадает на свой фотоприемник. Если вращения плоскости поляризации света при отражении отсутствует, то интенсивности света на фотодиодах равны и разностный сигнал равен нулю. При наличии вращения плоскости поляризации на один фотодиод попадает больше света, чем на другой, в результате возникает разностный сигнал. Фаза разностного сигнала обеспечивает регистрацию направления намагниченности среды.

Ток сигнала, создаваемый фотодиодами, включенными по дифференциальной схеме, равен

$$i_s = \zeta \bar{N} R \Phi_K \sin 2\alpha, \quad (4.11)$$

где ζ — чувствительность фотодиодов (типичное значение $\zeta = 0,3$ А/Вт), \bar{N} — средняя мощность излучения, падающего на магнитооптический диск, R — коэффициент отражения материала, Φ_K — угол вращения Керра, α — угол между осями пропускания поляризатора и анализатора (здесь $\alpha = \pi/4$).

Ток сигнала нужно сравнить с уровнем шума в оптической системе. Основной характеристикой процесса считывания является отношение сигнал/шум, которое в зависимости от конкретных условий может определяться дробовым шумом фотодетекторов, шумами лазера, усилительных схем или среды

По-видимому, наиболее существенными источниками шума являются шумы лазера и собственные шумы фотодетекторов. При работе полупроводникового лазера в режиме, существенно превышающем порог генерации, флук-

туации интенсивности излучения описываются распределением Пуассона, т. е. шум лазера является дробовым [27]. Флуктуации интенсивности оптического излучения приводят к флуктуациям тока фотодетектора. В этом случае ток дробового шума фотодетекторов, включенных по дифференциальной схеме, определяется формулой

$$i_d^2 = 2e\zeta R\bar{N}B \cos^2 \alpha, \quad (4.12)$$

где e — заряд электрона, B — ширина полосы частот, в которой проводятся измерения. Плотность собственных шумов фотодетектора

$$i_T^2 = R_n^{-1} \cdot 4k_B T B, \quad (4.13)$$

где T , R_n — эквивалентные температура и сопротивление нагрузки фотодетектора.

Принимая $i_d^2 \gg i_T^2$ и $\alpha = \pi/4$ и сравнивая (4.11) и (4.12), получим для отношения сигнал/шум

$$S = (i_s/i_d)^2 = (eB)^{-1} \zeta \bar{N} R \Phi_K^2, \quad (4.14)$$

или в децибеллах $S/N = 10 \lg S$.

Для магнитооптических материалов, предназначенных для термомагнитной записи информации со считыванием с помощью эффекта Керра, вводят фактор качества материала

$$F_2 = R \sin^2 2\Phi_K.$$

Для реальных материалов $\Phi_K \ll 1$, поэтому можно записать $F_2 \approx 4R\Phi_K^2$. Для аморфных пленок на основе сплавов редкоземельных и переходных элементов группы железа $R \approx 40\%$, $2\Phi_K < 1^\circ$, так что $F_2 \approx 1 \cdot 10^{-4}$.

Считается, что для магнитооптических ЗУ достаточно, чтобы отношение сигнал/шум превышало $40 \div 45$ дБ ($S/N > 40 \div 45$ дБ) в полосе частот 30 кГц при скорости считывания 1 МБ/с, тогда как для видеозаписи необходимый уровень S/N превышает 55 дБ. Основные пути повышения отношения S/N — повышение величины Φ_K за счет подбора состава материала пленки и легирования ее различными ионами; использование просветляющего диэлектрического покрытия, что приводит к уменьшению коэффициента отражения R и увеличению угла вращения плоскости поляризации Φ ; использование многослойных систем (рис. 4.20). Применение просветляющего покрытия, которое одновременно выполняет роль защитного покрытия, позволяет увеличить коэффициент F_2 в несколько раз. Применение многослойной системы, состоящей из верхнего просветляю-

Щего покрытия, частично прозрачной магнитооптической пленки толщиной около 10 нм (для системы Tb—Gd—Fe—Co), нижнего интерференционного слоя и отражающего зеркального слоя, например, из алюминия позволяет увеличить величину F_2 до 10^{-3} . Увеличение параметра F_2

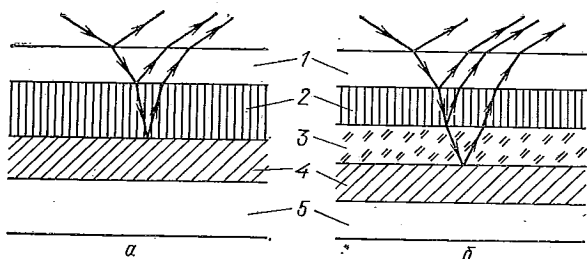


Рис. 4.20. Двухслойная (а) и трехслойная (б) структуры, используемые для увеличения эффективности считывания сигнала с магнитооптических дисков: 1 — просветляющее покрытие, 2 — магнитооптический слой, 3 — нижний диэлектрический слой, 4 — алюминиевое зеркало, 5 — подложка

в такой структуре обеспечивается за счет совместного использования эффектов Фарадея и Керра. При сопоставлении характеристик многослойной и двуслойной систем необходимо учитывать, что многослойная система весьма сложна с технологической точки зрения. Важно также использовать материалы с прямоугольной петлей гистерезиса.

Скорость выборки данных. К настоящему моменту показана возможность записи магнитных доменов в магнитооптической среде с помощью импульсных лазерных диодов мощностью $10 \div 15$ мВт при длительности импульса записи 20 нс [26]. Такая длительность импульса записи эквивалентна $5 \cdot 10^7$ изменениям направления магнитного потока в секунду при частоте вращения диска 6000 об/мин в предположении, что изменение направления намагниченности происходит через 1 мкм. Достижимая скорость выборки данных при этом составляет $5 \cdot 10^7$ изменений направления магнитного потока в секунду.

Процесс считывания информации накладывает ограничения на скорость выборки данных, так как отношение сигнал/шум при считывании обратно пропорционально ширине полосы частот. Для магнитооптического диска в полосе частот 30 кГц достигнуто отношение сигнал/шум 55 дБ, поэтому можно ожидать, что существующие магнитооптические среды пригодны для использования в системах с шириной полосы пропускания 100 МГц, что соответст-

вует $2 \cdot 10^8$ изменениям направления магнитного потока в секунду [26].

Вероятность появления ошибки. Для существующих магнитооптических сред вероятность появления одиночной ошибки находится на уровне $10^{-4} \div 10^{-6}$, применяемые коды коррекции ошибок позволяют довести вероятность появления ошибки до величины 10^{-13} с избыточностью на диск менее 20 % [26]. Вероятность появления одиночной ошибки в магнитооптических средах на основе аморфных сплавов редкоземельных элементов с элементами группы железа определяется дефектами подложки и запоминающей среды, а не фундаментальными ограничениями, накладываемыми магнитооптической средой на отношение сигнал/шум. Это легко понять, оценив вероятность появления ошибки, достижимую при заданном отношении сигнал/шум.

В предположении, что спектр шума имеет гауссов профиль, вероятность ошибки

$$W = (1/2) \operatorname{erfc} [(S/2)^{1/2}], \quad (4.15)$$

где S определяется формулой (4.14). При отношении сигнал/шум порядка 20 дБ выражение (4.15) приводит к вероятности появления ошибки, меньшей $10^{-12} \div 10^{-13}$.

Стабильность магнитооптических материалов. Стабильность магнитооптических материалов является одним из важнейших факторов, определяющих выбор конкретной магнитооптической среды. Все редкоземельные элементы, используемые совместно с элементами группы железа для получения аморфных магнитных пленок, склонны к окислению с образованием немагнитных окислов. Например, пленки Tb—Gd—Fe, не имеющие защитного покрытия, при воздействии атмосферного воздуха корродируют и приобретают оранжевую окраску в течение нескольких дней. В то же время пленки, пассивированные относительно тонким слоем диэлектрика, обладают достаточно высокой коррозионной стойкостью. Для надежной защиты аморфных магнитооптических пленок пассивирующие слои необходимо наносить как поверх пленки, так и между подложкой и пленкой.

Явление старения магнитооптического материала, проявляющееся в изменении аморфного состояния пленки или изменении ее магнитных свойств, имеет место даже при достаточно эффективной защите пленки. Изменение магнитных свойств пленок происходит значительно быстрее, чем переход из аморфной фазы в кристаллическую, при этом изменение магнитной анизотропии является опреде-

ляющим фактором. Процессы старения существенно зависят от условий получения аморфных пленок. Выбор оптимальных условий обеспечивает получение аморфных пленок, полностью удовлетворяющих всем требованиям, предъявляемым к среде записи информации [26].

§ 4.6. Магнитооптические запоминающие устройства с адресацией лазерным лучом

В магнитооптических ЗУ с неподвижным носителем информации запись и считывание производятся лучом лазера, отклоняемым в требуемую позицию с помощью дефлектора. Структурная схема такого ЗУ показана на рис. 4.21. В качестве носителя информации используются магнитооптические среды, обладающие одноосной магнитной анизотропией ($Q > 1$) и высоким значением фарадеевского или

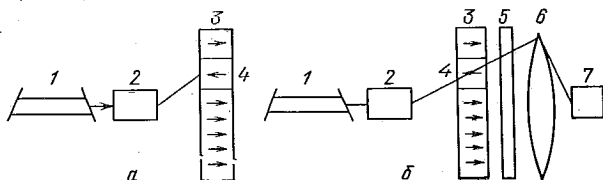


Рис. 4.21. Структурная схема магнитооптического ЗУ с адресацией лазерным лучом; запись (а) и считывание (б) информации: 1 — лазер, 2 — дефлектор, 3 — магнитооптический носитель информации, 4 — информационный домен (бит информации), 5 — анализатор, 6 — линза, 7 — фотоприемник

керровского вращения, в которых намагниченность ориентирована перпендикулярно плоскости пленки. Большинство макетных образцов ЗУ такого типа выполнено на основе эпитаксиальных пленок феррит-гранатов.

Запись информации производится термомагнитным способом: лазерное излучение фокусируется в пятно диаметром порядка микromетра. При локальном нагреве участка носителя информации происходит его перемагничивание в результате совместного воздействия размагничивающего поля и постоянного или импульсного магнитного поля смещения с напряженностью порядка 100 Э. Импульсное магнитное поле прикладывается практически одновременно с воздействием лазерного импульса. Считывание информации производится лучом лазера с меньшей интенсивностью, чем при записи.

Магнитооптические ЗУ с адресацией лазерным лучом в зависимости от способа организации информационных

ячеек имеют плотность записи информации на уровне $10^6 \div 10^7$ бит/см², время произвольного обращения составляет примерно $0,1 \div 5$ мкс [15]. С одной стороны, магнитооптические ЗУ описываемого типа обладают существенными преимуществами по сравнению с другими типами магнитооптических ЗУ. В первую очередь это отсутствие механически перемещающихся узлов и высокое быстродействие. С другой стороны, возникают серьезные трудности при построении ЗУ такого типа большой емкости (более 10^6 бит), так как существующие дефлекторы лазерного излучения имеют ограниченное число разрешаемых позиций.

Как и в ЗУ на магнитооптических дисках, процесс записи информации может производиться нагревом локального участка пленки до температуры, превышающей температуру Кюри, или выше температуры компенсации. Возможность термомагнитной записи информации в пленке феррит-граната с $4\pi M_s = 36$ Гс и $T_C = 125$ °С впервые была продемонстрирована в [28]. В пленке толщиной 4 мкм формировались мезаструктуры в виде квадратных ячеек со стороной 10 мкм, глубина канавок между ячейками равнялась 2 мкм, т. е. пленка травилась на половину ее толщины, при этом ширина канавки также равнялась 2 мкм. Переключение ячеек происходило под воздействием импульса лазерного излучения длительностью 6 мкс, сфокусированного в пятно диаметром 4 мкм, мощность лазера составляла 20 мВт, в момент записи подавалось постоянное поле смещения напряженностью 10 Э.

Продемонстрирована возможность термомагнитной информации в эпитаксиальных пленках, используемых для создания ЗУ на цилиндрических магнитных доменах [31]. В процессе записи, считывания и хранения информации пленка находилась в постоянном поле смещения H_s , удовлетворяющем условию $H_2 < H_s < H_0$, где H_2 и H_0 — напряженности полей эллиптической неустойчивости и коллапса цилиндрического магнитного домена соответственно.

При облучении локального участка пленки в процессе термического нагрева происходит перемагничивание этого участка в результате совместного воздействия размагничивающего поля и поля смещения. При этом размер бита информации определяется диаметром цилиндрического магнитного домена, существующего в пленке при данном поле смещения, т. е. магнитными характеристиками материала. В эпитаксиальных пленках феррит-гранатов достижимы диаметры доменов около 0,2 мкм [29]. Для стабилизации цилиндрического магнитного домена в заданной позиции

требуются умеренные значения коэрцитивной силы, которые легко реализуются в процессе эпитаксиального наращивания пленки, при этом расстояние между доменами может составлять три диаметра домена.

В то время как для термомагнитной записи в точке Кюри необходим нагрев пленки на $100 - 300^\circ\text{C}$, при термомагнитной записи в точке компенсации переключение информационной ячейки может быть обеспечено при ее нагреве на несколько десятков градусов. Если температура компенсации материала близка к комнатной, то намагниченность при этом близка к нулю, а коэрцитивная сила весьма велика (см. рис. 4.19). Так как эффект Фарадея в феррит-гранате определяется не результирующей намагниченностью материала, а представляет собой разность вкладов противоположных знаков октаэдрической и тетраэдрической магнитных подрешеток, то вблизи точки компенсации магнитные домены с различающимися направлениями намагниченностей подрешеток будут поворачивать плоскость поляризации света в разные стороны даже при условии $M_s \approx 0$. При этом контраст между двумя ячейками будет достаточно высоким. Для записи информации в точке компенсации достаточно нагреть участок пленки на 20°C , при этом появляется результирующая намагниченность, направление которой можно переключить, прикладывая импульсное поле смещения.

Для формирования информационных ячеек площадью 12×12 мкм использовали для локального изменения температуры компенсации материала отжиг эпитаксиальной пленки при наличии на участках между информационными ячейками тонкой пленки кремния, наносимой напылением. После такой обработки получается матрица магнитооптических ячеек, в которой в ячейках температура компенсации материала на 20°C превышает соответствующую температуру остального массива. При надлежащем выборе состава исходной пленки и условий отжига температура компенсации участков между информационными ячейками равна комнатной. В такой структуре переключение ячеек происходило под воздействием импульса лазерного излучения длительностью 5 мкс, мощность лазера составляла 25 мВт, в момент записи подавалось постоянное поле смещения напряженностью 40 Э [15].

Для снижения мощности лазера, используемого для записи информации, предложено несколько путей. Для увеличения коэффициента поглощения феррит-граната в видимой области спектра, что при том же уровне поглоще-

ния позволяет уменьшить толщину пленки, в структуру граната вводили ионы Co^{2+} , в результате мощность лазера записи удалось снизить с 24 до 4 мВт [15].

Предложены различные варианты двухслойных структур, в которых на эпитаксиальную пленку феррит-граната наносится слой материала с большим коэффициентом поглощения (например, интерметаллическая пленка Dy-Fe или интерметаллическая пленка другого состава), при этом мощность лазера записи удалось снизить до 2 мВт при сохранении характеристик считывания на прежнем уровне, так как считывание информации производится со стороны пленки феррит-граната с удвоением фарадеевского вращения (свет проходит через пленку феррит-граната, отражается от металлической пленки или специального зеркального покрытия и повторно проходит через пленку феррит-граната) [15].

Описана двухслойная структура, состоящая из эпитаксиальной пленки феррит-граната толщиной 2 мкм, на которую нанесены последовательно прозрачное токопроводящее покрытие $\text{In}_2\text{O}_3/\text{Sn}_2\text{O}_3$, фотопроводник CdS/Cu толщиной 4 мкм и прозрачное токопроводящее покрытие $\text{In}_2\text{O}_3/\text{Sn}_2\text{O}_3$, обеспечивающая снижение мощности лазера записи на несколько порядков величины. В одном из описанных макетных образцов в эпитаксиальной пленке формировались изолированные ячейки площадью 8×8 мкм, расстояние между ячейками равнялось 20 мкм [15].

При освещении ячейки, в которой производится запись бита информации, сопротивление фотопроводника уменьшается примерно на три порядка величины. В результате при одновременном воздействии на ячейку импульса света и пропускании через фотоячейку импульса тока длительностью 30 мкс (напряжение на электронах при этом равно 5 В) освещенная ячейка нагревается примерно на 20°C , так что при приложении внешнего магнитного поля с напряженностью 100 Э происходит ее переключение. Полное время переключения ячейки определяется временем диссипации теплоты и равно примерно 100 мкс. Так как нагрев информационной ячейки производится не лучом лазера, а обусловлен омическим нагревом фотопроводника, для записи информации требуется оптическая мощность в 1 мкВт.

На основе двухслойной структуры фотопроводник — магнитооптический материал предложена схема организации магнитооптического ЗУ с произвольным доступом к блокам по 992 бита со временем, меньшим 0,5 мкс, при общей емкости ЗУ $6,5 \cdot 10^7$ бит [28]. Для записи информации

предлагалось использовать 16 плоскостей записи, причем каждая плоскость содержит 8×8 блоков, а в каждом блоке содержится 256×256 ячеек памяти. Экспериментальное устройство имело полную информационную емкость $1,5 \cdot 10^5$ бит.

§ 4.7. Магнитооптические транспаранты и дисплеи

Двумерная матрица оптических вентилях на основе магнитооптического материала в зависимости от конкретных условий применения может выполнять роль пространственно-временного модулятора света (магнитооптического транспаранта) или дисплея. При использовании матрицы в качестве промежуточного носителя информации в системе оптической обработки информации, пространственной фильтрации, оптическом процессоре, формирователе страниц оптического ЗУ ее называют магнитооптическим транспарантом или пространственно-временным модулятором света. Если матрица магнитооптических ячеек применяется в качестве выходного устройства для отображения информации, ее называют дисплеем.

Магнитооптические дисплеи представляют собой устройства, предназначенные для отображения буквенно-цифровой или графической информации при наблюдении оператором панели дисплея непосредственно или при переносе информации на экран с увеличением.

В настоящее время наиболее перспективным материалом для магнитооптических дисплеев и транспарантов являются эпитаксиальные пленки висмутсодержащих феррит-гранатов. Наблюдение изображения производится с помощью эффекта Фарадея при работе на просвет или с удвоением фарадеевского вращения при работе на отражение от зеркального покрытия, нанесенного на обратную сторону структуры. Информация в магнитооптических дисплеях такого типа представляется в виде магнитного домена или системы магнитных доменов, находящихся в матрице с противоположно направленной намагниченностью (рис. 4.22 а), или при помощи локальных магнитооптических ячеек, имеющих два фиксированных положения намагниченности (рис. 4.22 б).

Так как магнитные домены или ячейки с различными ориентациями намагниченности по отношению к направлению распространения света поворачивают плоскость поляризации линейно поляризованного света за счет эффекта Фарадея по часовой стрелке или в противоположном на-

правлении, то, установив за магнитооптическим транспарантом анализатор, пропускающий свет с одним направлением поляризации и блокирующий свет с другим направлением поляризации, на экране или непосредственно за ним

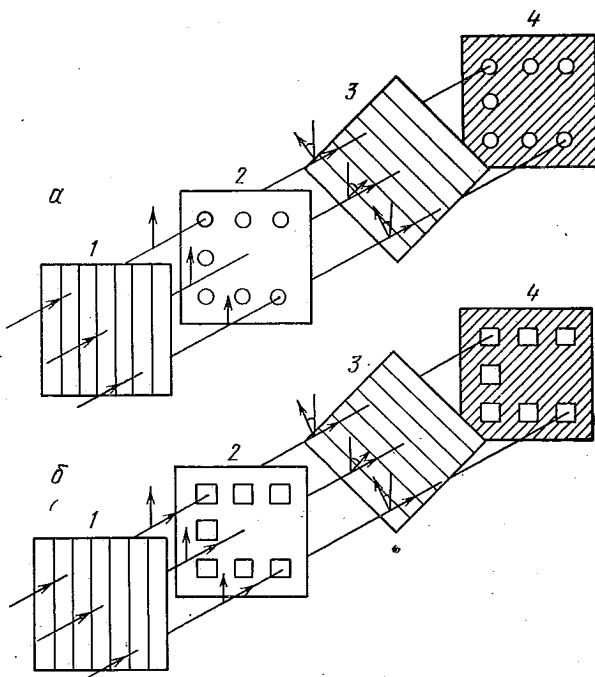


Рис. 4.22. Магнитооптические дисплеи на основе доменных структур (а) и островковых ячеек (б): 1 — поляризатор, 2 — магнитооптическая среда, 3 — анализатор, 4 — экран

можно получить изображение отображаемого символа. Так как анализатор устанавливается в положение скрещивания по отношению к плоскости поляризации света в «закрытой» информационной ячейке, то для интенсивности света, прошедшего через «открытую» информационную ячейку, справедливы выражения, полученные для расчета эффективности оптической системы, работающей в режиме оптического ключа.

Одним из основных параметров магнитооптического дисплея является контраст изображения, т. е. отношение интенсивности света, прошедшего через «открытую» ячейку, к интенсивности света, прошедшего через «закрытую» ячейку. При использовании пленочных дихроичных поляриза-

торов для магнитооптических дисплеев на основе эпитаксиальных пленок висмутсодержащих феррит-гранатов для монохроматического излучения с длиной волны $\lambda=0,57$ мкм легко достигается контраст 180 : 1, а при использовании специальных мер контраст может превышать 2000 : 1 [15].

Следует остановиться подробнее на факторах, ограничивающих максимальный контраст магнитооптического дисплея. При использовании белого света основным фактором является дисперсия фарадеевского вращения. В результате анализатор может быть установлен в положение максимального погасания только на фиксированной длине волны

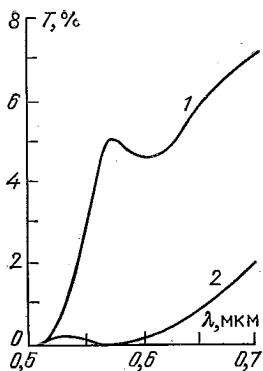


Рис. 4.23. Спектр пропускания магнитооптической ячейки на основе пленки состава $\text{Bi}_{1,1}\text{Sm}_{1,9}\text{Fe}_{3,9}\text{Ga}_{1,1}\text{O}_{12}$ толщиной 12 мкм в состоянии «открыто» (1) и «закрыто» (2) [1]

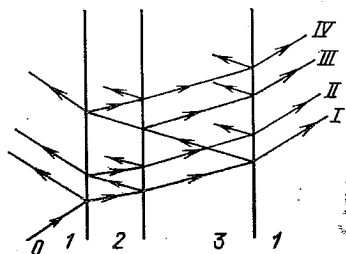


Рис. 4.24. Схема формирования отраженных лучей, определяющих контраст магнитооптического транспаранта: 1 — воздух, 2 — эпитаксиальная пленка, 3 — подложка, 0 — падающий луч

света. Спектральная зависимость коэффициента пропускания магнитооптического дисплея показана на рис. 4.23 [1]. Оптимальный результат получается при установке анализатора в такое положение, при котором блокируется свет с длиной волны $\lambda=0,57$ мкм. При изменении длины волны света как в коротковолновую, так и в длинноволновую сторону интенсивность света, прошедшего через «закрытую» ячейку, возрастает.

При освещении объекта белым светом наблюдается цветной контраст между ячейками с противоположной ориентацией намагниченности. «Открытая» ячейка имеет желтую окраску, а «закрытая» — красный или зеленый оттенок в зависимости от положения анализатора. В [30, 31] предложена четырехслойная структура, в которой угол поворота плоскости поляризации может иметь пять дискретных

значений: -4Φ , -2Φ , 0 , $+2\Phi$ и $+4\Phi$. Комбинируя различные состояния ячеек в слоях, можно получить зеленую, красную и желтую окраску соответственно.

При использовании монохроматического излучения максимально достижимый контраст ограничивается следующими факторами. Рассмотрим однослойную эпитаксиальную структуру, состоящую из немагнитной подложки из гадолиний-галлиевого граната и эпитаксиальной пленки висмутсодержащего феррит-граната (рис. 4.24). Для простоты ограничимся рассмотрением лучей *I*, *II*, *III*, *IV* на выходе из структуры. Основной луч имеет интенсивность

$$I_0 (1 - R_{12}) (1 - R_{23}) (1 - R_{13}) \exp(-\alpha h),$$

где R_{12} , R_{23} и R_{13} — коэффициенты отражения на границах раздела воздух — эпитаксиальная пленка, подложка — эпитаксиальная пленка и подложка — воздух соответственно, а его плоскость поляризации повернута относительно падающего луча на угол $\Phi = \Phi_F h$. Здесь следует отметить, что при наклонном падении на границу раздела двух сред в общем случае прошедший луч становится эллиптически поляризованным. Например, отклонение направления луча на несколько градусов от нормали к границе раздела эквивалентно повороту плоскости падающего света на несколько угловых минут.

Луч *II* имеет интенсивность

$$I_0 (1 - R_{12}) R_{23} R_{12} (1 - R_{23}) (1 - R_{13}) \exp(-3\alpha h),$$

а угол поворота плоскости поляризации $\Phi = 3\Phi_F h$. Для луча *III* можно записать

$$I_0 (1 - R_{12}) (1 - R_{23}) R_{13} R_{23} (1 - R_{13}) \exp(-\alpha h),$$

угол поворота плоскости поляризации равен $\Phi_F h$. И, наконец, луч *IV* имеет интенсивность

$$I_0 (1 - R_{12}) (1 - R_{23})^3 R_{13} R_{12} (1 - R_{13}) \exp(-3\alpha h)$$

и суммарный угол поворота плоскости поляризации $\Phi = 3\Phi_F h$. Приведенные формулы не учитывают эллиптичность света, возникающую за счет магнитного кругового дихроизма и наклонного падения лучей из-за конечной расходимости светового пучка.

Весьма важным является тот факт, что при использовании большинства источников излучения нарушается пространственная когерентность между системами лучей

I, *II* и *III*, *IV*. Сложение лучей *I* и *II* приводит к тому, что на выходе свет приобретает эллиптическую поляризацию. То же самое справедливо для лучей *III* и *IV*. Дополнительная эллиптичность излучения возникает при учете магнитного кругового дихроизма, конечной расходимости светового пучка и наведенного двулучепреломления в пленке и подложке. Эллиптичность хотя и не велика, тем не менее ее возникновение приводит к снижению контраста по сравнению с теоретически достижимым значением, примерно равным (в случае использования пленочных поляризаторов) $10^3 \div 10^4 : 1$, до наблюдаемого экспериментально значения $180 : 1$ [15].

Эллиптичность излучения, в принципе, может быть устранена с помощью оптического компенсатора, простейшим из которых является четвертьволновая пластинка, так что контраст может быть увеличен и доведен до $2000 : 1$ [15].

Однако учет лучей *III* и *IV* существенно осложняет ситуацию. При двойном прохождении светового луча через подложку лучи *III* и *IV* утрачивают пространственную когерентность по отношению к лучам *I* и *II*. В результате на выходе появляется компонента излучения с поляризацией, ортогональной исходной поляризации падающего излучения, причем эта компонента приводит к появлению фоновой засветки, неустранимой с помощью оптического компенсатора. В этом случае для увеличения оптического контраста необходимо ввести просветляющее покрытие на границах воздух — эпитаксиальный слой и воздух — подложка, что приводит в идеальном случае к полному устранению лучей *II*, *III* и *IV*. При использовании эпитаксиальной структуры с пленками с обеих сторон даже при наличии просветляющих покрытий на границе с воздухом будут существовать дополнительные лучи, связанные с отражениями на границах эпитаксиальный слой — подложка. Вопрос о создании просветляющих покрытий на указанных границах раздела и экспериментальные результаты рассмотрены в § 4.9.

Существующие магнитооптические дисплеи по способу организации разделяются на два класса. В дисплеях первого типа для формирования изображения используются цилиндрические магнитные домены, перемещаемые вдоль пермаллоевых аппликаций с помощью магнитного поля, вращающегося в плоскости пластины, т. е. принцип перемещения аналогичен используемому в ЗУ на цилиндрических магнитных доменах [19, 20]. Элементы продвижения обра-

зуют последовательный регистр, что существенно увеличивает время заполнения дисплея.

В одном из устройств подобного типа использовалась эпитаксиальная пленка состава $\text{Vt}_1\text{Tm}_2\text{Fe}_3\text{Ga}_1\text{O}_{12}$ с номинальным диаметром ЦМД 7 мкм [1, 15]. Для отображения буквенно-цифровых знаков применялись регистры сдвига, в которых отдельный знак формировался из 10×7 или 7×5 доменов. Запись информации в регистр форматом 36×36 (емкость 1,3 кбит) производилась с тактовой частотой 5 кГц. Чтобы пермаллоевые аппликации не закрывали домены, после заполнения регистра магнитное поле в плоскости образца фиксировалось в позиции, обеспечивающей размещение ЦМД в зазорах между пермаллоевыми аппликациями.

В другом устройстве [15] использовалась эпитаксиальная пленка состава $(\text{GdTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с номинальным диаметром ЦМД 8 мкм. Полная емкость дисплея равнялась 4096 бит, структура продвижения ЦМД состояла из 16 параллельных регистров сдвига, каждый из которых «складывался» четыре раза. При тактовой частоте 100 кГц время заполнения дисплея составляло 2,7 мс. Наряду со структурой продвижения, путем локального изменения намагниченности пленки создавались дополнительные структуры для ограничения треков продвижения. Использование дополнительных структур позволяло в позиции отображения информации увеличивать диаметр ЦМД в четыре раза, при этом домен сохранял свою круговую форму и положение, в результате достигалось существенное увеличение яркости изображения.

Магнитооптические дисплеи на ЦМД не нашли широкого практического применения, так как для их построения требовались постоянные магниты и катушки формирования плоскостного поля специальной конструкции. Кроме того, для достижения заданного контраста отображаемой информации требовались высокие уровни освещенности дисплея, что приводило к перегреву устройства. Увеличение информационной емкости устройства из-за его организации в виде последовательных регистров сдвига приводит к недопустимому увеличению времени записи информации.

Принципиально другой подход к построению магнитооптического дисплея заключается в создании матрицы магнитооптических ячеек с произвольным доступом при помощи системы вертикальных и горизонтальных токовых шин. Ячейки могут иметь характерные размеры от несколь-

ких микрометров до нескольких сотен микрометров, формироваться в виде мезоструктур, изолированных островковых структур или ячеек, полученных в магнитной матрице с помощью локальной диффузии или локального лазерного отжига.

Магнитооптическая матрица на основе изолированных островковых ячеек использовалась для создания магнитооптических дисплеев и принтеров. Эпитаксиальная пленка состава $(\text{GdBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с осью легкого намагничивания, ориентированной перпендикулярно плоскости пленки, имела удельное фарадеевское вращение $\Phi_F=4$ град/мкм на длине волны $\lambda=0,56$ мкм (содержание висмута находилось на уровне 1,1 атома на формульную единицу). Содержание галлия и гадолиния в пленке выбиралось таким образом, чтобы температура компенсации оказалась вблизи комнатной температуры. В качестве подложки использовался немагнитный гранат сложного состава с увеличенным параметром решетки. Эпитаксиальная пленка толщиной 5 мкм травилась до подложки, при этом формировались квадратные ячейки размером 65×65 мкм с шагом между ячейками 125 мкм. Между ячейками размещались токовые шины. Структура помещалась между поляризаторами, которые блокировали свет при одной из ориентаций намагниченности. При освещении дисплея белым светом контраст достигал 20 : 1.

Запись и хранение информации производились следующим образом. При комнатной температуре намагниченность материала была близка к нулю, так что поле анизотропии достигало очень большой величины. Коэрцитивная сила вблизи точки компенсации также резко возрастала, поэтому при комнатной температуре ячейка сохраняла состояние с заданным направлением намагниченности бесконечно долгое время. При нагреве, например, на $100 \div 200$ °C намагниченность возрастала, а коэрцитивная сила резко падала, поле анизотропии при этом тоже падало. В таком состоянии ячейка перемагничивалась при подаче импульса магнитного поля длительностью 15 мкс с напряженностью порядка 100 Э. Перемагничивание информационной ячейки происходило в два этапа. Сначала возникал зародыш обратной намагниченности, затем несвязной домен превращался в сквозной домен, в заключительной стадии происходило расширение домена до размера информационной ячейки.

В принципе, нагрев ячейки можно производить оптическим излучением, но уровень требуемой мощности оказы-

ваются неприемлемым с практической точки зрения. Для локального нагрева пленки весьма эффективной оказалась система, изображенная на рис. 4.25. Между двумя токовыми шинами 1 и 2 формируется резистивная перемычка 3, покрывающая угол магнитооптической ячейки 4. При прохождении через перемычку импульса тока происходит локальный нагрев магнитооптического материала, так что в этом месте после приложения импульса магнитного поля формируется домен обратной намагниченности. Мощность, выделяемая на резистивной перемычке, примерно равна 30 мВт. Весь процесс переключения магнитооптической ячейки занимает 20 мкс [15].

В описанной схеме с резистивными перемычками существует проблема перекрестных связей, так как при подключении двух токовых шин к генератору импульсов возникают паразитные утечки через соседние резистивные перемычки. Для устранения утечек, приводящих к значительному увеличению потребляемой мощности и увеличивающих вероятность ошибочного переключения ячейки, необходимо на остальные токовые шины подавать компенсирующие потенциалы. Задача стабилизации работы матриц с различным числом ячеек в зависимости от числа одновременно переключаемых элементов рассмотрена в [32].

На основе описанного подхода в настоящее время освоен промышленный выпуск быстродействующих принтеров. Отдельный модуль состоит из двух строк, в каждой из которых содержится 256 ячеек, сдвинутых друг относительно друга на половину периода; принтер состоит из пяти модулей. В устройстве свет от галогенной лампы передается к ячейкам с помощью пластиковых световодов и после пространственной фильтрации системой оптических вентилях фокусируется на фоточувствительном материале, как в стандартных копировальных устройствах. Лампа мощностью 100 Вт обеспечивает мощность $0,2 \div 0,4$ мкВт в отдельной точке изображения, при этом излучение сконцентрировано в спектральном интервале $0,53 \div 0,65$ мкм. Разрешающая способность устройства составляет 12 то

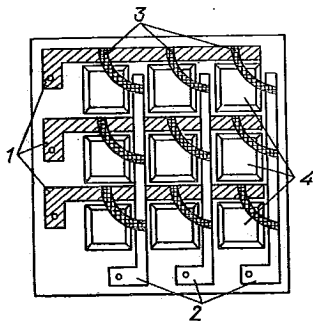


Рис. 4.25. Матрица магнитооптических ячеек с адресацией с помощью горизонтальных (1) и вертикальных (2) токовых шин [32]

чек/мм (до 4000 точек на строку), скорость передачи данных 1 Мбит/с при частоте переключения ячеек 2 кГц. Вся сборка без световодов имеет размер $45 \times 80 \times 220$ мм [15].

Основными достоинствами описанного устройства являются сохранение информации без потребления мощности, отсутствие движущихся деталей, высокая степень интеграции (в пять раз превышающая достижимую с помощью светодиодов), высокое пространственное разрешение, высокая скорость печати (2000 знаков/с) и достаточно низкая потребляемая мощность.

Весьма перспективным видом дисплеев являются магнитооптические индикаторы, формируемые на основе висмутсодержащих феррит-гранатов с составом, соответствующим окрестности точки компенсации, в которых имеется крупная нерегулярная доменная структура [15]. В таких пленках в рабочей области температур размагничивающее поле оказывается меньше коэрцитивной силы, поэтому сформированные домены заданной конфигурации (с характерным размером до 1 см) могут существовать в метастабильном

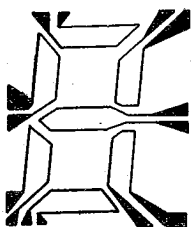


Рис. 4.26. Схема формирования цифровых знаков в магнитооптическом дисплее на основе эпитаксиальной пленки феррит-граната с нерегулярной доменной структурой [15]

состоянии неограниченно долго. В то же время конфигурацией таких доменов можно управлять с помощью токовых шин, показанных на рис. 4.26, прикладывая магнитное поле с напряженностью от нескольких эрстед до нескольких десятков эрстед.

Как и в жидкокристаллических индикаторах, для формирования изображений всех десяти цифр используется комбинация из семи управляющих сегментов. После проведения термообработки удастся получить пленки с положительной константой одноосной магнитной анизотропии, в которых обеспечивается стабильное зарождение доменов и формирование с их помощью требуемых символов при пропускании через электроды импульсов тока величиной $20 \div 100$ мА при длительности импульса $250 \div 30$ мкс. Стирание информации производится внешним источником

магнитного поля. К достоинствам таких индикаторов относится отсутствие постоянных полей смещения, достаточно высокий контраст, большой интервал характерных размеров отображаемых символов и достаточно простые схемы формирования информационных массивов.

Известно, что образец однородного магнетика с $H_a - 4\pi M_s > H_s$ после намагничивания до насыщения может неограниченно долго сохранять монодоменное состояние, если в нем отсутствуют микродефекты, служащие источником зарождения доменов обратной намагниченности. В высококачественных пленках феррит-гранатов в островковых структурах монодоменное состояние может сохраняться при характерном размере элемента до 3,5 см при значении $4\pi M_s \approx 300$ Гс [15]. Для переключения отдельной ячейки из одного состояния в другое необходимо приложить магнитное поле вдоль нормали к поверхности образца с напряженностью, превышающей значение $H_a - 4\pi M_s$.

Магнитооптические дисплеи, созданные на основе таких матричных структур, в принципе, обеспечивают три возможных состояния отдельной информационной ячейки: два монодоменных и одно размагниченное. Если поляризатор и анализатор установлены таким образом, что одна монодоменная ячейка выглядит темной, а другая светлой, то размагниченное состояние будет соответствовать промежуточной градации яркости, т. е. возможно формирование серого тона.

На основе описанного принципа записи информации серийно выпускаются магнитооптические транспаранты, содержащие массивы 48×48 или 64×64 ячеек, созданы макетные образцы размером 11×11 мм с информационной емкостью 16 кбит. Для обеспечения произвольной записи информации в таких устройствах используются две системы перпендикулярных токовых шин, расположенных в зазорах между магнитооптическими ячейками. Для переключения ячейки одновременно по горизонтальным и вертикальным шинам пропускается импульс тока. Так как явление переключения магнитооптической ячейки имеет пороговый характер, при правильном выборе амплитуды импульса тока происходит переключение только той ячейки, которая находится в месте пересечения токовых шин. Для обеспечения надежного срабатывания ячеек разброс порогов переключения по всему транспаранту не должен превышать 25 % [15].

Имеются различные варианты организации системы токовых шин. Первоначально импульсы тока пропускали

по двум смежным горизонтальным и вертикальным токовым шинам, причем в соседних шинах токи были направлены навстречу друг другу. При этом переключалась только та ячейка, где суммировались поля от горизонтальных и вертикальных токовых шин. Для снижения порога переключения и уменьшения разброса полей переключения от ячейки к ячейке предложено в краевых зонах каждой магнитооптической ячейки производить локальную имплантацию или локальный отжиг [15]. В результате локальной имплантации удастся контролируемым образом снизить поля переключения ячеек с нескольких тысяч до $100 \div 200$ Э. В результате надежное переключение ячеек происходит при пропускании импульсов тока с амплитудой на уровне 100 мА. В этом случае для переключения выбранной ячейки необходимо пропустить импульсы тока по одной вертикальной и одной горизонтальной шинам.

При наличии локального ионно-имплантированного участка процесс переключения ячейки протекает следующим образом. Сначала в ионно-имплантированной зоне образуется несквозной домен, затем домен прорастает по всей толщине пленки, и, наконец, на заключительной стадии происходит перемагничивание всей ячейки путем смещения границы. При использовании материала с предельной скоростью движения доменной границы на уровне 10 м/с для переключения ячейки с характерным размером 50 мкм необходимо примерно 5 мкс; если предельная скорость достигает 10^3 м/с, то время переключения должно сократиться до 50 нс. Создание домена в ионно-имплантированной области обеспечивается импульсом тока длительностью до 200 нс. Заполнение транспаранта происходит с тактовой частотой 1 МГц, для расширения доменов, возникших в ионно-имплантированной области, и перемагничивания ячеек используется поле подмагничивания, создаваемое общей для всех ячеек катушкой. При этом разброс по полю смещения составлял $\pm 25\%$ от номинального значения.

По сравнению с магнитооптическими транспарантами с резистивным подогревом описанное устройство характеризуется меньшим временем переключения ячейки, широким температурным интервалом (продемонстрирована работоспособность при температурах до 100 °С); контраст при использовании белого света достигает 20 : 1, а при монохроматическом освещении — более 100 : 1. Использование зеркального покрытия позволяет применять транспарант с такой организацией ячеек в режиме отраженного света [15].

Вопрос о переключении ячеек магнитооптического транспаранта требует специального обсуждения. Теория предсказывает, что для переключения однородно намагниченной изолированной ячейки транспаранта необходимо приложить магнитное поле с напряженностью $H_a^* = H_a - 4\pi M_s$. Для обычно применяемых магнитооптических материалов величина H_a^* достигает нескольких тысяч эрстед, так что при использовании для переключения ячейки x - и y -токовых шин при характерном размере ячейки 100 мкм требуются токи величиной в несколько ампер, что препятствует практической реализации магнитооптических транспарантов.

В действительности поля переключения могут быть существенно меньше, так как процесс переключения начинается на локальных неоднородностях ячейки, которыми в частном случае могут являться ее края. При этом резко возрастает разброс порогов переключения от ячейки к ячейке.

При произвольной ориентации поля напряженность переключения H_{Π} однородно намагниченной одноосной пленки определяется формулой

$$H_{\Pi}(\theta) = H_a^* (\cos^{2/3}\theta + \sin^{2/3}\theta)^{-3/2}, \quad (4.16)$$

где θ — угол между нормалью к плоскости пленки и направлением приложенного поля. Максимальных значений поле переключения достигает при углах $\theta=0$ и 90° , а минимального — при $\theta=45^\circ$. На рис. 4.27 показана зависимость поля переключения H_{Π} от угла θ для квадратной ячейки магнитооптического транспаранта с шириной стороны 109 мкм [33]. При формировании ячеек канавки между ними протравливались до подложки. Эпитаксиальная пленка состава $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ имела следующие параметры: $H_a=4400$ Э, $4\pi M_s=94$ Гс, $h=7,6$ мкм, $w=26$ мкм. При $\theta=0^\circ$ поле переключения равнялось 3950 Э, при $\theta=45^\circ$ оно уменьшалось до 2200 Э. На рисунке пунктирная кривая 1 соответствует выражению (4.16) при $H_a^*=4350$ Э. Имплантация ионов B^+ , приводящая к деформации решетки

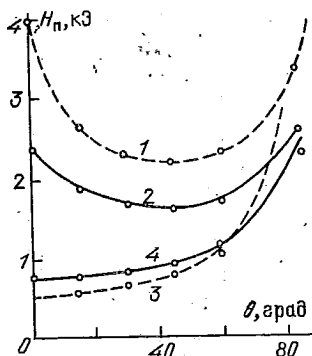


Рис. 4.27. Зависимость поля переключения H_{Π} от угла θ для квадратной ячейки магнитооптического транспаранта. Относительная деформация решетки в ионноимплантированном слое: 1 — 0,00; 2 — 0,05; 3 — 0,10; 4 — 0,15 % [33]

ки на уровне 0,05 %, обеспечивает снижение величины H_n , однако вид кривой $H_n(\theta)$ не изменяется (кривая 2). Увеличение дозы имплантации и соответствующее увеличение деформации решетки до 0,1 % приводит к существенному изменению зависимости поля переключения от угла θ (кривая 3). В этом случае минимальное поле переключения $H_n=570$ Э соответствует $\theta=0^\circ$. Кривая 3 описывается выражением $566/\cos \theta$. Повышение уровня деформации решетки до 0,15 % ведет к некоторому росту поля переключения (кривая 4).

В неимплантированной ячейке поле переключения определяется процессом когерентного вращения намагниченности, который начинается, когда поле смещения превышает величину $H_n(\theta)$, определяемую формулой (4.16). При малых дозах имплантации в ионно-имплантированной области наблюдается снижение поля одноосной анизотропии, что ведет к понижению порога переключения при сохранении зависимости от угла θ , определяемой выражением (4.16). В данном случае процесс переключения ячейки происходит следующим образом. В ионно-имплантированной области имеет место когерентное вращение намагниченности, в результате образуется 180-градусная доменная граница, которая под действием поля смещения движется в направлении границы раздела между имплантированной и неимплантированной областями. Наличие градиента одноосной магнитной анизотропии (это основной фактор) на границе раздела создает энергетический барьер, препятствующий движению доменной границы. При малой величине ΔK_u (малые дозы ионной имплантации) 180-градусная доменная граница под действием магнитного поля преодолевает этот барьер и проталкивается в неимплантированный слой. Процесс переключения ячейки заканчивается, когда доменная граница достигает подложки. Очевидно, что в этом случае поле переключения определяется когерентным вращением намагниченности.

При дальнейшем увеличении дозы ионной имплантации величина H_n^* уменьшается, в итоге достигается такое состояние, когда сформировавшаяся в ионно-имплантированном слое 180-градусная доменная граница не может преодолеть границу между имплантированным и неимплантированными слоями. В этом случае поле переключения определяется давлением, которое должно создать внешнее поле для продвижения доменной границы в объем неимплантированного слоя. Поле, необходимое для переключения ячейки, в таких условиях определяется градиентом энергии до-

менной границы $\nabla\sigma_w$. В предположении, что H_a слабо меняется на ширине доменной границы, и пренебрегая размагничивающими полями, можно приближенно записать

$$\nabla\sigma_w = M_s \nabla H_a \Delta,$$

где $\Delta = (A/K_u)^{1/2}$ — параметр ширины доменной границы. Приравнявая $\nabla\sigma_w$ давлению внешнего магнитного поля $2M_s H \cos \theta$, находим

$$H_n = (2 \cos \theta)^{-1} \nabla H_a \Delta. \quad (4.17)$$

Формула (4.17) удовлетворительно описывает угловую зависимость $H_n(\theta)$ при деформации решетки 0,1 % и более.

Из приведенного рассмотрения следует, что поле переключения ячейки магнитооптического транспаранта должно падать при снижении величины ∇H_a . Это может быть достигнуто путем создания более плавного изменения профиля деформаций решетки при переходе от имплантированного к неимплантированному слоям. Эксперимент показал, что применение многократной имплантации с разной энергией ионов приводит к заметному снижению порогового поля переключения, например, достигнуто значение 150 Э вместо 1500 Э для неимплантированной пленки, причем разброс значений пороговых полей находится в пределах 10 %. К аналогичному результату приводит отжиг после проведения ионной имплантации.

§ 4.8. Магнитооптические головки для считывания информации с магнитного носителя

Процесс считывания информации с помощью магнитооптической головки заключается в переносе информации с магнитного носителя на среду считывания, обладающую большим значением эффекта Фарадея или Керра, и последующим магнитооптическим считыванием информации с помощью одного из указанных эффектов с промежуточной среды считывания. Способ магнитооптического считывания с помощью промежуточной среды целесообразно применять в том случае, когда оптические характеристики носителя информации не позволяют производить считывание непосредственно с самого носителя (например, когда считывание информации с помощью эффекта Керра не обеспечивает требуемого отношения сигнал/шум).

В настоящее время наиболее перспективной средой для магнитооптических головок считывания являются эпитаксиальные пленки висмутсодержащих феррит-гранатов,

обладающие большим фарадеевским вращением. Применение таких пленок в режиме удвоения эффекта Фарадея (свет проходит дважды через магнитооптическую среду, отразившись от диэлектрического зеркала, находящегося на нижней поверхности пленки) обеспечивает достижение значения фарадеевского вращения на уровне нескольких десятков градусов при толщине пленки порядка 10 мкм на длине волны 0,63 мкм.

На рис. 4.28 схематично изображен процесс считывания с магнитного носителя с помощью тонкой пленки феррит-граната. Магнитные поля рассеяния, создаваемые доменной структурой носителя информации, перестраивают доменную структуру пленки феррит-граната с одноосной

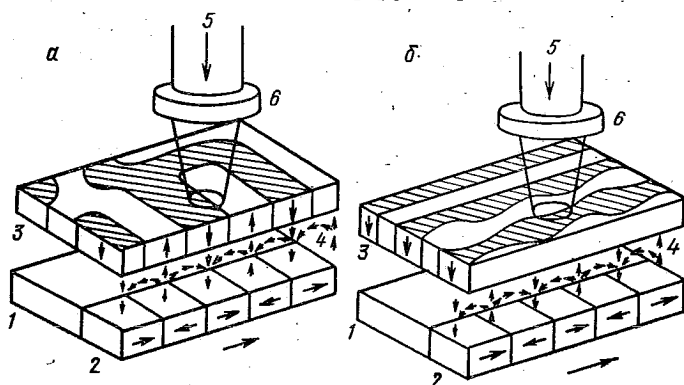


Рис. 4.28. Магнитооптическое считывание информации с магнитного носителя с помощью эпитаксиальной пленки феррит-граната с лабиринтной (а) и полосовой (б) доменной структурой: 1 — среда записи, 2 — дорожка с записанной информацией, 3 — магнитооптическая пленка, 4 — магнитный поток рассеяния, 5 — луч лазера, 6 — объектив [34]

магнитной анизотропией; в результате над дорожкой записи формируется система полосовых доменов, причем над местом нахождения положительных магнитных зарядов в носителе информации намагниченность в домене в одноосной пленке считывания направлена вверх, а над отрицательными магнитными зарядами — вниз (рис. 4.28 а). Таким образом, при переносе информации с носителя на магнитооптическую среду считывания доменные границы в носителе находятся под центрами доменов в магнитооптической среде считывания и наоборот.

При перемещении носителя информации происходит перемещение связанной с ним доменной структуры в верх-

нем слое считывания. Изменение фарадеевского вращения света, проходящего через пленку и отраженного от ее нижней поверхности, преобразуется с помощью анализатора в изменение амплитуды сигнала считывания.

Одним из важнейших параметров магнитооптической головки считывания является минимальный период считывания информации. Очевидно, что минимальный период считывания определяется параметрами доменной структуры среды считывания и размером зазора, так как для эффективного переноса информации необходимо, чтобы зазор между носителем информации и магнитооптической средой считывания был меньше, чем период доменной структуры. Другим важным параметром является предельная частота считывания, определяемая в первую очередь динамическими характеристиками доменных границ используемой магнитооптической среды считывания.

Основные результаты экспериментальных исследований процесса переноса информации с носителя на магнитооптическую среду считывания таковы:

1. Предел в области минимальных длин волн записи информации l_3^{\min} , определяемый неискаженным переносом информации с носителя на магнитооптическую среду считывания, примерно равен периоду P лабиринтной доменной структуры. Возможно воспроизведение несколько меньших значений l_3^{\min} при наличии значительных напряженностей полей рассеяния.

2. Уменьшение вертикальной компоненты магнитного поля рассеяния H_z приводит к возникновению синусоидальных искажений доменной структуры при воспроизведении максимальных длин волн, что определяет верхний предел неискаженного переноса информации.

3. Уменьшение величины l_3^{\min} приводит к снижению l_3^{\max} , например при $l_3^{\min}=4$ мкм максимальное значение ограничивается $l_3^{\max}=20$ мкм.

4. Предельная скорость перемещения доменной границы в случае сильной связи носителя информации с магнитооптической средой считывания (большие значения напряженности поля рассеяния H_z) определяется процессами динамической конверсии в доменной границе в области l_3^{\min} , в случае слабой связи (малые значения напряженности поля рассеяния H_z) наблюдается недостаточная скорость перемещения доменной границы в слабом градиенте поля продвижения.

5. Способ переноса информации характеризуется наличием специфических процессов, проявляющихся в замы-

кании информационных доменов с доменами на периферии пленки или в других дорожках регистрации. Наличие таких связей приводит также к появлению перекрестных искажений при считывании сигналов, записанных на узкой дорожке.

В [34] предложен способ считывания информации с магнитного носителя с помощью системы полосовых доменов, ориентированных вдоль дорожек записи (рис. 4.28 б). При таком способе воспроизведения информации магнитные поля рассеяния, связанные с магнитными зарядами на поверхности носителя, модулируют ширину полосовых доменов, т. е. магнитные поля рассеяния, направленные вверх, увеличивают ширину доменов, намагниченность которых ориентирована по направлению поля, и уменьшают ширину противоположно намагниченных доменов. При перемещении носителя относительно магнитооптической головки область с модуляцией ширины доменов отслеживает движение носителя информации. Как и в предыдущем случае, изменение результирующей намагниченности в области засветки лазерным лучом, в результате изменения площадей доменов с намагниченностью, ориентированной вверх и вниз, приводит после прохождения луча через анализатор к изменению амплитуды сигнала. Ширина доменов в присутствии магнитных полей рассеяния от доменной структуры носителя информации изменяется почти синусоидально с периодом, определяемым длиной волны записанной информации.

Если распределение намагниченности от информации, записанной на магнитном носителе (примем для определенности, что носителем информации является магнитный диск), носит синусоидальный характер, среднее магнитное поле рассеяния \bar{H}_z в направлении оси z (нормали к поверхности пленки) описывается выражением [34, 35]

$$\bar{H}_z = (2\pi h)^{-1} l_3 H_p [1 - \exp(-l_3^{-1} \cdot 2\pi h)] \exp(-l_3^{-1} \cdot 2\pi S),$$

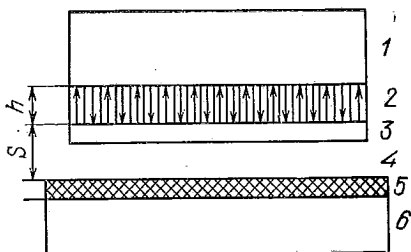
где S — зазор между магнитным диском и поверхностью пленки феррит-граната, H_p — магнитное поле рассеяния на поверхности магнитного диска.

Магнитооптическая головка считывания показана на рис. 4.29. Запоминающая среда представляет собой диск диаметром 35 см с магнитным слоем CrO_2 ; диск приводится во вращение электродвигателем постоянного тока; высота установки диска относительно основания составляла 400 мкм. При частоте вращения электродвигателя более

1000 об/м диск вращается устойчиво, плаывая на воздушной подушке толщиной 300 мкм.

Запись сигналов на магнитный диск осуществлялась с помощью магнитной головки, имеющей ширину дорожки

Рис. 4.29. Магнитооптическая головка для считывания информации с магнитного носителя: 1 — подложка, 2 — магнитооптическая пленка, 3 — диэлектрическое зеркало и защитное покрытие, 4 — воздушный зазор, 5 — магнитный носитель, 6 — основание диска [34]



записи 120 мкм и ширину зазора 1,8 мкм. Зона записи занимала область с радиусом 13 ÷ 15 см. Источником света служил гелий-неоновый лазер, луч которого фокусировался на пленку феррит-граната с помощью объектива с фокусным расстоянием 7,8 мм, в качестве поляризатора и анализатора использовались призмы Глана — Томсона, фотодетектор — лавинный фотодиод. Частотная характеристика системы, состоящей из фотоприемника и усилителя сигналов, линейна в диапазоне 0,1 ÷ 10 МГц.

Блок магнитооптического считывания устанавливался в держателе перед линзой объектива. При частоте вращения диска более 1000 об/мин воздушный зазор сохранял постоянное значение за счет эффекта воздушной подушки при условии, что размер магнитооптического элемента не превышал 1,5 × 1,5 мм. Ниже приведены технические данные магнитного диска и параметры эпитаксиальной пленки феррит-граната, использовавшейся в магнитооптической головке считывания:

Магнитный материал	CrO_2
Остаточная магнитная индукция B_r , Гс	1500
Коэрцитивная сила H_c , Э	550
Толщина магнитного слоя, мкм	5
Состав пленки	$(\text{YSmLuBiCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$
Намагниченность насыщения, Гс	439
Толщина пленки h , мкм	2,7
Период доменной структуры P_0 , мкм	4,5

С помощью описанной системы продемонстрирована возможность воспроизведения сигналов с длиной волны записи $\lambda_s = 6,3$ мкм и 50 мкм без искажения при ширине дорожки записи 15 мкм, при этом соседние дорожки разделялись немодулированными полосовыми доменами. Полученные

результаты позволяют оценить диаметр луча лазера: $d \approx 5$ мкм. Это значение согласуется с теоретическим значением $d = (\pi D)^{-1} \cdot 4\lambda F \approx 5$ мкм, где D — диаметр луча лазера, падающего на объектив (что в данной ситуации соответствует апертуре объектива), составляя 1,3 мм, $F=7,8$ мм, $\lambda=0,63$ мкм.

Принципиально считывание возможно до ширины дорожки, близкой к ширине полосового домена. Достоинством описанного метода по сравнению со случаем считывания с помощью лабиринтной доменной структуры является отсутствие синусоидальных искажений доменной структуры при уменьшении напряженности поля рассеяния H_z . Считывание происходит стабильно в широком интервале длин волн записи от 5 до 200 мкм, при этом форма колебаний не является прямоугольной даже в случае, когда длина волны записи велика по сравнению с диаметром луча считывания. Характеристики считывания практически не изменяются при изменении скорости вращения диска. в интервале от 16 до 50 м/с, в то время как при использовании

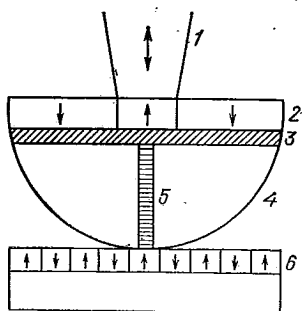


Рис. 4.30. Магнитооптическая головка с замыканием магнитного потока: 1 — луч лазера, 2 — магнитооптическая среда считывания, 3 — зеркальный слой, 4 — стекло, 5 — пленка с высокой магнитной проницаемостью, 6 — магнитный носитель информации [35]

магнитная пленка с высокой магнитной проницаемостью обеспечивает замыкание магнитного потока от носителя информации на магнитооптическую среду считывания, при этом происходит модуляция ширины домена в магнитооптической пленке, вполне достаточная для регистрации изменения намагниченности лазерным лучом. Ожидается,

при использовании магнитооптических головок с лабиринтной доменной структурой при $v=30$ м/с наблюдается резкое падение амплитуды сигнала и рост шума.

Использование магнитооптических головок описанного вида для считывания информации с магнитооптических дисков обеспечивает регистрацию сигналов с широким диапазоном длин записи от 5 до 200 мкм. Возможно стабильное считывание информации при движении носителя информации со скоростью 50 м/с [34].

Для повышения пространственного разрешения предложена магнитооптическая головка, показанная на рис. 4.30.

Что новая конструкция головки обеспечит воспроизведение информации с носителя с повышенной плотностью дорожек и увеличенной плотностью записи в дорожке. В эксперименте зарегистрировано изменение ширины домена более 1 мкм при номинальной ширине домена 2,5 мкм. Расчеты показывают, что описанная система при диаметре лазерного луча 2 мкм должна обеспечить отношение сигнал/шум на уровне 75 дБ [35].

§ 4.9. Лазерные гироскопы с магнитооптическими элементами

Тонкие магнитные пленки находят применение при создании новых типов лазерных гироскопов [36], которые применяются в бесплатформенных навигационных системах. Чувствительным элементом лазерного гироскопа является лазер с кольцевым резонатором, в котором генерируются две независимые противоположно направленные моды излучения. Частоты встречных мод определяются скоростью вращения кольцевого резонатора в инерциальном

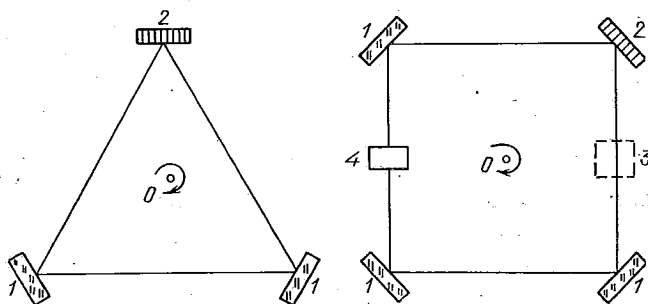


Рис. 4.31. Оптические конфигурации кольцевых лазерных гироскопов с магнитооптическими элементами с линейно поляризованными (а) и циркулярно поляризованными (б) модами: 1 — диэлектрические зеркала, 2 — магнитооптическое зеркало, 3 — фарадеевская ячейка, 4 — циркулярный поляризатор, 0 — ось вращения

пространстве. Разность частот встречных мод пропорциональна угловой скорости вращения.

Существуют две основные оптические конфигурации лазерных гироскопов: лазерный резонатор с нечетным числом зеркал (обычно их три) с линейно поляризованными собственными модами излучения и лазерный резонатор с четным числом зеркал (четыре зеркала) с циркулярно поляризованными собственными модами излучения (рис. 4.31).

При вращении кольцевого лазерного резонатора вокруг оси, перпендикулярной плоскости резонатора, происходит изменение частот распространяющихся навстречу мод. С точки зрения наблюдателя, вращающегося с резонатором, время, за которое световая волна обходит замкнутый контур, будет больше для волны, распространяющейся в направлении вращения резонатора, чем для волны, распространяющейся в противоположном направлении. Так как скорость света постоянна, эффект интерпретируется наблюдателем как увеличение суммарной длины оптического пути в направлении вращения и как сокращение длины пути в противоположном направлении. При резонансе на длине резонатора укладывается целое число длин волн, т. е. изменение оптического пути сопровождается сдвигом частоты с противоположным знаком для встречных мод.

Возникающая разность частот встречных мод прямо пропорциональна угловой скорости Ω :

$$\Delta f = (\lambda L)^{-1} \cdot 4S\Omega, \quad (4.18)$$

где S — площадь, ограниченная оптическим контуром резонатора, L — оптическая длина резонатора, λ — длина волны излучения.

Наилучшими с точки зрения применения в лазерных гироскопах являются гелий-неоновые лазеры с длиной волны излучения 0,63 и 1,15 мкм [36]. Первые эксперименты с лазерными гироскопами показали, что их реальные характеристики отличаются от описываемых выражением (4.18). При малых угловых скоростях существуют зона нечувствительности и смещение нуля, а также нестабильность характеристик во времени, от включения к включению и при изменении внешних условий.

Причиной появления зоны нечувствительности и нелинейности характеристики при малых угловых скоростях является связь встречных мод, возникающая из-за обратного рассеяния света на элементах резонатора. Эта связь приводит к синхронизации мод (явление захвата) в некотором интервале угловых скоростей $-\Omega_L < \Omega < \Omega_L$, где Ω_L — порог захвата.

Для того чтобы свести к минимуму связь встречных мод через обратное рассеяние, в качестве отражателей в лазерных гироскопах используют зеркала с многослойными (до двадцати слоев) диэлектрическими покрытиями, обеспечивающими коэффициент отражения более 99,7% и коэффи-

циент обратного рассеяния менее 0,05 % [36]. Тем не менее типичная величина Ω_L — сотни градусов в час.

Для устранения явления захвата рабочую точку лазерного гироскопа смещают за счет искусственно создаваемой разности хода встречных мод, что приводит к расщеплению частот («подстановке») даже в отсутствие реального вращения лазерного гироскопа. Требуемую разность частот создают либо за счет невзаимных оптических эффектов (эффекта Фарадея или эффекта Керра), либо за счет вращения лазерного гироскопа с постоянной скоростью или создания механических крутильных колебаний.

В одном из вариантов лазерного гироскопа используется магнитооптическое зеркало. В данном случае частотная подставка создается за счет поперечного магнитооптического эффекта Керра. Первоначально использовался фарадеевский элемент, однако при помещении в резонатор ячейки Фарадея возникает необходимость температурной стабилизации, увеличивается обратное рассеяние света, а также существенно возрастает стоимость системы. Одним из недостатков такого решения является увеличение потерь в резонаторе вследствие поглощения оптического излучения в магнитном зеркале. Лазерный гироскоп с магнитооптическим зеркалом характеризуется температурной чувствительностью менее 0,02 град/(ч·К) и магнитной — менее 0,03 град/(ч·Э), допускает ускорения до 20g.

Ячейка Фарадея использована для вывода из зоны захвата дифференциального лазерного гироскопа [36]. В приборе применяется четырехчастотный режим работы на модах с циркулярной поляризацией излучения, при этом одновременно возбуждаются две пары встречных мод. Так как поляризации мод гироскопа различны, ячейка Фарадея создает для каждой моды смещение, одинаковое по частоте, но противоположное по знаку. При суммировании выходных сигналов смещения, вызванные ячейкой Фарадея, взаимно компенсируются, а обусловленные вращением — складываются. Использование циркулярной поляризации излучения обеспечивает уменьшение связи встречных мод через обратное рассеяние и, как следствие этого, влияния захвата на характеристики лазерного гироскопа.

Внутрирезонаторные оптические элементы приводят к усложнению конструкции лазерного гироскопа и повышению температурной чувствительности, поэтому на современном этапе развития лазерной гироскопии весьма актуальной является задача создания магнитооптических зеркал, обладающих малыми оптическими потерями.

Фарадеевский элемент, предназначенный для использования в кольцевых лазерных резонаторах, должен удовлетворять следующим требованиям:

1. Поле переключения направления намагниченности меньше 2 Э .

2. Собственные оптические потери меньше $0,5 \%$.

3. Магнитооптическая добротность F_1 больше 60° .

Предложено два варианта фарадеевских элементов на основе эпитаксиальных пленок феррит-гранатов для использования в кольцевых лазерных резонаторах [37]. Структура первого типа состоит из односторонней эпитаксиальной пленки феррит-граната толщиной $(2n)^{-1}\lambda$ на подложке из гадолиний-галлиевого граната и двух просветляющих покрытий из MgF_2 толщиной $(4n)^{-1}\lambda$, нанесенных на эпитаксиальный слой и подложку.

При создании фарадеевского элемента первого типа использовались эпитаксиальные пленки состава $I-(\text{YBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, выращенные из бесвинцового растворителя $\text{Vi}_2\text{O}_3-\text{K}_2\text{O}$ [37]. Ниже приведены параметры эпитаксиальной структуры:

Состав	I	II
Коэффициент преломления	2,19	2,11
Толщина эпитаксиального слоя h , мкм	3	3
Поле насыщения (переключения намагниченности) H_s , Э	<10	<10
Удельное фарадеевское вращение Φ_F , град/см	-200	200
Коэффициент поглощения ($\lambda = 1,152$ мкм) α , см^{-1}	<10	<10
Коэффициент пропускания системы T		>0,995

Предпринимались специальные меры для уменьшения оптического поглощения на рабочей длине волны $\lambda = 1,152$ мкм. При выращивании серии эпитаксиальных пленок с различным содержанием ионов Ca^{2+} коэффициент поглощения α на рабочей длине волны изменялся от 410 до менее 10 см^{-1} .

Основным недостатком фарадеевского элемента, изображенного на рис. 4.32 а, является наличие потерь на отражение на границе раздела эпитаксиальная пленка — подложка. Для устранения указанного механизма потерь изготовлен фарадеевский элемент, показанный на рис. 4.32 б. Устранение потерь на отражение на границе пленка — подложка достигается существенным усложнением технологии изготовления элемента. В этом случае сначала на подложку из гадолиний-галлиевого граната эпитакси-

ально с двух сторон наращивались слои феррит-граната толщиной $(4n)^{-1}\lambda$, представляющие собой просветляющее покрытие. Для формирования просветляющего покрытия использовался состав $(YGd)_3(FeGa)_5O_{12}$, в котором контролируемое изменение содержания галлия позволяет изменять коэффициент преломления материала от 2,00 до 2,12

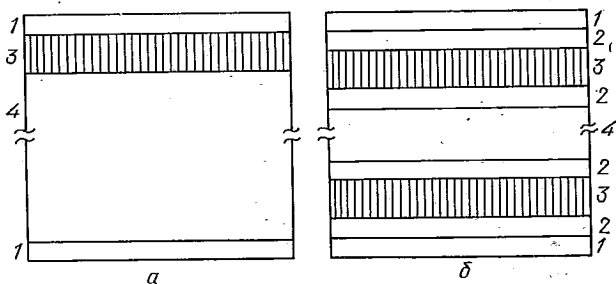


Рис. 4.32. Многослойные магнитооптические структуры с просветляющими покрытиями для лазерных гироскопов: 1 — пленка MgF_2 , $n=\lambda/2$, 2 — просветляющее покрытие из парамагнитного феррит-граната, 3 — эпитаксиальная пленка феррит-граната, 4 — подложка [37]

при допустимом уровне рассогласования параметров решеток подложки и пленки. При достижении оптимального значения коэффициента преломления материал просветляющего покрытия при комнатной температуре находился в парамагнитном состоянии.

На внутренние просветляющие слои наращивались магнитооптические слои состава $II-(YLa)_3(FeGa)_5O_{12}$ (рис. 4.32 б). На магнитооптические слои наносились просветляющие эпитаксиальные пленки парамагнитного феррит-граната, после чего наносились верхние просветляющие покрытия из MgF_2 . Структура, показанная на рис. 4.32 б, обеспечивает чрезвычайно малые потери на отражение (пропускание системы превышает 0,995).

Использование магнитооптического элемента первого типа (рис. 4.32 а) в кольцевом лазерном гироскопе обеспечило создание «подставки» с эквивалентной угловой скоростью 350 град/с, что позволило полностью устранить явление захвата, при этом полные потери были менее 1 %, тогда как на магнитооптический элемент приходилось менее 0,5 %. Оптические потери, связанные с магнитооптическим элементом, изображенным на рис. 4.32 б, не превышают 0,1 %.

§ 4.10. Элементы интегральной магнитооптики

Первое сообщение об использовании эпитаксиальных пленок прозрачных магнетиков — феррит-гранатов в качестве магнитооптических волноводов появилось в 1972 г. [38, 39]. Волноводное распространение света наблюдалось в пленке состава $Y_3Fe_{4,3}Sc_{0,7}O_{12}$, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Свет гелий-неонового лазера вводился в пленку с помощью призмы, потери составляли 8 дБ/см для $\lambda=1,152$ мкм и менее 3 дБ/см для $\lambda=1,523$ мкм.

Эпитаксиальные пленки феррит-гранатов, предназначенные для использования в интегральной магнитооптике, должны удовлетворять нескольким специфическим требованиям. А именно, намагниченность должна лежать в плоскости пленки, а анизотропия и коэрцитивность должны иметь минимальные значения, чтобы обеспечить вращение вектора намагниченности с помощью управляющих полей напряженностью в несколько эрстед.

Важной характеристикой тонкопленочного волновода являются потери, которые складываются из потерь на поглощение в материале волновода, подложки и верхнего слоя, рассеяния на границах раздела сред и в объеме пленки. Процессы рассеяния приводят к перекачке энергии в другие волноводные моды или моды излучения.

Одним из важнейших параметров магнитооптического волновода является фарадеевское вращение материала на рабочей длине волны. К настоящему моменту предложено и опробовано довольно много составов феррит-гранатов, пригодных для создания тонкопленочных магнитооптических волноводов. Наиболее перспективными волноводными структурами для интегральной магнитооптики являются эпитаксиальные пленки феррит-гранатов, содержащие ионы празеодима и висмута. Введение ионов празеодима обеспечивает возникновение плоскостной анизотропии, а ионов висмута — увеличение фарадеевского вращения материала.

Анизотропные магнитооптические волноводы. Невырожденное распространение мод в изотропном магнитооптическом волноводе затрудняет достижение большого коэффициента преобразования мод. Для увеличения указанного коэффициента, кроме методов создания периодических магнитных структур (см. § 1.10), можно использовать наличие анизотропии оптических свойств в материале подложки, волноводной пленки или верхнего слоя [38—40].

Волноводы с большим фарадеевским вращением. В [41, 42] исследовано явление преобразования мод в гиротропных волноводах на основе эпитаксиальных пленок висмут-содержащих феррит-гранатов. На рис. 4.33 показаны расчетные значения коэффициентов преобразования мод TE — TM в зависимости от толщины волноводного слоя для ряда

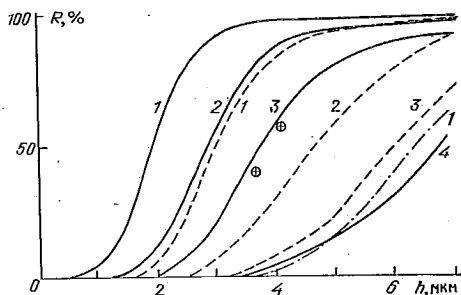


Рис. 4.33. Зависимость коэффициента преобразования мод от толщины пленки для мод TE_0 — TM_0 (сплошные кривые), TE_1 — TM_1 (штриховые), TE_2 — TM_2 (штрихпунктирная). $\Phi_F=2760, 920, 460, 115$ град/см (кривые 1—4 соответственно), \oplus — экспериментальные результаты [42]

значений фарадеевского вращения. При $\Phi_F=1000$ град/см и толщине волновода $h>4$ мкм эффективность преобразования мод TE_0 — TM_0 должна превышать 90 %, при переходе к высшим модам эффективность преобразования резко падает. В эксперименте в эпитаксиальной пленке состава $(YbPr)_{2,65}Bi_{0,35}Fe_{3,8}Ga_{1,2}O_{12}$ с $h=4,13$ мкм и $\Phi_F=510$ град/см на длине волны $\lambda=1,15$ мкм для мод TE_0 — TM_0 эффективность преобразования мод достигала 43 % [42].

В эпитаксиальной пленке $Bi_{0,68}Pb_{0,02}Tm_{2,3}Fe_{3,8}Ga_{1,2}O_{12}$ с $h=13,0$ мкм и $\Phi_F=1300$ град/см для мод TE_6 — TM_6 , TE_7 — TM_7 , TE_8 — TM_8 достигнута максимальная эффективность преобразования на уровне 80÷90 %, потери на длине волны $\lambda=1,15$ мкм достигали 25÷30 дБ/см. Такие большие коэффициенты преобразования мод высших порядков можно объяснить, предположив существование в пленках наведенного двулучепреломления с $\Delta n=5,5 \cdot 10^{-4}$ [41].

Квадратичные магнитооптические эффекты. Квадратичные магнитооптические эффекты приводят к некоторому изменению диагональных элементов тензора диэлектрической проницаемости кристалла и к появлению недиагональных элементов. Указанное обстоятельство в определенных условиях может приводить к уменьшению фазового

рассогласования TE - и TM -мод волновода и даже вырождения мод. Квадратичные по намагниченности эффекты в определенных конфигурациях также приводят к связи TE - и TM -мод. Учитывая, что в феррит-гранатах вклад таких эффектов может быть сравним с вкладом линейных по намагниченности эффектов [43], можно ожидать заметного влияния квадратичных магнитооптических эффектов на распространение света в гиротропных волноводах.

Экспериментальная проверка изложенных выше соображений проведена на магнитооптическом волноводе в виде эпитаксиальной пленки иттрий-гадолиний-галлиевого феррит-граната толщиной 4,5 мкм. Излучение гелий-неонового лазера с $\lambda=1,152$ мкм распространялось вдоль оси [110]. В геометрии эффекта Фарадея эффективность преобразования мод TE_0-TM_0 достигала 75 % на длине преобразования $L=6$ мм, в геометрии эффекта Коттона — Мутона эффективность преобразования достигала 50 % на длине преобразования $L=10$ мм. В пленке $Gd_{0,5}Y_{2,5}Fe_{4,1}Ga_{0,9}O_{12}$ толщиной 5,6 мкм в геометрии эффекта Фарадея преобразование мод достигало 90 %. Потери на распространение излучения с $\lambda=1,15$ мкм для мод TE_0 и TM_0 составляли 5 дБ/см. Во всех исследованных пленках существовало наведенное двойное лучепреломление, обусловленное различием параметров решеток подложки и пленок.

Явление магнитного линейного двуупреломления (эффект Коттона — Мутона) использовано для обеспечения эффективного преобразования волноводных мод в пленках

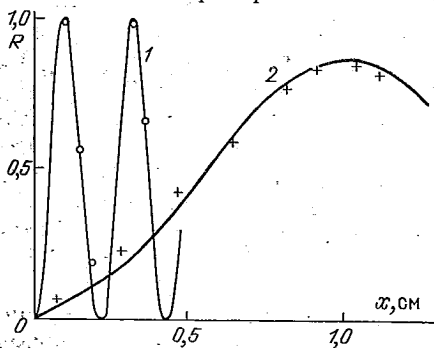


Рис. 4.34. Зависимость коэффициента преобразования мод TE_0-TM_0 от расстояния между входной и выходной призмами в геометрии эффекта Фарадея (1) и Коттона — Мутона (2) [38]

феррит-гранатов, выращенных с разориентацией нормали к плоскости пленки от оси [111] [44]. В таких пленках намагниченность имеет составляющую в плоскости пленки, что приводит к возникновению магнитного линейного двой-

ного лучепреломления при распространении света в плоскости пленки. На рис. 4.34 проведено сопоставление результатов преобразования мод TE_0 — TM_0 в геометрии эффекта Фарадея ($\Phi_F=13,8$ град/см) и в геометрии эффекта Коттона — Мутона.

Наличие 100-процентного преобразования мод в геометрии эффекта Фарадея указывает на существование наведенного оптического двулучепреломления.

Магнитооптические модуляторы. Первым интегральным магнитооптическим устройством, в основе работы которого лежал процесс преобразования волноводных мод, явился модулятор-переключатель светового излучения с управляющим проводником в виде меандра [38, 39]. В приборе использовалась эпитаксиальная пленка состава $Y_3Fe_{3,5}Sc_{0,4}Ga_{1,1}O_{12}$ толщиной 3,5 мкм, выращенная на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией

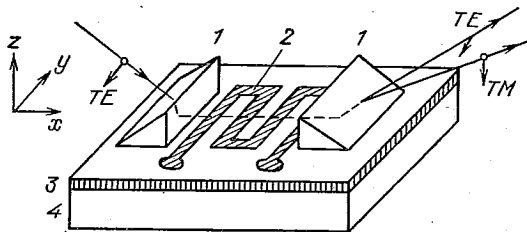


Рис. 4.35. Тонкопленочный магнитооптический модулятор лазерного излучения: 1 — входная и выходная призмы, 2 — проводник, 3 — эпитаксиальная пленка феррит-граната, 4 — подложка

в плоскости (111). Вектор намагниченности \vec{M} лежал в плоскости пленки. Поле, необходимое для вращения намагниченности в плоскости пленки, не превышало 1 Э.

На рис. 4.35 показана конструкция прибора. Ввод и вывод света осуществлялся с помощью призм, управляющий проводник имел период $P=(\Delta\beta)^{-1} \cdot 2\pi \approx 0,25$ см (где $\Delta\beta = 24,7$ рад/см) и обеспечивал изменение связи между TE - и TM -модами (при $M \parallel x$ достигалось максимальное преобразование мод, при $M \parallel y$ оно отсутствовало). Управление ориентацией вектора намагниченности осуществлялось с помощью двух токовых проводников в виде меандров, расположенных перпендикулярно друг другу. Теоретическая оценка дала для коэффициента преобразования 62 %, в эксперименте было достигнуто значение 52 %. Предельная частота модуляции (300 МГц) ограничивалась быстродействием детектора.

В другом случае [38, 39], также обеспечивающем значительный коэффициент преобразования мод, для создания периодического обращения намагниченности использовалась структура, формально эквивалентная набору маленьких постоянных магнитов, создающих внешнее магнитное поле, пространственно модулированное по знаку и амплитуде. Длина взаимодействия равнялась 1 см, оптимум преобразования мод, достигавший 80 %, получался при приложении продольного поля 1 Э и поперечного поля 2,4 Э.

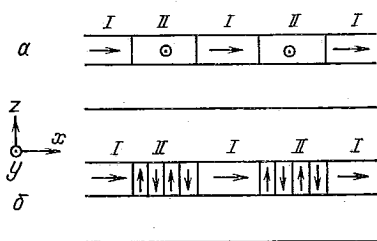


Рис. 4.36. Магнитооптический волновод с периодическим изменением направления намагниченности. Стрелками показано направление намагниченности

Предложенная структура изображена на рис. 4.36. В первом варианте (рис. 4.36 а) направление намагниченности пленки изменяется с продольного (участок I) на поперечное вдоль оси y (участок II), для которого отсутствует связь TE - и TM -мод. На участках с продольной намагниченностью происходит преобразование мод, а с поперечной — обеспечивается развязка мод и набегание разности фаз, так что обратная перекачка энергии, которая имеет место при однородной намагниченности, отсутствует.

Во втором варианте (рис. 4.36 б) намагниченность периодически меняется от продольной к вертикально-поперечной. Так как в такой геометрии имеет место связь между TE - и TM -модами при обоих направлениях намагниченности, то для обеспечения развязки на участках типа II создается система полосовых доменов. Вследствие хаотического изменения направления намагниченности на 180° на этих участках отсутствует направленная передача мощности между TE - и TM -модами. Для создания периодического обращения направления намагниченности предлагается использовать ионную имплантацию δ или локальный отжиг [38, 39].

Невзаимные элементы. Одной из важнейших задач ин-

тегральной оптики является создание невзаимных устройств, обеспечивающих построение оптических изоляторов и гираторов. В невзаимном волноводе коэффициент связи между модами должен зависеть от направления распространения света.

Анизотропный магнитооптический волновод, состоящий из магнитной пленки и анизотропного верхнего слоя, при определенных условиях может обеспечить требуемую невзаимность.

В эксперименте впервые существование невзаимности преобразования мод на уровне 7 дБ было продемонстрировано в [45]. В описываемом устройстве к диффузионному волноводу, сформированному в подложке из ниобата лития, прижималась до возникновения оптического контакта эпитаксиальная пленка висмутсодержащего феррит-граната.

Наряду с односекционными устройствами, невзаимное преобразование мод может быть получено в так называемых каскадных преобразователях, состоящих из двух секций, сформированных в одной и той же эпитаксиальной пленке [38]. В таком устройстве в одной секции внешнее магнитное поле и магнитный момент пленки направлены параллельно распространению света (геометрия Фарадея), а во второй намагниченность направлена перпендикулярно распространению света, но в плоскости пленки (геометрия эффекта Коттона — Мутона). Согласование фазовых скоростей волноводных мод достигается за счет деформации пленки, обусловленной рассогласованием параметров решеток подложки и пленки.

Используя формализм матриц Джонса, для рассматриваемой двухсекционной конструкции при распространении света в прямом направлении можно записать

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

соответственно при распространении света в обратном направлении

$$T^- = T_1^- T_2^- = i \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь T^\pm , T_1^\pm и T_2^\pm — матрицы преобразования для всего устройства, первой и второй секций соответственно, знак «плюс» указывает на распространение света в прямом, а «минус» — в обратном направлении. Таким образом, использование двухсекционного невзаимного устройства, в

принципе, обеспечивает достижение полного преобразования мод для прямой волны и отсутствие преобразования для обратной.

Экспериментально устройство реализовано на основе эпитаксиальной пленки состава $(\text{YGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной 5 мкм, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией в плоскости (111). Свет распространялся в направлении $\langle 110 \rangle$. Фарадеевская секция имела 3,5 мм, а секция с поперечной намагниченностью — 12 мм [38].

Невзаимное преобразование мод в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов наблюдалось при изменении направления магнитного поля на обратное при коллинеарной ориентации векторов намагниченности и направления распространения световой волны [46]. Эффект обусловлен сочетанием взаимного преобразования в подложке из-за оптической анизотропии, вызванной механическими напряжениями, и невзаимного преобразования в гиротропной пленке.

Еще большая невзаимность коэффициента преобразования ($R^+ = 0,93$, $R^- = 0,09$) наблюдалась в магнитооптическом волноводе на основе эпитаксиальной пленки феррит-граната в неоднородном магнитном поле [38]. Теоретически исследованы процессы распространения мод в пятислойной структуре, состоящей из двух изотропных диэлектрических волноводов, связанных гиротропной и/или анизотропной средами. Показано, что на основе рассмотренной структуры можно изготовить оптический циркулятор, который не требует разделения мод на входе и выходе, и вентиль, который не требует фильтрации мод [38].

Невзаимность распространения можно реализовать в волноводах с утечками. В волноводной структуре из пленки иттриевого феррит-граната с покрытием из ниобата лития потери при наличии утечки достигали 10 дБ на расстоянии 1 см при $\lambda = 1,15$ мкм. В таком устройстве волноводная мода преобразуется в излучательную моду, так что энергия рассеивается в окружающем пространстве. В этом случае снимаются жесткие требования к синхронизму мод, длине преобразователя, толщине пленки и качеству оптического контакта. Вентиль полувывтекающего типа может работать при любой длине распространения, т. е. удвоение длины ведет к удвоению эффекта невзаимности. Следует отметить, что в таком вентиле невозможно получить полную невзаимность, так как преобразование мод происходит по экспоненциальному закону. Недостатком описанного устройства являются большие потери при распространении сигнала

в прямом направлении, достигающие примерно 10 дБ при невязности 10 дБ [38].

Для создания высокоэффективных невязных элементов предложена схема с периодическим изменением намагниченности подрешеток в эпитаксиальной пленке феррит-граната, содержащей 1,3 формульной единицы галлия (т. е. состав, соответствующий результирующего магнитного момента). Периодическое изменение направлений намагниченности подрешеток достигалось локальным отжигом [47]. Устройство (рис. 4.37) обеспечивает невязное вращение плоскости поляризации света на $\pm 45^\circ$ на длине волны $\lambda = 1,45$ мкм в отсутствие эллиптичности выходящего света (примеси другой моды излучения); в результате достигнуто отношение затухания в обратном направлении к потерям в прямом направлении, равное 500 : 1.

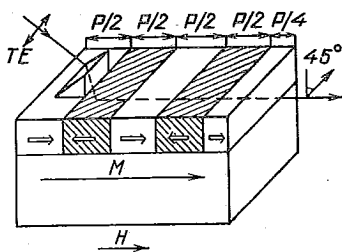


Рис. 4.37. Высокоэффективный невязный тонкопленочный элемент с периодическим изменением направлений намагниченности подрешеток. Короткими стрелками показана ориентация намагниченности октаэдрической подрешетки [44]

Анализ процесса распространения оптического излучения в тонкопленочном магнитооптическом волноводе с помощью представления состояний поляризации на сфере Пуанкаре позволил установить, что максимальная невязность преобразования может быть обеспечена при создании в тонкопленочном волноводе периодически повторяющихся участков постоянной длины (равной половине периода двойного лучепреломления волновода), в которых фарадеевское вращение периодически изменяет знак, и конечного сегмента длиной в четверть периода двулучепреломления. Число сегментов длиной $P/2$ определяется фарадеевским вращением материала волновода и разностью фаз $\Delta\beta$ волноводных мод. Если отношение Φ_F к $\Delta\beta$ выбрано таким образом, что выполняется условие

$$\operatorname{arctg} [(\Delta\beta)^{-1} \cdot 2\Phi_F] = (2n + 1)^{-1} \cdot 90,$$

где n — любое положительное целое число, тогда n участков длиной $P/2$ и один участок длиной $P/4$ обеспечивают вращение на 45° . Рис. 4.37 соответствует случаю $n=3$.

В преобразователе, изображенном на рис. 4.37, при наличии на входе TE -моды (плоскость поляризации волны

параллельна плоскости пленки) на выходе имеется гибридная мода, соответствующая поляризации излучения под углом $+45^\circ$ по отношению к нормали к поверхности пленки. При изменении направления внешнего поля на обратное результирующая гибридная мода эквивалентна повороту плоскости поляризации на -45° .

В экспериментальном устройстве использовался образец состава $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 2,8 мкм, выращенный на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией в плоскости (111).

На рис. 4.38 показана зависимость угла поворота плоскости поляризации света, выходящего из края волновода, по отношению к состоянию поляризации на входе в зависимости от расстояния от угла призмы до края пленки (кривая 2). В однородной (неотожженной) пленке наблюдались

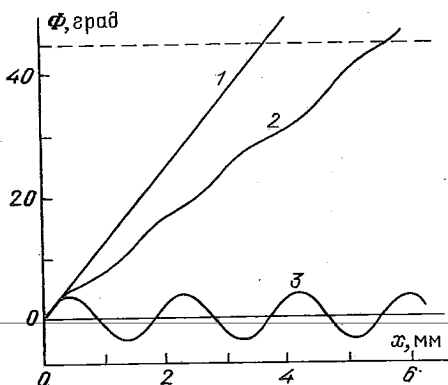


Рис. 4.38. Зависимость угла поворота плоскости поляризации на выходе невязимного элемента от оптического пути в объемном образце (1), в невязимном тонкопленочном элементе с периодическим изменением направления намагниченностей подрешеток (2), в исходной пленке (3) [44]

небольшие осцилляции плоскости поляризации излучения относительно исходного положения с периодом двойного лучепреломления волноводных мод (кривая 3). На длине волны $\lambda=1,45$ мкм выходящий свет был линейно поляризован под углом 45° . При изменении направления намагниченности пленки поляризатор ослаблял интенсивность излучения в 500 раз, что соответствовало потерям в 27 дБ. Невзаимность описанного устройства подтверждается экспериментом, при котором луч света, поляризованный под углом 45° , вводился в полированный край пленки и распространялся в обратном направлении. Излучение на выходе из рутиловой призмы соответствовало исходной TE -моду только после изменения направления магнитного момента пленки на обратное,

Взаимодействие света и магнитоэлектрических волн в магнитооптическом волноводе. Для управления светом в волноводе можно использовать магнитоэлектрические волны (МСВ). Типичные частоты МСВ лежат в частотном интервале $1 \div 20$ ГГц, длины волн — $10 \div 10^3$ мкм, МСВ легко возбуждаются в магнитных пленках и обладают сравнительно малым затуханием в материалах с узкой шириной линии ферромагнитного резонанса (иттриевый феррит-гранат, литиевая шпинель и др.).

Типичные геометрии эксперимента по исследованию взаимодействия света с МСВ в волноводе изображены на

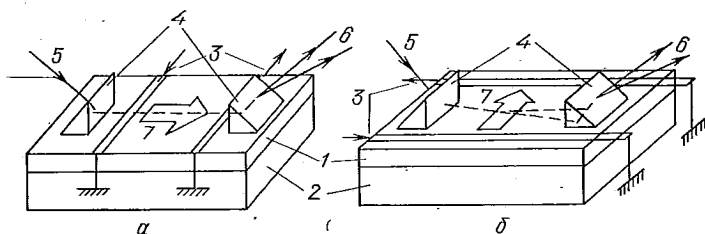


Рис. 4.39. Коллинеарная (а) и неколлинеарная (б) планарная дифракция волноводных оптических мод на поверхностной магнитоэлектрической волне: 1 — волноводная пленка, 2 — подложка, 3 — СВЧ антенны, 4 — входная и выходная призмы, 5 — падающий луч света, 6 — выходящие лучи света, 7 — МСВ

рис. 4.39. Это взаимодействие представляет собой мандельштам-бриллюэновское рассеяние (см. § 1.12) распространяющегося в волноводе света на МСВ. Основными проявлениями такого рассеяния являются: преобразование мод, модуляция света и отклонение (дифракция) луча на МСВ.

Различают коллинеарное и неколлинеарное рассеяние света. Теория коллинеарного рассеяния света в планарном волноводе построена в [48]. Коллинеарное рассеяние света на МСВ экспериментально изучалось в работе [49]. В ней обнаружено и исследовано преобразование оптических мод излучения ($\lambda = 1,15$ мкм), индуцированное поверхностными МСВ, возбужденными в эпитаксиальной пленке иттриевого феррит-граната толщиной 11,7 мкм в интервале частот $3,5 \div 6,5$ ГГц, когда световые волны распространялись в том же направлении (или обратном), что и МСВ (длина взаимодействия 7 мм).

Коэффициент преобразования мод при рассеянии на МСВ определяется формулой (1.48); он достигает максималь-

ного значения, когда выполняются условия фазового синхронизма (1.79). При мощности источника СВЧ сигнала 5 мВт эффективность преобразования волноводных мод была равна 0,02 % и достигала 4 % при увеличении мощности СВЧ сигнала до 1,7 Вт.

Коллинеарное рассеяние света на МСВ может использоваться для создания оптических вентилях и модуляторов ИК диапазона, превосходящих по быстродействию акустооптические аналоги. Двойное рассеяние на встречных МСВ типа $TE_0-TM_1=TE_2$ может использоваться для свертки двух сигналов микроволнового диапазона.

Более богатые функциональные возможности открывает неколлинеарное рассеяние света на МСВ. Условие фазового синхронизма в этом случае принимает вид

$$\beta_1 - \beta_2 = k_{МСВ},$$

где $\beta_{1,2}$ — постоянные распространения падающей и рассеянной волноводных мод, $k_{МСВ}$ — волновой вектор МСВ. Этот эффект, его называют брэгговской дифракцией, может использоваться для создания полосовых интегрально-оптических фильтров, дефлекторов, переключателей каналов, конвольверов, корреляторов микроволнового диапазона и мгновенных спектр-анализаторов.

Экспериментально достигнуто 2,5-процентное преобразование $TE-TM$ -мод при взаимно перпендикулярном распространении света и поверхностной МСВ при мощности 1 Вт на входном преобразователе [50]. На уровне -3 дБ от максимума рассеянного света частотная полоса брэгговской дифракции составляла для МСВ 450 мГц при центральной частоте 4 ГГц ($H=803$ Э). Толщины исследованных образцов менялись от 3 до 14 мкм при апертуре МСВ около 1 мм. Перестройка магнитного поля в интервале от 200 до 1700 Э сопровождалась изменением центральной частоты рассеяния от 3 до 7 ГГц.

Явление рассеяния света на МСВ обеспечивает возможность построения магнитооптического пространственного фурье-процессора, осуществляющего свертку двух сигналов. В таком устройстве свертка выполняется следующим образом. В фурье-плоскости изображения точечного источника, расположенной после первой геодезической линзы, имеется интегральная линза, создающая пространственную модуляцию света $g(y)$. В той же плоскости благодаря брэгговской дифракции света МСВ создает модуляцию $f_{\omega}(y - v_g t)$. Результирующий сигнал в фокальной плоскости изображения, образующегося после прохождения второй

геодезической линзы, пропорционален свертке:

$$O(t) = \int g(y) f_{\omega}(y - v_g t) dy.$$

Быстродействие таких устройств на МСВ примерно на порядок выше, чем быстродействие аналогичных акусто-оптических устройств, так как групповая скорость v_g МСВ значительно больше скорости звука ($v_g \sim 10^7 - 10^8$ см/с). Кроме того, как уже отмечалось, одиночный микрополосок обеспечивает широкополосное возбуждение МСВ. Применяя, как и в акустооптике, фазированные и скрещенные пучки МСВ, можно достичь широкополосной брэгговской дифракции до 1 ГГц и более. Расчеты показывают, что возможно создание дефлекторов на основе брэгговской дифракции с числом различных положений луча порядка нескольких десятков. Дополнительным достоинством МСВ здесь является то, что для достижения широкополосности дифракции света на МСВ можно использовать неоднородное магнитное поле вдоль микрополоска, перестраивающего центральную полосу дифракции. Поэтому описанные здесь устройства перспективны для интегрально-оптических систем обработки информации сигналов микроволнового диапазона в частотном интервале 1—20 ГГц.

Для реализации этих возможностей требуется значительно повысить магнитооптическую добротность магнитного материала. Для этого можно применять легирование иттриевого феррит-граната ионами висмута. Теоретические расчеты показывают, что в пленках состава $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ можно достичь 30-процентного преобразования мод при мощности 100 мВт, когда $x > 1$. Эксперименты по распространению МСВ в висмутосодержащих пленках иттриевого феррит-граната показывают, что при изменении x от 0,2 до 0,6 не происходит уширения линии ферромагнитного резонанса этих пленок [51].

В заключение еще раз отметим новые области возможного применения эффектов волноводного рассеяния света на МСВ: многоканальное переключение световых лучей в системах интегральной и волоконной оптики, высокоскоростная модуляция оптических сигналов, фурье-анализ СВЧ сигналов, оптическая обработка широкополосных СВЧ сигналов, узкополосная оптическая фильтрация.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе 1

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.— С. 620.
2. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред.— М.: Госатомиздат, 1961.— С. 467.
3. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов.— М.: Наука, 1979.— С. 374.
4. Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики.— М.: Наука, 1975.— С. 680.
5. Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений.— М.: Изд-во МГУ, 1985.— С. 336.
6. Кринчик Г. С., Гуцин В. С. // ЖЭТФ.— 1969.— Т. 56.— С. 1833; Письма в ЖЭТФ.— 1969.— Т. 10.— С. 35.
7. Кринчик Г. С., Ганьшина Е. А. // ЖЭТФ.— 1973.— Т. 65.— С. 1970.
8. Зубов В. Е., Кринчик Г. С., Таблин А. С. // Оптика и спектроскопия.— 1985.— Т. 59.— С. 821.
9. Tabor W. J., Chen F. S. // J. Appl. Phys.— 1969.— V. 10.— P. 2760.
10. Четкин М. В., Щербаков Ю. И. // ФТТ.— 1969.— Т. II.— С. 1620.
11. Маевский В. М. // ФММ.— 1985.— Т. 59.— С. 213.
12. Дружинин А. В., Лобов И. Д., Маевский В. М. // Письма в ЖТФ.— 1981.— Т. 7.— С. 1100; 1985.— Т. II.— С. 879.
13. Кринчик Г. С., Чепурова Е. Е., Краева Т. И. // Письма в ЖТФ.— 1985.— Т. II.— С. 1014; ЖЭТФ.— 1985.— Т. 89.— С. 277.
14. Звездин А. К., Котов В. А. // Зарубежная радиоэлектроника.— 1976.— № 11.— С. 77.
15. Прохоров А. М., Смоленский Г. А., Агеев А. Н. // УФН.— 1984.— Т. 143.— С. 33.
16. Яриш А. В. // Введение в интегральную оптику/ Под ред. Барноски М.— М.: Мир, 1977.— С. 176.
17. Клышко Д. Н. Физические основы квантовой электроники.— М.: Наука, 1986.— С. 293.
18. Suits J. C. // IEEE Trans. Magn.— 1972.— V. 8.— P. 95.
19. Кринчик Г. С., Четкин М. В. // ЖЭТФ.— 1961.— Т. 40.— С. 729; Т. 41.— С. 673.
20. Crossley W. A., Cooper R. W., Page J. L. et al. // Phys. Rev.— 1969.— V. 181.— P. 896.
21. Писарев Р. В. // Физика магнитных диэлектриков. Под ред. Смоленского Г. А. — Л.: Наука, 1974.— С. 453.
22. Звездин А. К., Копцик С. В., Кринчик Г. С. и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1983.— Т. 37.— С. 331.

23. Писарев Р. В., Кричевцов Б. Б. // ЖЭТФ.— 1983.— Т. 75.— С. 2166.
24. Звездин А. К., Попов А. И., Туркменов Х. И. // ФТТ.— 1986.— Т. 28.— С. 1760.
25. Ведерников Н. Ф., Звездин А. К., Коцик С. В. и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1986.— Т. 43.— С. 38.
26. Звездин А. К., Медников А. М., Попков А. Ф. // Электронная промышленность.— 1983.— Вып. 8.— С. 14.
27. Еременко В. В. Введение в оптическую спектроскопию магнетиков.— Киев.: Наукова думка, 1975.— С. 471.
28. Боровик-Романов А. С., Крейнс Н. М. // Phys. Reports.— 1982.— V. 81 (5).— P. 351.
29. Sandercock J. R., Wettling W. // Solid St. Commun.— 1973.— V. 13.— P. 1729.
30. Grunberg P. // J. Magn. Magn. Mat.— 1980.— V. 15—18.— P. 766.
31. Веницкий В. Н., Еременко В. В., Матюшкин Э. В. // ЖЭТФ.— 1977.— Т. 72.— С. 1517.
32. Кирюхин Н. Н., Лисовский Ф. В. // ЖЭТФ.— 1981.— Т. 80.— С. 2493; Радиотехника и электроника.— 1980.— Т. 25.— С. 467.
33. Гайдай Ю. А., Майстренко В. И., Соломко А. А. // ФТТ.— 1977.— Т. 19.— С. 1466.

К главе 2

1. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами.— М.: Мир, 1982.— С. 382.
2. Бобек Э., Делла Торре Э. Цилиндрические магнитные домены.— М.: Энергия, 1977.— С. 192.
3. Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов.— М.: Сов. радио, 1979.— С. 193.
4. Раев В. К., Ходенков Г. Е. Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники.— М.: Энергоиздат, 1981.— С. 216.
5. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов.— М.: Мир, 1983.— С. 496.
6. Харченко Н. Ф., Белый Л. И. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1980.— Т. 44.— С. 1451.
7. Гнатченко С. Л., Харченко Н. Ф., Шимчак Р. Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1980.— Т. 44.— С. 1460.
8. Звездин А. К., Котов В. А. // Труды МФТИ. Сер. радиотехника и электроника.— 1976.— С. 201.
9. Кооу С., Энз У. // Philips Res. Repts.— 1960.— V. 15.— P. 7.
10. Котов В. А., Балабанов Д. Е., Григорович С. М. и др. // ЖТФ.— 1986.— Т. 56.— С. 897.
11. Shaw R. W., Hill D. E., Sandfort R. M. et al. // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 44.— P. 2346.
12. Звездин А. К., Котов В. А. // ФТТ.— 1976.— Т. 18.— С. 967.
13. Звездин А. К., Котов В. А. // Микроэлектроника.— 1977.— Т. 6.— С. 320.
14. Попков А. Ф. // ФТТ.— 1977.— Т. 19.— С. 1288.
15. Семенцов Д. И. // Микроэлектроника.— 1980.— Т. 9.— С. 473.
16. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники.— М.: Энергия, 1979.— С. 216.
17. Антонов А. В., Бурков В. И., Котов В. А. // ФТТ.— 1975.— Т. 17.— С. 3108.

18. Котов В. А., Неволин В. К., Шермергор Т. Д. и др. // Микроэлектроника.— 1986.— Т. 15.— С. 338.
19. Бурков В. И., Балабанов Д. Е., Котов В. А. и др. // ЖТФ.— 1986.— Т. 56.— С. 2073.
20. Ландсберг Г. С. Оптика.— М.: Наука, 1976.— С. 928.
21. Haskal H. M. // IEEE Trans. Magn.— 1970.— V. 6.— P. 542.

К главе 3

1. Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений.— М.: Изд-во МГУ, 1985.— С. 336.
2. Wettling W., Andlauer B., Koidl P. et al. // Phys. Stat. Sol. B.— 1973.— V. 59.— P. 63.
3. Hibiya T., Morishige Y., Nakashina J. // Jap. J. Appl. Phys.— 1985.— V. 24.— P. 1316.
4. Носков М. М. Оптические и магнетооптические свойства металлов.— Свердловск: УИЦ АН СССР, 1983.— С. 220.
5. Freiser M. J. // IEEE Trans. Magn.— 1968.— V. 4.— P. 152.
6. Suits J. C. // IEEE Trans. Magn.— 1972.— V. 8.— P. 95.
7. Dillon J. F. (Jr.), Kamimura H., Remeika J. P. // J. Phys. Chem. Solids.— 1966.— V. 27.— P. 1531.
8. Wolfe R., Kurtzig A. J., LeCraw R. C. // J. Appl. Phys.— 1970.— V. 41.— P. 1218.
9. Ahrenkiel R., Coburn T. // IEEE Trans. Magn.— 1975.— V. 11.— P. 1103.
10. Кринчик Г. С., Четкин М. В. // ЖЭТФ.— 1961.— Т. 41.— С. 673.
11. Wood D. L., Remeika J. P. // J. Appl. Phys.— 1967.— V. 38.— P. 1038.
12. Wemple S. H., Blank S. L., Seman J. A. et al. // Phys. Rev. B.— 1974.— V. 9.— P. 2134.
13. Scott G. B., Lacklison D. E., Page J. L. // Phys. Rev. B.— 1974.— V. 10.— P. 971.
14. Scott G. B., Lacklison D. E., Ralph H. I. et al. // Phys. Rev. B.— 1975.— V. 12.— P. 2562.
15. Wittekoek S., Popma T. J. A., Robertson J. M. et al. // Phys. Rev. B.— 1975.— V. 12.— P. 2777.
16. Larsen P. K., Robertson J. M. // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45.— P. 2867.
17. Scott G. B., Page J. L. // J. Appl. Phys.— 1977.— V. 48.— P. 1342.
18. Hansen P., Witter K., Tolksdorf W. // Phys. Rev. B.— 1983.— V. 27.— P. 6608.
19. Балбашов А. М., Бахтеузов В. Е., Цветкова А. А. и др. // ЖПС.— 1981.— Т. 34.— С. 537.
20. Антонов А. В., Бурков В. И., Котов В. А. // ФТТ.— 1975.— Т. 17.— С. 3108.
21. Seman J. A., Wemple S. H., North J. C. // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45.— P. 2700.
22. Mee C. D. // Contemp. Phys.— 1967.— V. 8.— P. 385.
23. Бурков В. И., Котов В. А., Семин Г. С. // Тезисы докладов XVI Всесоюзн. конф. по физике магнитных явлений, Тула, 1983.— С. 87.
24. Hansen P., Kruttsch J.-P. // Thin Solid Films.— 1984.— V. 114.— P. 69.
25. Visnovsky S., Prosser V., Krishnan R. et al. // IEEE Trans. Magn.— 1981.— V. 17.— P. 3205.

26. *Wemple S. H., Dillon J. F. (Jr.), Van Uitert L. G. et al. // Appl. Phys. Lett.*— 1973.— V. 22.— P. 331.
27. *Кринчик Г. С., Гуцин В. С., Цидаева Н. И. // ЖЭТФ.*— 1984.— Т. 86.— С. 700.
28. *Кринчик Г. С., Четкин М. В. // УФН.*— 1969.— Т. 98.— С. 3.
29. *Кринчик Г. С. // Проблемы магнетизма.*— М.: Наука, 1972.
30. *Валиев У. В., Звездин А. К., Кринчик Г. С. и др. // ЖЭТФ.*— 1983.— Т. 85.— С. 311.
31. *Hansen P., Robertson J. M., Tolksdorf W. et al. // IEEE Trans. Magn.*— 1984.— V. 20.— P. 1099.
32. *Scott G. B., Lacklison D. E. // IEEE Trans. Magn.*— 1976.— V. 12.— P. 292.

К главе 4

1. *Scott G. B., Lacklison D. E. // IEEE Trans. Magn.*— 1976.— V. 12.— P. 292.
2. *Котов В. А. // Зарубежная радиоэлектроника.*— 1986.— № 5.— С. 32.
3. *Колесникова Э. П., Мукимов К. М., Тронько В. Д. // Квантовая электроника: Сб. науч. тр.*— 1983.— Вып. 25.— С. 76.
4. *Nakano T., Yuri H., Kihara U. // IEEE Trans. Magn.*— 1984.— V. 20.— P. 986; *Iwamura H., Hayashi S., Iwasaki H. // Optical and Quant. Electr.*— 1978.— V. 10.— P. 393.
5. *Берденникова Е. В., Писарев Р. В., Петров Р. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ.*— 1971.— Т. 35.— С. 1183.
6. *Koshizuka N., Yokoyma Y., Ando K. et al. // IEEE Trans. Journ. on Magnetics in Japan.*— 1985.— V. 1.— P. 102.
7. *Itatima M., Sasaki T. // IEEE Trans. Magn.*— 1985.— V. 21.— P. 1663.
8. *Kaneko M., Okamoto T., Tamada H. et al. // Appl. Phys.*— 1985.— V. A38.— P. 281.
9. *Haskal H. M. // IEEE Trans. Magn.*— 1970.— V. 6.— P. 542.
10. *Четкин М. В., Дидосян Ю. С. // Laser and Inconv. Optics J.*— 1968.— V. 44.— P. 12.
11. *Johansen T. R., Norman D. I., Torok E. J. // J. Appl. Phys.*— 1971.— V. 42.— P. 1715.
12. *Звездин А. К., Попков А. Ф., Четкин М. В. // Электронная промышленность.*— 1973.— Т. 6.— С. 47.
13. *Моносов Я. А., Набокин П. И., Тулайкова А. А. // Микроэлектроника.*— 1977.— Т. 6.— С. 211.
14. *Nimata T., Ohbuchi Y., Sakurai Y. // IEEE Trans. Magn.*— 1980.— V. 16.— P. 1197.
15. *Paroli P. // Thin Solid Films.*— 1984.— V. 114.— P. 187.
16. *Krawczak J. A., Torok E. J. // IEEE Trans. Magn.*— 1980.— V. 16.— P. 1200.
17. *Henry R. D. // Mat. Res. Bull.*— 1976.— V. II.— P. 1295.
18. *Johnson P. B., Karnezos M., Henry R. D. // Mat. Res. Bull.*— 1980.— V. 15.— P. 1669.
19. *Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов.*— М.: Мир, 1983.— С. 496.
20. *Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов.*— М.: Сов. радио, 1979.— С. 192.
21. *Henry R. D. // IEEE Trans. Magn.*— 1977.— V. 13.— P. 1527.
22. *Антонов А. В., Котов В. А., Неустроев Н. С. и др. // Электронная техника. Сер. материалы.*— 1982.— Вып. II.— С. 64.
23. *Котов В. А., Антонов А. В., Шабурников А. В. и др. //*

Тезисы докл. IV Всесоюзн. школы-семина. по доменным и магнитооптическим ЗУ, Батуми, 1981.— С. 57.

24. Абакумов Б. И., Байкова Н. Д., Гурари М. Л. и др. // Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники.— М.: Наука, 1979.— С. 6.
25. Середкин В. А., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. // ЖТФ.— 1984.— Т. 56.— С. 1183.
26. Kryder M. H. // J. Appl. Phys.— 1985.— V. 57.— P. 3913.
27. Ван дер Зил А. Шумы при измерениях.— М.: Мир, 1979.— С. 292.
28. Hill B., Krumme J.-P., Much G. et al. // Appl. Opt.— 1975.— V. 14.— P. 2607.
29. Старостин Ю. В., Котов В. А. // Письма в ЖТФ.— 1982.— Т. 8.— С. 1518.
30. Червоненкис А. Я., Балбашов А. М. // ФТТ.— 1976.— Т. 18.— С. 631.
31. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники.— М.: Энергия, 1979.— С. 216.
32. Hill B. // IEEE Trans. Electron Devices.— 1980.— V. 27.— P. 1825.
33. MacNeal B. E., Pulliam G. R., Fernandez de Castro J. J. et al. // IEEE Trans. Magn.— 1983.— V. 19.— P. 1766.
34. Nomura T. // IEEE Trans. Magn.— 1985.— V. 21.— P. 1545.
35. Tokutani H., Nomura T. // J. Magn. Soc. Jap.— 1986.— V. 10.— P. 209.
36. Савельев А. М., Соловьева Т. Н. // Зарубежная радиоэлектроника.— 1981.— № 8.— С. 77.
37. Whitcomb E. C., Henry R. D. // J. Appl. Phys.— 1978.— V. 49.— P. 1803.
38. Прохоров А. М., Смоленский Г. А., Агеев А. Н. // УФН.— 1984.— Т. 143.— С. 33.
39. Звездин А. К., Котов В. А. // Зарубежная радиоэлектроника.— 1976.— № 11.— С. 77.
40. Костюрин А. А. // Письма в ЖТФ.— 1978.— Т. 4.— С. 1477.
41. Van Engen P. G. // J. Appl. Phys.— 1978.— V. 49.— P. 4660.
42. Антонов А. В., Ильин В. Ю., Котов В. А. и др. // Электронная техника. Сер. микроэлектроника.— 1979.— Вып. 5.— С. 30.
43. Писарев Р. В., Синий И. Г., Смоленский Г. А. // Письма в ЖЭТФ.— 1969.— Т. 9.— С. 112.
44. Ando K., Takeda N., Okuda T. et al. // J. Appl. Phys.— 1985.— V. 57.— P. 718.
45. Смоленский Г. А., Миронов С. А., Агеев А. Н. // Письма в ЖТФ.— 1977.— Т. 3.— С. 284.
46. Смоленский Г. А., Стинсер Э. П., Агеев А. Н. // Письма в ЖТФ.— 1976.— Т. 2.— С. 641.
47. Wolfe R., Hegarty J., Dillon J. F. et al. // Appl. Phys. Lett.— 1985.— V. 46.— P. 817.
48. Гуляев Ю. В., Игнатъев И. А., Плеханов В. Г. и др. // Радиотехника и электроника.— 1985.— Вып. 8.— С. 1522.
49. Fisher A. D., Lee J. N., Gaynor E. S. et al. // Appl. Phys. Lett.— 1982.— V. 41.— P. 779.
50. Tsai C. S., Young D., Chen W. et al. // Appl. Phys. Lett.— 1985.— V. 47.— P. 651.
51. Богун П. В., Гусев М. Ю., Кандыба П. Е. и др. // ФТТ.— 1985.— Т. 27.— С. 2776.