КРИСТАЛЛОГРАФИЯ, 2021, том 66, № 3, с. 341–368

ОБЗОРЫ

УДК 537.632

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ, ПЛЕНКАХ, МЕЗО- И НАНОСТРУКТУРАХ

© 2021 г. Т. Г. Головина[1,*], А. Ф. Константинова[1], Е. А. Евдищенко[1]

[1] Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН, Москва, Россия

*E-mail: tatgolovina@mail.ru

Поступила в редакцию 02.12.2020 г.
После доработки 22.12.2020 г.
Принята к публикации 22.12.2020 г.

Приведены примеры проявления магнитооптических эффектов Фарадея, Коттона–Мутона и Керра в некоторых кристаллах и искусственных материалах. Наибольшее внимание уделяется эффекту Фарадея – оптической активности, проявляющейся во внешнем магнитном поле. Рассмотрены случаи диамагнитных, парамагнитных и магнитоупорядоченных кристаллов. Наибольших значений магнитооптические эффекты достигают в искусственных структурах, таких как различные магнитные пленки, магнитные фотонные кристаллы, плазмонные кристаллы, графен.

DOI: 10.31857/S0023476121030073

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение
1. Магнитооптические эффекты
1.1. Эффекты Фарадея и Коттона–Мутона
1.2. Описание эффектов Фарадея и Коттона–Мутона
1.3. Эффекты Керра
2. Магнитооптические эффекты в кристаллах, не обладающих магнитным упорядочением
2.1. Примеры проявления магнитооптических эффектов
3. Магнитооптические эффекты в некоторых магнитоупорядоченных кристаллах
3.1. Примеры эффектов Фарадея и Керра
3.2. Магнитная анизотропия кубических ферромагнетиков
3.3. Зависимость эффекта Фарадея от температуры
4. Эффект Фарадея в пленках
4.1. Фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в пленках
5. Магнитные фотонные кристаллы
6. Плазмонные кристаллы
7. Магнитооптические эффекты в графене и подобных материалах
7.1. Эффекты Фарадея и Керра в графене
7.2. Эффект Фарадея в супракристаллах
Заключение

ВВЕДЕНИЕ

Магнитооптика – раздел оптики, изучающий взаимодействие оптического излучения с веществом, находящимся во внешнем магнитном поле (**МП**) или намагниченным вследствие иных причин.

Среди различных оптических эффектов магнитооптические эффекты (**МЭ**) занимают одно из основных мест. Впервые взаимосвязь между оптическими и магнитными явлениями была продемонстрирована в 1845 г. в работах М. Фарадея, в которых он описал явление вращения плоскости поляризации (**ПП**) света в оптически неактивных веществах, помещенных в МП. В 1876–1878 гг. Дж. Керр обнаружил аналогичные эффекты в отраженном свете. Кроме того, было показано, что при определенных условиях возникает МЭ, состоящий в изменении коэффициента отражения при перемагничивании магнитного материала. Наряду с эффектами Фарадея и Керра существует эффект Коттона–Мутона, также называемый эффектом Фохта (впервые обнаружен в 1901 г.), который заключается в возникновении линейного двупреломления в среде, помещенной во внешнее поперечное МП.

Отметим, что эффект Фарадея при распространении света вдоль оптической оси анизотропного кристалла приводит к вращению ПП, аналогичному явлению естественной оптической активности (**ОА**). При этом в отличие от есте-

ственной ОА эффект Фарадея проявляется в кристаллах любой симметрии.

В настоящее время МЭ широко применяются и поэтому активно исследуются. Много внимания уделяется изучению этих эффектов в различных средах с искусственной упорядоченной структурой, например в фотонных кристаллах, плазмонных кристаллах, а также в графене. Такие структуры позволяют получать большие величины МЭ.

В настоящей работе представлен обзор исследований магнитооптических эффектов в различных кристаллах, пленках и наноструктурированных средах. Эта работа является продолжением обзорных работ [1, 2], посвященных естественной ОА.

1. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

1.1. Эффекты Фарадея и Коттона–Мутона

Эффект Фарадея заключается в повороте ПП линейно поляризованного света, проходящего через прозрачную среду, находящуюся в продольном МП [3–6]. Все материалы независимо от симметрии проявляют эффект Фарадея.

В простейшем случае (изотропная среда, МП параллельно световому лучу) магнитное вращение ПП света описывается законом Фарадея–Верде [6]:

$$\alpha_{\Phi} = VHl, \tag{1}$$

где H – приложенное МП, l – толщина образца, V – постоянная Верде.

В тензорной форме выражение (1) можно записать в виде

$$\alpha_{\Phi} = V_{ij} l N_i H_j, \tag{2}$$

где α_{Φ} – угол поворота ПП, обусловленного внешним МП, N_i – направляющие косинусы волновой нормали, H_j – компоненты постоянного МП, V_{ij} – тензор эффекта Фарадея, являющийся полярным тензором второго ранга. Вид тензора V_{ij} для кристаллов разной симметрии приведен в [6].

Важная особенность МЭ Фарадея состоит в его невзаимности, т.е. в нарушении принципа обратимости светового пучка. Изменение направления распространения света на противоположное (на пути “назад”) дает такой же угол поворота и в ту же сторону, как на пути “вперед”. Поэтому при многократном прохождении светового пучка между поляризатором и анализатором эффект накапливается. Это отличает эффект Фарадея от естественной ОА, при наличии которой в случае прохождения света в обратном направлении вращение ПП света компенсируется. Изменение направления индукции МП, напротив, изменяет направление вращения ПП на противоположное.

Отметим, что в основе эффектов Фарадея и естественной ОА лежат совершенно разные механизмы. За эффект Фарадея ответственна временная дисперсия, или дисперсия частоты. Она возникает в результате взаимодействия между электромагнитной волной и движущимся электрическим зарядом. Эффект Фарадея требует присутствия постоянного МП. Оптическая активность является результатом дисперсии другого вида – пространственной дисперсии [6]. Местное поле в любом участке твердого тела зависит не только от полей **E** и **H** электромагнитной волны, но и от наведенных дипольных полей, вызываемых соседними атомами. Если определенное расположение атомов ведет к хиральности структуры, следствием может стать разное поведение волн левой и правой круговых поляризаций внутри кристалла. Когда эти две волны складываются при выходе из кристалла, возникают ОА и круговой дихроизм.

Если световой луч перпендикулярен МП, эффект Фарадея исчезает. В этом случае проявляется эффект Коттона–Мутона – возникновение двойного лучепреломления, пропорционального квадрату МП [3–7]. При падении на кристалл волны линейной поляризации поляризация прошедшего света в общем случае является эллиптической.

1.2. Описание эффектов Фарадея и Коттона–Мутона

Рассмотрим более подробно теоретическое описание эффектов Фарадея и Коттона–Мутона, представленное в [3]. Для этого введем определение магнитных и немагнитных веществ.

Характеристиками отклика материала на МП являются намагниченность (магнитный дипольный момент **m** в единичном объеме) $\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}$ и плотность магнитного потока $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$. Здесь χ – магнитная восприимчивость материала, $\mu = \chi + \mu_0$ – его магнитная проницаемость, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума. Обычно для удобства используют безразмерные величины: $\bar{\chi} = \chi/\mu_0$, $\bar{\mu} = \mu/\mu_0 = 1 + \bar{\chi}$. В анизотропных средах магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость описываются полярными тензорами второго ранга [6].

По типу магнитных свойств все вещества можно разделить на три группы: диамагнетики, парамагнетики и вещества, обладающие упорядоченной магнитной структурой. Большая часть материалов (в том числе большинство неорганических кристаллов) относится к диамагнетикам, которые обладают слабым магнитным эффектом, вызванным приложенным МП. Для диамагнетиков магнитная восприимчивость отрицательна, мала по абсолютной величине ($|\bar{\chi}| \sim 10^{-6}$–$10^{-5}$) и практически не зависит от температуры. Например, для кварца при комнатной температуре $\bar{\chi}_{11} = \bar{\chi}_{22} =$

Таблица 1. Преобразование тензоров, определяющих эффект Фарадея (ЭФ) и эффект Коттона–Мутона (ЭКМ) в магнитоупорядоченных кристаллах [3]

Явления	Тензоры	Ранг	Свойство преобразования	Материалы
Магнитный ЭФ	α_{ijk}	3	Аксиальный *i*-тензор	Все кристаллы
Антиферромагнитный ЭФ	β_{ijk}	3	*i*-тензор	Слабоферромагнитные кристаллы и ферримагнетики
ЭФ в электрическом поле	γ_{ijk}	3	Полярный *c*-тензор	Магнитоэлектрики
ЭФ при упругих деформациях	δ_{ijkn}	4	Полярный *c*-тензор	Пьезомагнетики
Магнитный ЭКМ	a_{ijkn}	4	Полярный *i*-тензор	Все кристаллы
Антиферромагнитный ЭКМ	b_{ijkn}	4	Полярный *i*-тензор	Все ферри- и антиферромагнетики
Билинейный ЭКМ	c_{ijkn}	4	*i*-тензор	Слабоферромагнитные кристаллы

$= -1.51\times10^{-5}$, $\overline{\chi}_{33} = -1.52\times10^{-5}$, для кальцита $\overline{\chi}_{11} = \overline{\chi}_{22} = -1.24\times10^{-5}$, $\overline{\chi}_{33} = -1.38\times10^{-5}$. Парамагнетики характеризуются положительной магнитной восприимчивостью, величина которой сильно зависит от температуры (при комнатной температуре $\overline{\chi} \sim 10^{-6}$–$10^{-3}$). Вещества с упорядоченной магнитной структурой обладают суммарным макроскопическим магнитным моментом даже в отсутствие внешнего МП. Их магнитная восприимчивость положительна, велика и сложным образом зависит от температуры и МП. Магнитоупорядоченные состояния бывают трех типов – антиферромагнетизм, ферромагнетизм и ферримагнетизм [4, 6].

Распространение света в кристаллах характеризуется тензором диэлектрической проницаемости ε_{ij} и тензором гирации g_{ij} [6, 8]. В отсутствие внешнего МП или спонтанного магнитного упорядочения тензор ε_{ij} симметричен. Тензор гирации g_{ij} в некоторых кристаллах имеет антисимметричную часть, но эта часть не влияет на величину вращения ПП света [9]. Поэтому здесь ее не учитываем и считаем тензор g_{ij} в отсутствие МП симметричным.

При наличии внешнего МП или спонтанного магнитного упорядочения в тензорах ε_{ij} и g_{ij} появляется антисимметричная часть, являющаяся линейной функцией МП **H**, магнитного момента **m** или антиферромагнитного вектора **l** (**l** – векторная разность магнитных моментов двух магнитных подрешеток кристалла):

$$\varepsilon^a_{ij}(\mathbf{H}) = -\varepsilon^a_{ji}(\mathbf{H}), \quad g^a_{ij}(\mathbf{H}) = -g^a_{ji}(\mathbf{H}). \tag{3}$$

Добавки в симметричную часть являются квадратичными функциями **H**, **m**, **l**. Симметричная часть ε^s_{ij} тензора ε_{ij} определяет двупреломление света или эффект Коттона–Мутона, тензор гирации g^s_{ij} описывает обратимое вращение ПП света или естественную ОА. Антисимметричная часть ε^a_{ij} тензора ε_{ij} характеризует необратимое вращение ПП света или эффект Фарадея, а антисимметричный тензор g^a_{ij} – необратое или гиротропное двупреломление [10].

Рассмотрим возможность возникновения эффекта Фарадея за счет ферро- и антиферромагнитного векторов, постоянного электрического поля и упругих деформаций. Представим ε^a_{ij} в виде

$$\varepsilon^a_{ij} = \alpha_{ijk}m_k + \beta_{ijk}l_k + \gamma_{ijk}E_k + \delta_{ijkn}\sigma_{kn}, \tag{4}$$

где m_k – компоненты ферромагнитного вектора или вектора магнитного момента, l_k – компоненты антиферромагнитного вектора, E_k – внешнее электрическое поле, σ_{kn} – упругие деформации. Вид тензоров α_{ijk}, β_{ijk}, γ_{ijk}, δ_{ijkn}, эффекты, за которые они отвечают, и кристаллы, в которых присутствуют эти эффекты, представлены в табл. 1 [3]. Тензор называют *i*-тензором, если его компоненты остаются инвариантными при изменении знака времени, и *c*-тензором, если его компоненты меняют знак при изменении знака времени.

Отметим, что первый член в правой части (4) отвечает за эффект Фарадея, присутствующий во всех кристаллах в МП [3].

Аналогично (4) рассмотрим разложение симметричной части ε^s_{ij}, которое должно содержать только квадратичные по **m** и **l** члены:

$$\varepsilon^s_{ij} = \varepsilon^0_{ij} + a_{ijkn}m_km_n + b_{ijkn}l_kl_n + c_{ijkn}m_kl_n. \tag{5}$$

Здесь ε^0_{ij} – диэлектрическая проницаемость в отсутствие МП или спонтанного магнитного упорядочения. Двупреломление, определяемое полярным *i*-тензором четвертого ранга a_{ijkn}, симметричным по парам индексов *i*, *j* и *k*, *n*, определяет известный эффект Коттона–Мутона, возникающий во всех кристаллах в МП [11] или при наличии спонтанного магнитного момента [12]. Наличие антиферромагнитного вектора **l** приводит к

Таблица 2. Сравнение эффектов Фарадея и Коттона–Мутона в ферро-, ферри- и антиферромагнетиках (H = = 20 кЭ) [3]

Кристалл	Температура магнитного упорядочения, К		Температура опыта, К	Длина волны λ, мкм	$\Delta n_{К-М}$	$\beta_{К-М}$, град/см	$\Delta n_{Ф}$	$\alpha_{Ф}$, град/см
	T_N	T_C						
EuSe		6.0	4.2	0.75	1.25×10^{-2}	60000	6.23×10^{-2}	150000
EuO		69.5	4.2	10.60	1.07×10^{-2}	3650	0.4×10^{-2}	660
$RbNiF_3$		139.0	77.0	0.55	2.2×10^{-5}	142	3.0×10^{-5}	95
$RbFeF_3$	86.0		77.0	0.56	2.5×10^{-4}	1600	2.2×10^{-4}	680
α-Fe_2O_3	950.0		295.0	1.15	2.1×10^{-4}	657	2.5×10^{-5}	40
MnF_2	66.9		20.0	0.63	1.5×10^{-3}	8540	3.5×10^{-7}	1

добавкам, которые определяются тензорами b_{ijkn} и c_{ijkn} (табл. 1).

Аналогичным образом можно разложить в ряд симметричную и антисимметричную части тензора гирации g_{ij} [13].

Эффект Фарадея также называют магнитным круговым двупреломлением, так как в намагниченной среде показатели преломления n_+, n_- волн правой и левой круговых поляризаций различаются. Угол поворота ПП света можно записать в виде [4, 7]:

$$\alpha_{Ф} = \pi(n_+ - n_-)/\lambda = \pi\Delta n_{Ф}/\lambda. \quad (6)$$

Отметим, что это выражение применимо и к изотропным средам, и к кристаллам в направлении оптических осей.

Помимо магнитного кругового двупреломления при наличии поглощения появляется магнитный круговой дихроизм – различие коэффициентов поглощения волн правой и левой круговых поляризаций. Это приводит к тому, что при падении на кристалл линейно поляризованного света прошедший свет становится эллиптически поляризованным.

Магнитное круговое двупреломление и магнитный круговой дихроизм можно объединить в общее понятие – комплексный эффект Фарадея [7].

Эффект Коттона–Мутона приводит к появлению магнитного линейного двупреломления, т.е. к различию показателей преломления компонент светового излучения, линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно намагниченности, при распространении света в поперечно намагниченной среде (волновой вектор ортогонален намагниченности). Линейно поляризованный свет, ПП которого ориентирована под углом к направлению намагниченности, после прохождения через среду становится эллиптически поляризованным. Между компонентами, поляризованными параллельно и перпендикулярно намагниченности, возникает сдвиг фаз, удельная величина которого равна

$$\beta_{К-М} = 2\pi(n_{\parallel} - n_{\perp})/\lambda = 2\pi\Delta n_{К-М}/\lambda. \quad (7)$$

При этом угол ориентации эллипса поляризации прошедшей волны в прозрачной среде постоянен и равен углу поляризации θ_0 падающего линейно поляризованного света [7].

В поглощающей среде возникает магнитный линейный дихроизм – различие коэффициентов поглощения $\varkappa_{\parallel}$ и $\varkappa_{\perp}$ волн, линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно намагниченности в поперечно намагниченной среде. Наличие магнитного линейного дихроизма приводит к повороту угла ориентации эллипса θ в процессе распространения волны:

$$\mathrm{tg}\,\theta = \mathrm{tg}\,\theta_0 e^{(\varkappa_{\parallel} - \varkappa_{\perp})z/2}, \quad (8)$$

где z – толщина кристалла.

Магнитное линейное двупреломление и магнитный линейный дихроизм вместе составляют комплексный эффект Коттона–Мутона [7].

Отметим, что в анизотропном кристалле при произвольном направлении **m** относительно осей симметрии кристалла главные направления и оси оптической индикатрисы зависят от направления **m**. В этом случае определения магнитного линейного двупреломления через $n_{\parallel} - n_{\perp}$, а магнитного линейного дихроизма – через $\varkappa_{\parallel} - \varkappa_{\perp}$, вообще говоря, неприменимы.

В немагнитных материалах эффект Фарадея очень слаб, обычно намного слабее, чем ОА и естественное двупреломление. В магнитных материалах вращение ПП света, связанное с эффектом Фарадея, может принимать очень большие значения (табл. 2) [3].

В отличие от эффекта Фарадея исследованию квадратичных по намагниченности оптических эффектов посвящено значительно меньше работ. Однако магнитное двупреломление в ферро-, ферри- и антиферромагнетиках в отличие от парамагнетиков может достигать большой величины. В табл. 2 приведены примеры материалов, в которых двупреломление, вызванное эффектом

Коттона–Мутона, оказалось одного порядка с эффектом Фарадея или превосходило его [3].

1.3. Эффекты Керра

Наряду с МЭ, возникающими при прохождении света через намагниченное вещество, существует ряд эффектов, проявляющихся при отражении света. Эти эффекты называют магнитооптическими эффектами Керра. В зависимости от взаимной ориентации намагниченности, направления распространения световой волны и нормали к поверхности образца различают три вида эффектов Керра: полярный – намагниченность перпендикулярна поверхности образца; меридиональный – намагниченность параллельна поверхности образца и параллельна плоскости падения света; экваториальный – намагниченность параллельна поверхности образца и перпендикулярна плоскости падения света [7]. Полярный и меридиональный эффекты Керра заключаются во вращении ПП и появлении эллиптичности при отражении от образца линейно поляризованного света. Экваториальный эффект Керра наблюдается только в поглощающих материалах и проявляется в изменении интенсивности и сдвиге фазы при отражении линейно поляризованного света.

2.МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ, НЕ ОБЛАДАЮЩИХ МАГНИТНЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ

Рассмотрим примеры МЭ в различных кристаллах, не обладающих магнитным упорядочением – диамагнетиках и парамагнетиках.

Большинство работ, посвященных эффекту Фарадея в немагнитных анизотропных кристаллах, относится к наиболее простому случаю, когда свет распространяется в направлении оптической оси. Для других направлений в присутствии линейного двупреломления наблюдение эффекта Фарадея затруднено, особенно при наличии естественной ОА. Тем не менее для ряда кристаллов проводились измерения параметров эффекта Фарадея в направлениях, отличных от оптической оси [14]. Величины констант Верде для некоторых кристаллов разной симметрии приведены в табл. 3 [14–16].

Таблица 3. Значения постоянных Верде некоторых кристаллов при длине волны $\lambda = 0.633$ мкм и температуре $T = 293$ K [14]

Кристалл	Класс симметрии	V_{11}, 10^{-4} град/А	V_{22}, 10^{-4} град/А	V_{33}, 10^{-4} град/А
Диамагнитные кристаллы				
SiO_2 [15]	32	2.8	2.8	3.06
TeO_2	422	16	16	22.5
KH_2PO_4	$\bar{4}2m$	5.7	5.7	2.72
$NH_4H_2PO_4$	$\bar{4}2m$	6.6	6.6	3.15
$LiNaSO_4$	$3m$	2.49	2.49	2.30
$Cs_2S_2O_6$	$6mm$	3.5	3.5	2.91
$(NH_4)_2PF_7$	$4/mmm$	1.22	1.22	1.51
$Li_2Ge_7O_{15}$	mmm	7.6	7.4	8.3
K_2SO_4	mmm	2.22	2.26	2.28
Парамагнитные кристаллы				
$Tb_3Ga_5O_{12}$ [16]	$m\bar{3}m$	94.0	94.0	94.0
$Tb_3Al_5O_{12}$ [16]	$m\bar{3}m$	124.3	124.3	124.3
$K_2CuCl_4 \cdot 2H_2O$	$4/mmm$	11.7	11.7	5.9
$(NH_4)_2CuCl_4 \cdot 2H_2O$	$4/mmm$	17.1	17.1	5.6

2.1. Примеры проявления магнитооптических эффектов

Эффект Фарадея в SiO_2. В немагнитных кристаллах эффект Фарадея обычно очень мал. В качестве примера приведем эффект Фарадея в кристалле кварца [15, 17]. Постоянная Верде в направлении оптической оси равна $V = 3.06 \times 10^{-4}$ град/А при длине волны $\lambda = 0.633$ мкм [15]. Это соответствует при напряженности МП $H = 1.43 \times 10^5$ А/м углу поворота ПП света $\alpha_Ф = 0.044$ град/мм. При этом естественная ОА дает угол поворота $\rho = 18.7$ град/мм [18]. Сравнение дисперсий ОА и угла Фарадея для кварца приведено на рис. 1а.

Эффект Фарадея в α-TeO_2. Среди немагнитных кристаллов достаточно большой эффект Фарадея наблюдается в кристалле парателлурита α-TeO_2. В [19] измерено значение угла оптического вращения в α-TeO_2, связанного с эффектом Фарадея, при длине волны $\lambda = 0.355$ мкм. При величине напряженности МП $H = 1.43 \times 10^5$ А/м получено значение угла поворота $\alpha_Ф = 1.46$ град/мм. Соответствующая величина постоянной Верде в направлении оптической оси $V = 97.4 \times 10^{-4}$ град/А. Отметим, что при длине волны $\lambda = 0.633$ мкм постоянная Верде α-TeO_2 равна $V = 22.5 \times 10^{-4}$ град/А [14, 20], что соответствует углу вращения $\alpha_Ф = 0.32$ град/мм при $H = 1.43 \times 10^5$ А/м. Таким образом, парателлурит обнаруживает вблизи края фундаментального поглощения резкое усиление магнитооптических свойств. Высокое значение константы Верде кристаллов α-TeO_2 может быть использовано для создания модуляторов лазерного излучения с длиной волны 0.355 мкм, изготовляемых из кристаллов α-TeO_2 и основанных не на акустооптическом взаимодействии, а на эффекте Фарадея.

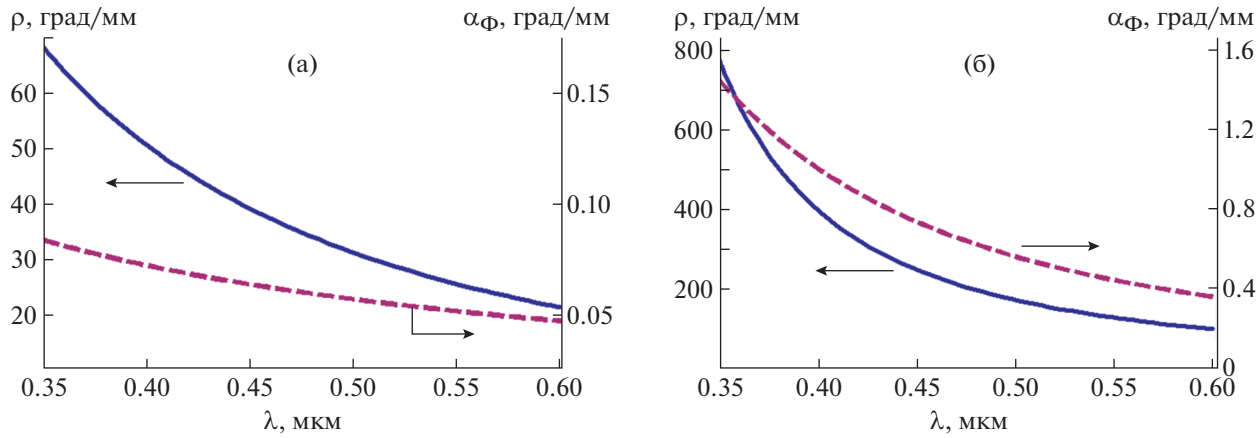

Рис. 1. Дисперсионные зависимости вращения плоскости поляризации света, связанного с оптической активностью (ρ) и с эффектом Фарадея ($\alpha_Ф$), в кварце [15, 17] (а) и парателлурите α-TeO_2 [19] (б). Эффект Фарадея рассчитан при $H = 1.43 \times 10^5$ А/м.

Дисперсионную зависимость постоянной Верде в направлении оптической оси можно записать в виде [21]:

$$V = A/\lambda^2 + B/\lambda^4, \qquad (9)$$

где $A = 1.3 \times 10^{-5}$ мкм^2·рад/А, $B = 1.06 \times 10^{-6}$ мкм^4 рад/А. Иллюстрация дисперсии эффекта Фарадея в α-TeO_2 приведена на рис. 1б.

Отметим, что, хотя кристалл α-TeO_2 обладает достаточно большим значением постоянной Верде, его магнитное вращение значительно уступает по величине естественной ОА. При λ = 0.355 мкм в [19] получено значение вращения ПП света ρ = = 783 град/мм. Это превышает полученное значение вращения за счет эффекта Фарадея более чем в 500 раз.

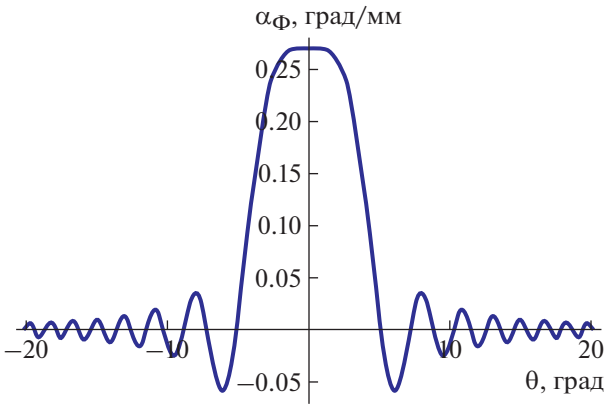

Рис. 2. Рассчитанные зависимости угла вращения $\alpha_Ф$, связанного с эффектом Фарадея, от угла θ между направлением распространения света и осью четвертого порядка в кристалле KH_2PO_4; толщина кристалла $d = 1$ мм, магнитное поле $H = 10^6$ А/м [14].

Эффект Фарадея в KH_2PO_4. В [14] рассчитан эффект Фарадея при разных направлениях распространения света для диамагнитного кристалла KH_2PO_4 (симметрия $\bar{4}2m$). На рис. 2 приведена зависимость угла Фарадея от угла между волновой нормалью и оптической осью кристалла. Угол Фарадея в направлениях, отличных от оптической оси, вычисляли по приближенной формуле

$$\alpha_Ф = \alpha_Ф^0 \frac{\sin\Delta}{\Delta}, \quad \Delta = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_2 - n_1), \qquad (10)$$

где $n_2 - n_1$ – двупреломление кристалла для данного направления, d – толщина кристалла, $\alpha_Ф^0 = \pi\Delta n_Ф/\lambda$ – угол вращения Фарадея при распространении света в направлении оптической оси, $\Delta n_Ф$ – циркулярное двупреломление, связанное с эффектом Фарадея. При небольшом отклонении волнового вектора от оптической оси угол Фарадея представляет собой угол поворота большой оси эллипса поляризации прошедшего эллиптически поляризованного света.

Отметим, что, хотя кристалл KH_2PO_4 обладает естественной ОА, в направлении оптической оси она не проявляется в связи с симметрией $\bar{4}2m$ [9].

Эффект Фарадея в двуосных кристаллах $AgGaGe_3Se_8$ и $Sn_2P_2S_6$. В [22] проведено измерение эффекта Фарадея в ромбическом кристалле $AgGaGe_3Se_8$ (класс симметрии $mm2$). Этот кристалл является прозрачным в диапазоне длин волн 0.6–16 мкм. Измерения проводили при распространении света в направлении одной из оптических осей в МП, параллельном этой оптической оси, при длине волны света λ = 0.633 мкм. Полученная зависимость угла Фарадея от величины МП приведена на рис. 3. Эта зависимость является линейной в соответствии с формулами (1), (2). Постоянная Верде для $AgGaGe_3Se_8$ в направлении

оптической оси $V = 5 \times 10^{-3}$ град/А при $\lambda = = 0.633$ мкм [22], что является достаточно большой величиной среди немагнитных кристаллов. Таким образом, кристалл $AgGaGe_3Se_8$ может быть эффективным магнитооптическим материалом.

Для произвольного направления распространения света тензор эффекта Фарадея для класса симметрии *mm*2 записывается в виде [6]:

$$V = \begin{pmatrix} V_{11} & 0 & 0 \\ 0 & V_{22} & 0 \\ 0 & 0 & V_{33} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Исходя из вида тензора (11), вращение Фарадея в направлении разных оптических осей будет одинаковым при условии одинаковой величины МП, направленного вдоль оптической оси. Это отличает эффект Фарадея от естественной ОА; вращение, обусловленное ОА, в направлении разных оптических осей одинаково по модулю и противоположно по знаку.

В [23] исследован эффект Фарадея в моноклинном кристалле $Sn_2P_2S_6$ (класс симметрии *m*). Измерения проводили при распространении света в направлении одной из оптических осей в параллельном МП. Зависимость полученного угла Фарадея от приложенного МП, как и в случае кристалла $AgGaGe_3Se_8$, является линейной. При напряженности МП $H = 9.5$ кЭ $= 7.6 \times 10^5$ А/м получено значение $\alpha_Ф = 7.1$ град/мм при длине волны $\lambda = 0.633$ мкм. Постоянная Верде в направлении оптической оси равна $V = 9.3 \times 10^{-3}$ град/А [23]. Таким образом, кристалл $Sn_2P_2S_6$ может использоваться в качестве магнитооптического материала. Отметим, что помимо значительного эффекта Фарадея кристалл $Sn_2P_2S_6$ обладает достаточно большой естественной ОА, $\rho \sim \pm 44$ град/мм при комнатной температуре. При температуре 337 К в этом кристалле имеет место фазовый переход, при этом симметрия меняется на $2/m$ и естественная ОА пропадает.

Для произвольного направления распространения света в кристалле класса *m* тензор эффекта Фарадея имеет вид [6]:

$$V = \begin{pmatrix} V_{11} & 0 & V_{13} \\ 0 & V_{22} & 0 \\ V_{31} & 0 & V_{33} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

При таком тензоре *V* оптическое вращение, связанное с эффектом Фарадея, может быть и одинаковым, и разным в направлении разных оптических осей при одинаковой величине параллельного оптической оси МП. Это зависит от расположения оптических осей. При этом оптическое вращение, обусловленное естественной ОА, в кристалле класса *m* может быть только одинаковым по модулю и противоположным по знаку в направлении разных оптических осей.

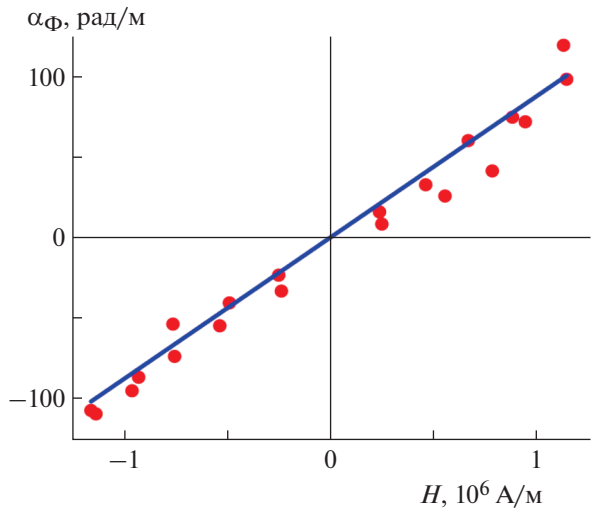

Рис. 3. Зависимость эффекта Фарадея от величины магнитного поля в кристалле $AgGaGe_3Se_8$ [22] при длине волны $\lambda = 0.633$ мкм. Точки – экспериментальные данные, прямая – их линейная аппроксимация. Направление распространения света и приложенное магнитное поле параллельны одной из оптических осей.

Препятствием к практическому применению двуосных кристаллов является необходимость точного определения положения оптической оси, которое зависит не только от длины волны, но и от температуры и приложенного МП.

Эффекты Фарадея и Керра в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$. Отметим, что не во всех кристаллах зависимость эффекта Фарадея от МП является линейной. В [24] исследованы эффект Фарадея и полярный МЭ Керра в нелегированном нецентросимметричном кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$, пр. гр. *I*23. На рис. 4а представлена зависимость угла поворота ПП света ($\lambda = 0.633$ мкм) от величины индукции МП для кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$ вдоль направления ⟨100⟩. Данная зависимость является нелинейной, присутствует асимметрия ветвей кривой. На рис. 4б представлена одна из петель “динамического” (изменяющегося во времени) гистерезиса угла поворота ПП. В любой точке петли при остановке сканирования наблюдалось явление релаксации верхней ветви кривой к нижней (время релаксации $\tau = 100$ с), совпадающей с кривой, представленной рис. 4а. На рис. 4в представлена зависимость от МП угла поворота ПП луча, отраженного от образца $Bi_{12}SiO_{20}$ (полярный МЭ Керра). Данная зависимость также является нелинейной, присутствуют выраженная асимметрия ветвей кривой и “динамический” гистерезис.

Полученные для $Bi_{12}SiO_{20}$ результаты интерпретированы в [24] в рамках модели комбиниро-

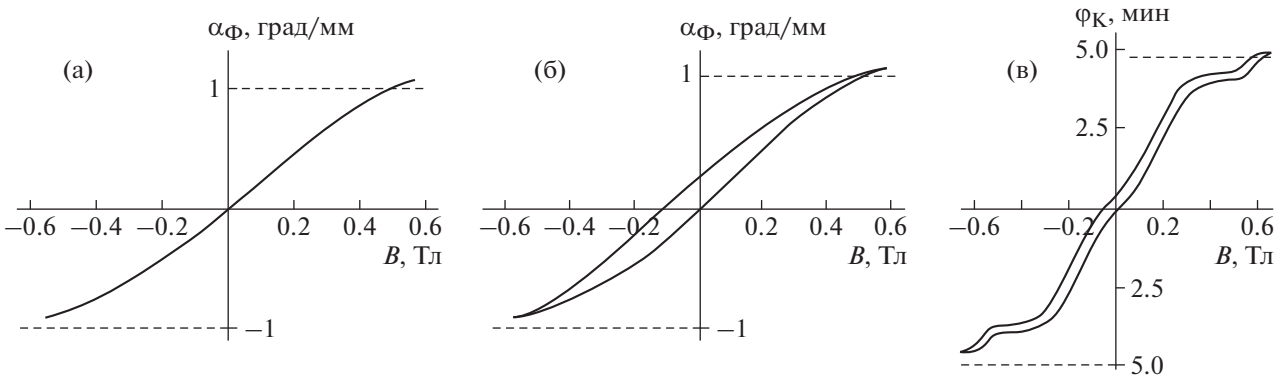

Рис. 4. Эффекты Фарадея (а, б) и Керра (в) в зависимости от величины магнитного поля в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$ [24].

ванного электромагнитогирационного эффекта. Электрогирационная часть вклада в угол поворота связывается с формированием продольного внутреннего электрического поля, индуцированного оптической ориентацией спинов. Показано, что в суммарный гирационный эффект вносит вклад магнетизм неподеленных электронных пар (Bi–O)-гептаэдров.

Эффект Фарадея в кристаллах редкоземельных гранатов. Изучению МЭ в кристаллах со структурой граната посвящено достаточно много работ [25–30]. Приведем пример проявления эффекта Фарадея для парамагнитного кристалла $Tb_3Ga_5O_{12}$, имеющего достаточно большое значение постоянной Верде (табл. 3). При комнатной температуре и длине волны 0.633 мкм получим V = = 94.0 град/А [16], что соответствует углу поворота ПП $\alpha_Ф$ = 7.5 град/мм при B = 1 Тл (H = 7.96 × × 10^5 А/м).

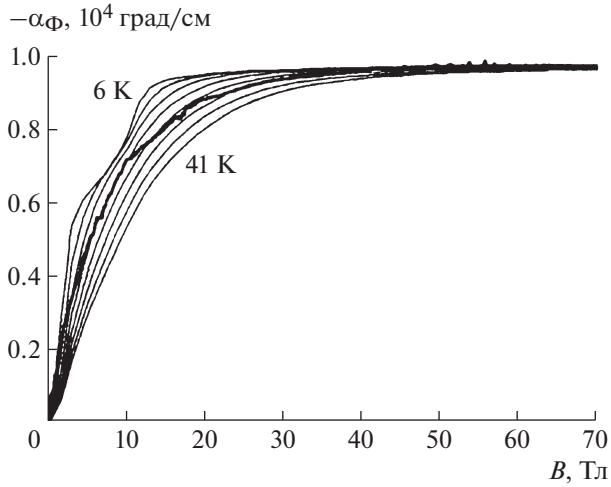

Рис. 5. Зависимости угла Фарадея $\alpha_Ф$ от магнитного поля B в кристалле $Tb_3Ga_5O_{12}$ при длине волны 0.63 мкм. Жирная линия – экспериментальная зависимость $\alpha_Ф(B)$ в адиабатическом режиме при начальной температуре образца 6 K. Тонкие линии – теоретические зависимости $\alpha_Ф(B)$ в изотермическом режиме, полученные при температурах от 6 до 41 K через 5 K [27].

Угол поворота $\alpha_Ф$ ПП света в $Tb_3Ga_5O_{12}$ равен сумме вкладов парамагнитных ионов Tb^{3+} и матрицы, образованной диамагнитными ионами галлия и кислорода. Диамагнитная составляющая угла $\alpha_Ф$ в отличие от парамагнитной не зависит от температуры [27].

В [27] исследован эффект Фарадея в кристалле $Tb_3Ga_5O_{12}$ в сильном импульсном МП (до 75 Тл) со скоростью нарастания поля 10^7 Тл/с. На рис. 5 приведена экспериментальная зависимость угла Фарадея $\alpha_Ф$ от величины МП B, направленного вдоль ⟨110⟩, при начальной температуре образца 6 K. Также показаны теоретические зависимости $\alpha_Ф(B)$ при низких температурах. Видно, что величина $\alpha_Ф$ достигает насыщения при МП ~ 40 Тл.

Отметим, что в других кристаллах гранатов с редкоземельными элементами также наблюдается достаточно большой эффект Фарадея. Например, для кристалла $Tb_3Al_5O_{12}$ величина постоянной Верде в ~1.3 раза больше, чем для $Tb_3Ga_5O_{12}$ [16, 28]. В [29] проведено сравнение значений постоянных Верде в тербий–скандий алюминиевых гранатах разного состава. Самая большая из полученных величин превышает постоянную Верде для $Tb_3Ga_5O_{12}$ приблизительно в 1.4 раза. В [30] исследован эффект Фарадея при низких температурах в кристалле $Sm_3Ga_5O_{12}$.

Кристаллы с большим эффектом Фарадея используются для создания вращателей Фарадея – устройств, поворачивающих ПП линейно поляризованного света в результате эффекта Фарадея. Вращатель Фарадея является основным элементом оптического изолятора Фарадея [31]. Для создания изолятора Фарадея толщина пластинки и величина МП подбираются таким образом, чтобы угол вращения был равен 45°. С обеих сторон

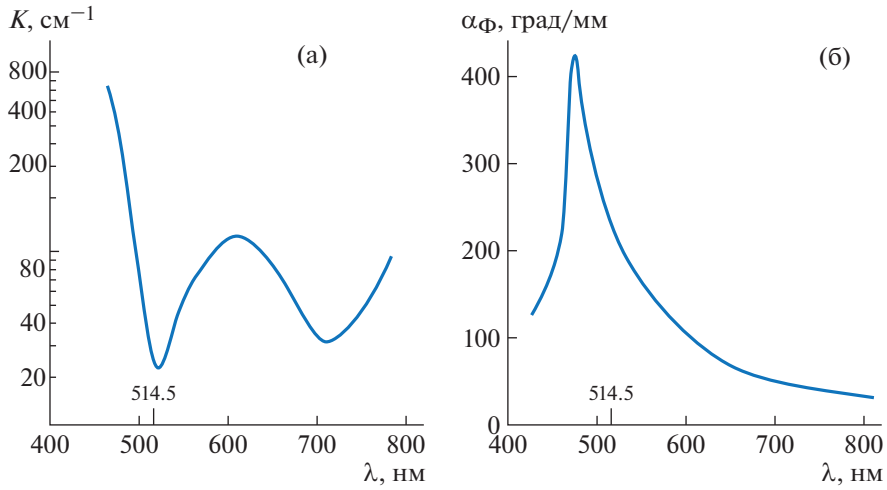

Рис. 6. Спектры коэффициента поглощения (а) и эффекта Фарадея (б) в кристалле $FeBO_3$ [36].

от вращателя помещаются поляризаторы, оси которых повернуты друг относительно друга на 45°. При распространении света в прямом направлении его поляризация на выходе из вращателя совпадает с направлением оси второго поляризатора, и свет свободно проходит. Но при распространении света в обратном направлении, так как угол Фарадея не зависит от направления распространения света, вышедший луч оказывается поляризован под углом 90° к оси первого поляризатора и полностью поглощается. Оптические изоляторы широко применяются в лазерной технике для защиты устройств лазеров от вредного воздействия отраженных сигналов [32].

3. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НЕКОТОРЫХ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Магнитооптические эффекты имеют наибольшую величину в ферромагнитных металлах, таких как железо, никель и кобальт. В то же время ферромагнитные металлы непрозрачны в видимом и ближнем ИК-диапазонах и обладают значительными оптическими потерями. Ферромагнитные диэлектрики обладают несколько меньшей величиной МЭ, но существенно меньшим коэффициентом поглощения. Среди них необходимо отметить висмутсодержащие ферриты-гранаты. В экспериментальных работах в 1970–80-х гг. достигнут существенный прогресс в получении материалов, обладающих одновременно большой магнитооптической активностью и малыми оптическими потерями [33]. Так, были созданы пленки состава $Bi_2DyFe_5O_{12}$ толщиной около 10 мкм, которые только незначительно меняли интенсивность прошедшего через них света, но поворачивали плоскость его поляризации на угол 45°. Полученные результаты позволили предложить ряд применений магнитооптических материалов в различных оптических устройствах. Некоторые из них получили практическое развитие. Например, на базе эффекта Фарадея созданы оптические невзаимные элементы, необходимые для устойчивой работы лазерных систем [33].

3.1. Примеры эффектов Фарадея и Керра

Эффекты Фарадея и Керра в $FeBO_3$. Борат железа $FeBO_3$ активно исследуется благодаря редкому комплексу свойств – магнитных, резонансных, оптических, магнитооптических, магнитоупругих. Сочетание некоторых из этих свойств в борате железа уникально. Так, прозрачность в видимой области спектра сосуществует в $FeBO_3$ с магнитным упорядочением. Кристалл $FeBO_3$ имеет тригональную кристаллическую структуру, пр. гр. $R\bar{3}c$ [34]. Этот кристалл является антиферромагнетиком со слабым ферромагнетизмом [35].

На рис. 6 представлены оптические спектры коэффициента поглощения и эффекта Фарадея для $FeBO_3$ [36]. Наименьшее поглощение приходится на длину волны 514.5 нм (рис. 6а). Видно, что кристалл $FeBO_3$ обладает значительным эффектом Фарадея в видимом диапазоне спектра (рис. 6б).

Эффективным средством изучения поверхностных магнитных свойств кристаллов являются отражательные МЭ – эффекты Керра [7]. Экваториальный эффект Керра состоит в изменении интенсивности света, отраженного от ферромагнетика при его намагничивании. Он характеризуется величиной $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I_0 и I – интенсивности света, отраженного размагниченным и намагниченным ферромагнитным зерка-

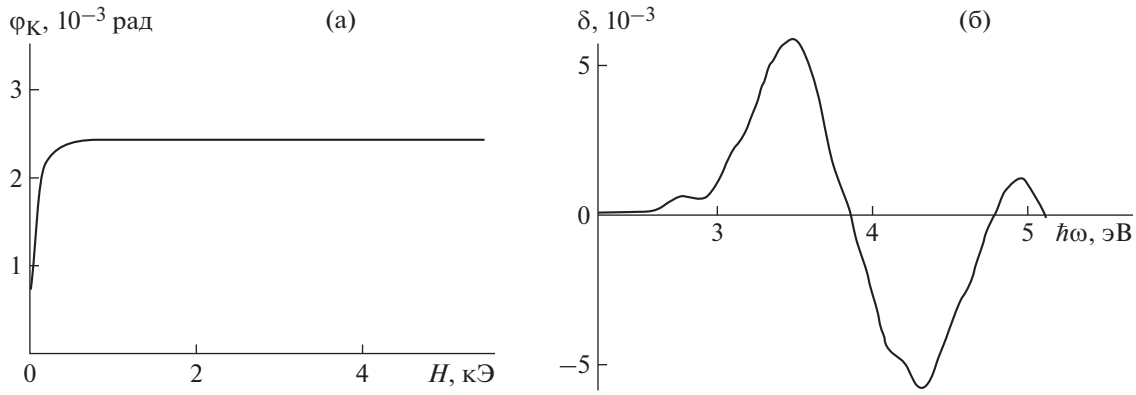

Рис. 7. Вращение плоскости поляризации для кристалла $FeBO_3$ при полярном эффекте Керра в зависимости от магнитного поля (а); спектральная зависимость экваториального эффекта Керра (б) для кристалла $FeBO_3$ [38].

лом соответственно. Величина δ пропорциональна компоненте намагниченности, лежащей в плоскости зеркала перпендикулярно плоскости падения света. Полярный эффект Керра состоит в повороте ПП отраженного света при намагничивании кристалла; угол поворота пропорционален перпендикулярной к плоскости ферромагнитного зеркала составляющей намагниченности. В [38] проведено измерение полярного и экваториального эффектов Керра для кристалла $FeBO_3$. Примеры полученных зависимостей приведены на рис. 7.

Эффекты Керра пропорциональны компонентам намагниченности, а глубина формирования магнитооптического сигнала очень мала (~10^{-2} мкм [37]). Поэтому измерение различных эффектов Керра позволяет изучать полевые зависимости всех трех компонент намагниченности на поверхности образцов.

Эффект Фарадея в α-Fe_2O_3. Магнитные полупроводники – вещества, сочетающие в себе полупроводниковый тип проводимости с магнитным упорядочением – обладают рядом необычных физических свойств и находят активное практическое применение [39, 40]. В частности, они необходимы для создания нового поколения систем записи информации, магнитных головок, датчиков и т.д. К магнитным полупроводникам, представляющим особый интерес, относится гематит α-Fe_2O_3. По этой причине представляют интерес и МЭ в этом кристалле. На рис. 8а показана зависимость эффекта Фарадея от МП для гематита α-Fe_2O_3 при комнатной температуре [3]. Видно, что данная зависимость является линейной, но при определенной величине МП (около 4 кЭ) наклон прямой резко меняется. Кристалл α-Fe_2O_3 является антиферромагнетиком со слабым ферромагнетизмом. При комнатной температуре гематит обладает небольшим спонтанным магнитным моментом в базисной плоскости, составляющим ~0.1% от намагниченности подрешетки [3].

Эффект Фарадея в MnF_2. Кристалл MnF_2 представляет интерес в качестве антиферромагнитного материала. На рис. 8б представлена зависимость эффекта Фарадея в MnF_2 от величины МП при $T = 20$ K [41]. Скачок эффекта связан с перестройкой магнитной структуры антиферромагнетика MnF_2, индуцированной сильным внешним МП. В данном случае эффект Фарадея является индикатором, позволяющим проследить этот процесс. В антиферромагнитном состоянии магнитные моменты ионов в MnF_2 ориентируются вдоль тетрагональной (оптической) оси. При наложении внешнего МП $H_{кр} = 95$ кЭ скачком происходит перестройка магнитной структуры. При $H > H_{кр}$ намагниченность подрешеток устанавливается перпендикулярно приложенному полю. Магниторезонансный эффект Фарадея связан с магнитными восприимчивостями $\chi_{\parallel}$ при $H < H_{кр}$ и $\chi_{\perp}$ при $H > H_{кр}$. Скачок фарадеевского вращения обусловлен тем, что $\chi_{\parallel} < \chi_{\perp}$ при $T = 20$ K приблизительно в 5 раз [42].

3.2. Магнитная анизотропия кубических ферромагнетиков

Отметим, что при появлении намагниченности кубические кристаллы перестают быть оптически изотропными [3, 4, 7]. Под действием намагниченности происходит деформация оптической индикатрисы кристалла, которую можно выразить через изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости B_{ij} [3]:

$$B_{ij} = B_{ij}^0 + \Delta B_{ij}, \quad \Delta B_{ij} = \rho_{ijkl} M_k M_l, \qquad (13)$$

где ρ_{ijkl} – магнитооптический тензор четвертого ранга, M_k, M_l – компоненты тензора намагниченности. В кубических кристаллах $B_{ij}^0 = 1/n_0^2$, где n_0 –

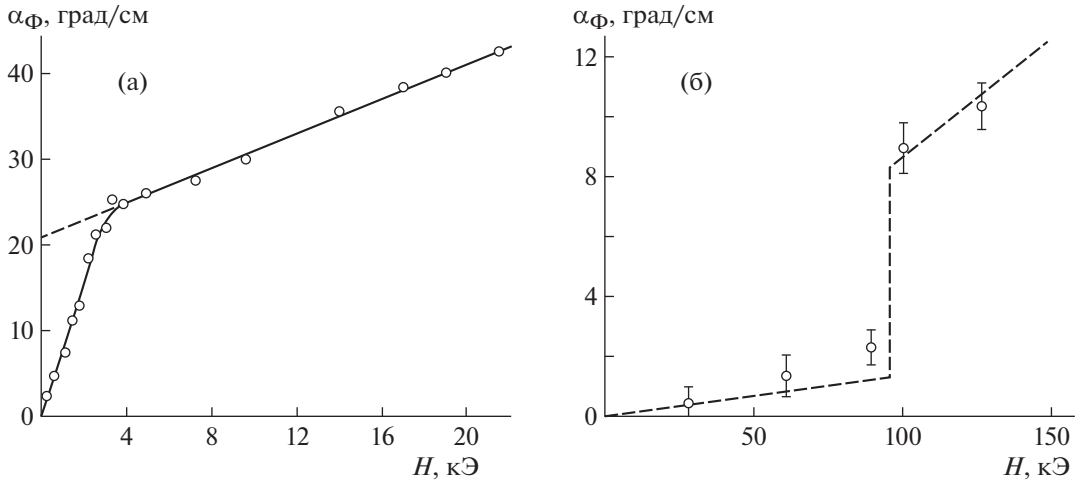

Рис. 8. Зависимость эффекта Фарадея от магнитного поля для кристалла α-Fe_2O_3 при $\mathbf{H} \parallel c$, $T = 295$ K и $\lambda = 1.15$ мкм [3] (а); для кристалла MnF_2 при $T = 20$ K [3, 41] (б).

показатель преломления кубического кристалла в отсутствие намагниченности, а тензор ρ_{ijkl} имеет три ненулевые компоненты $\rho_{1111} = \rho_{11}$, $\rho_{1122} = \rho_{12}$, $\rho_{2332} = \rho_{44}$ [43]. Для характеристики магнитооптической анизотропии кубических ферромагнетиков вводится соотношение [3]:

$$a = \rho_{44}/(\rho_{11} - \rho_{12}). \quad (14)$$

Если $a = 1$, то при любой ориентации намагниченности двупреломление будет одинаковым – такой кристалл является магнитооптически изотропным. При $a \neq 1$ двупреломление наблюдается даже при распространении света вдоль направления намагниченности, что в сочетании с эффектом Фарадея приводит к гироанизотропии среды – сосуществованию двупреломления и гиротропии.

В общем случае под действием намагниченности кубический кристалл из оптически изотропного превращается в двуосный, а положение оптических осей зависит от знака и величины параметра магнитооптической анизотропии a [44].

На рис. 9а показано изменение величины $\beta = 2\pi\Delta n/\lambda$, где Δn – магнитное двупреломление, при вращении кристалла вокруг направления распространения света для двух ферритов-гранатов с разными величинами a: для $Eu_3Fe_5O_{12}$ с $a = 0.98$ и $Sm_3Fe_5O_{12}$ с $a = 0.62$ [44]. Видно, что во втором случае изменение β при повороте кристалла гораздо существеннее.

В сложнокомпонентных ферритах-гранатах типа $(Gd,Tb,Eu)_3Fe_5O_{12}$ могут проявляться отклонения от кубической симметрии и в отсутствие внешнего МП [45]. На рис. 9б показано изменение величины двупреломления света при вращении пластинки $(Gd,Tb,Eu)_3Fe_5O_{12}$, вырезанной параллельно естественной грани (110), вокруг направления распространения света. В отсутствие внешнего поля кривая вращения симметрична относительно нулевой линии. При наличии внешнего поля кривая становится несимметричной относительно нулевой линии, однако характер ее симметрии сохраняется [3]. Видно, что приведенные на рис. 9б зависимости существенно отличаются от соответствующих зависимостей для кубических ферритов-гранатов (рис. 9а).

3.3. Зависимость эффекта Фарадея от температуры

Магнитооптические эффекты чувствительны к изменению магнитной структуры кристаллов. Поэтому они существенно зависят от температуры. Изучение изменения эффектов Фарадея и Коттона–Мутона в зависимости от температуры может дать информацию о магнитных фазовых переходах в исследуемом кристалле [3].

На рис. 10а проиллюстрировано изменение угла Фарадея в кристалле $Gd_3Fe_5O_{12}$ в зависимости от температуры при прохождении точки компенсации намагниченности. В этой точке угол Фарадея меняет знак, а свет становится частично деполяризованным [46].

В [47] проведено исследование эффекта Фарадея в ромбическом кристалле $TbAlO_3$ вдоль разных кристаллографических осей. На рис. 10б показана измеренная в направлении [110] зависимость от температуры угла θ поворота большой оси эллипса поляризации света при эффекте Фарадея в $TbAlO_3$. Так как $TbAlO_3$ – двуосный кристалл, полученная величина зависит от двупреломления и имеет осциллирующий характер. Амплитуда осцилляций пропорциональна углу фарадеевского вращения $\alpha_Ф$, а их период – величине естественного двупреломления Δn. На

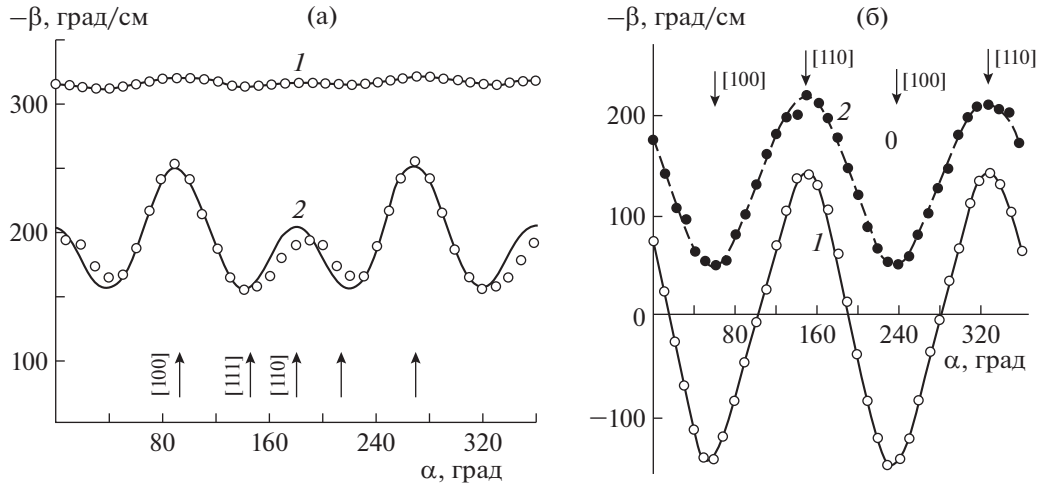

Рис. 9. Магнитное двупреломление в ферритах со структурой граната: а – в кубических ферритах-гранатах $Eu_3Fe_5O_{12}$ (*1*) и $Sm_3Fe_5O_{12}$ (*2*) [3, 44], б – в некубическом феррите-гранате $(Gd, Tb, Eu)_3Fe_5O_{12}$ [3], в зависимости от поворота пластинки кристалла (110) вокруг луча света. Стрелками показана ориентация намагниченности в плоскости (110). Внешнее магнитное поле: а – $H = 17$ кЭ, б – $H = 0$ (*1*) и 22 кЭ (*2*). Свет падает нормально, $\mathbf{k} \perp (110)$, $\lambda = 1.15$ мкм, $T = 295$ K.

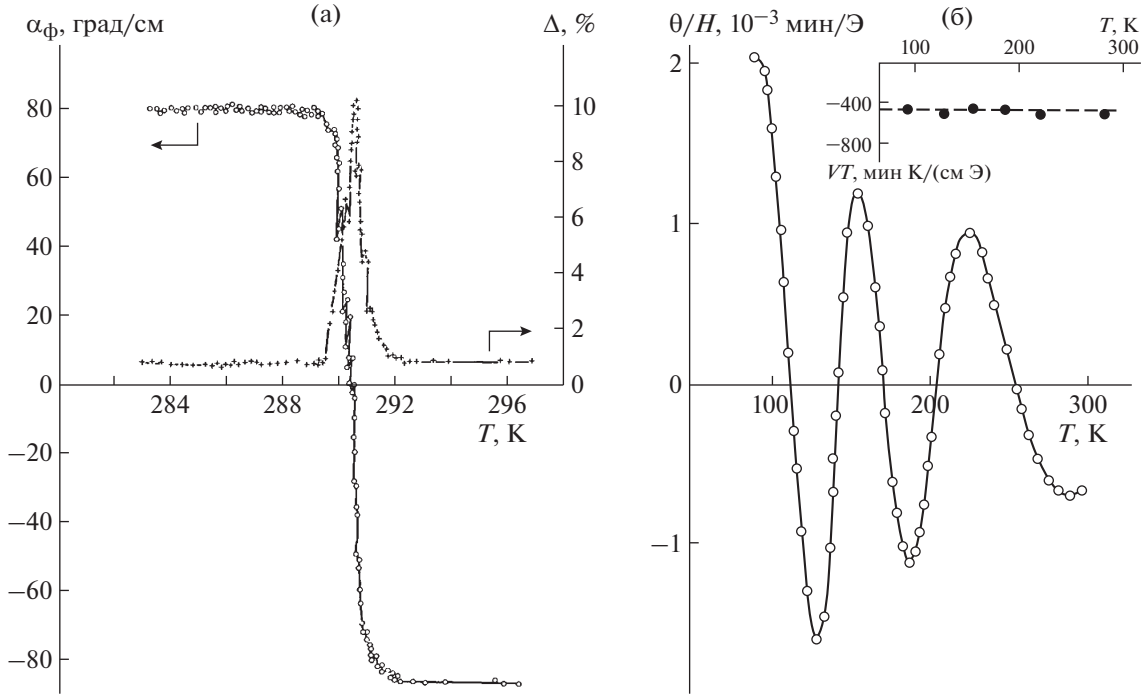

Рис. 10. Эффект Фарадея α_Φ в $Gd_3Fe_5O_{12}$ при температурном прохождении точки компенсации намагниченности при $H = 2.6$ кЭ. Приведено также поведение деполяризации света Δ в этой геометрии ($\mathbf{H}, \mathbf{k} \parallel [100]$) [3] (а). Температурные зависимости угла поворота большой оси эллипса поляризации θ (основной рисунок) и постоянной Верде V (вставка) в кристалле $TbAlO_3$, измеренные в направлении [110] на длине волны $\lambda = 506$ нм [47] (б).

вставке к рис. 10б изображена температурная зависимость величины VT, где V – постоянная Верде. Данная величина в пределах погрешности измерений остается постоянной, из чего следует, что для данного направления $V \sim 1/T$ [47]. Такая зависимость существенно отличается от зависимости $V \sim \chi$ (χ – магнитная восприимчивость), полученной в [48] при исследовании эффекта Фарадея вдоль оси *a* этого же кристалла. Такое различие, по-видимому, обусловлено малостью

вклада не зависящего (или слабо зависящего) от температуры механизма ван-флековского “смешивания” в фарадеевское вращение $TbAlO_3$, измеренное вдоль оси [110] [47].

4. ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПЛЕНКАХ

Магнитные материалы условно можно разделить на две группы. К первой относятся относительно прозрачные магнитные материалы – ферриты-гранаты, ортоферриты, ферриты со структурой шпинели и ряд других. Ко второй группе относятся интерметаллические соединения, например MnBi, MnAs. Эти материалы обладают достаточно большим коэффициентом поглощения в видимом и ИК-диапазонах и используются в виде тонких пленок толщиной менее 0.1 мкм [7].

Среди относительно прозрачных магнитных материалов наибольшее практическое применение нашли ферриты-гранаты, используемые для создания различных устройств для отображения и обработки оптической информации.

Редкоземельные ферриты-гранаты характеризуются общей формулой $R_3Fe_5O_{12}$. Их кристаллическая структура изоморфна структуре минерала граната и представляет собой ОЦК-решетку [49]. Оптические свойства редкоземельных ферритов-гранатов в основном определяются ионами железа, и на фоне сравнительно слабого поглощения возникают узкие пики поглощения, связанные с электронными переходами внутри частично заполненной 4*f*-оболочки редкоземельных ионов. Ферриты-гранаты характеризуются высокой прозрачностью в ближней ИК-области спектра [7]. Так, иттриевый феррит-гранат $Y_3Fe_5O_{12}$ имеет окно прозрачности в области длин волн 1.3–5.5 мкм [50, 51].

Ферриты-гранаты являются исключительно удобным объектом для проверки различных моделей теории магнетизма и изучения магнитных фазовых переходов. Точность стехиометрического состава гранатов (в гранате в отличие от других типов ферритов не содержится незаполненных позиций) выгодно отличает их от таких оксидных соединений, как шпинели и перовскиты, которые легко образуют дефектные структуры и потому не позволяют исследовать многие закономерности процессов и явлений в “чистом виде”. Специфика структуры граната, допускающая изоморфные замещения, дает возможность вводить одни и те же ионы в различные кристаллографические позиции и исследовать эффекты кристаллических полей различной симметрии. Особый интерес в качестве модельного материала представляет иттриевый феррит-гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$), имеющий две магнитные подрешетки [7]. $Y_3Fe_5O_{12}$ используется как основа при разработке материалов магнитоэлектроники, а также в СВЧ-технике [4, 7, 52, 53].

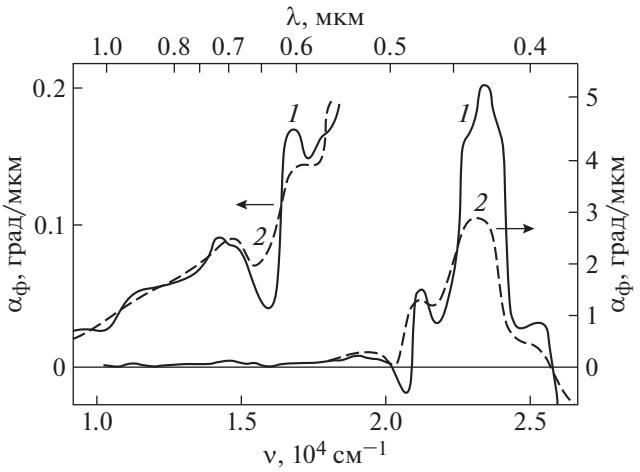

Рис. 11. Дисперсия эффекта Фарадея в $Y_3Fe_5O_{12}$ при температурах 77 K (*1*) и 295 K (*2*) [54].

Диапазон применения ферритов-гранатов исключительно широк – от материалов для оптических квантовых генераторов до многочисленных устройств в каналах обработки СВЧ-сигналов и оптической информации, сверхбольших интегральных схем памяти, датчиков физических полей различной природы и т.п. [4, 7, 52, 53].

На рис. 11 изображены спектры эффекта Фарадея для тонких пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ при комнатной температуре и при 77 K [7, 54]. В магнитооптических спектрах проявляются почти все линии поглощения, но основной вклад в дисперсию фарадеевского вращения дают переходы, расположенные в УФ-области спектра. Эффект Фарадея в $Y_3Fe_5O_{12}$ относительно невелик, так как вклады указанных переходов имеют разные знаки. Из рис. 11 видно, что при уменьшении длины волны света происходит рост эффекта Фарадея. Кроме того, в спектре наблюдаются особенности, связанные с различными оптическими переходами. Максимум фарадеевского вращения в видимой области спектра, равный 2.8 град/мкм при комнатной температуре, достигается в районе $\lambda = 0.435$ мкм. При $T = 77$ K максимальное значение угла Фарадея увеличивается почти вдвое (рис. 11) [7].

В табл. 4 приведены значения угла Фарадея (в град/см) в редкоземельных ферритах-гранатах $R_3Fe_5O_{12}$ при $\lambda = 1.064$ мкм и $T = 295$ K [55]. На рис. 12 показаны спектральные зависимости магнитного кругового дихроизма для пленок галлий-замещенных ферритов-гранатов [7, 56].

Исследование спектров комплексного эффекта Керра обеспечивает получение исчерпывающей информации об основных магнитооптических особенностях материала. Измерения могут проводиться на поликристаллических образцах строго контролируемого состава. На рис. 13 изоб-

Таблица 4. Значения угла Фарадея (в град/см) для $R_3Fe_5O_{12}$ при разных R, $\lambda = 1.064$ мкм, $T = 295$ K [55]

Y	280	Tb	535	Tm	115
Sm	15	Dy	310	Yb	12
Eu	167	Ho	135	Lu	200
Gd	65	Er	120	Nd	–840

ражены спектры полярного эффекта Керра для поликристаллических образцов ферритов-гранатов разных составов [57]. Видно, что замещение ионов железа приводит к уменьшению вращения ПП света, связанного с эффектом Керра, практически во всем рассмотренном спектральном диапазоне. Это обусловлено в первую очередь уменьшением эффективного обменного поля.

4.1. Фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в пленках

В [58] впервые зарегистрирована сверхбыстрая динамика эффекта Фарадея в фемтосекундном (1 фс = 10^{-15} с) временном диапазоне при прохождении лазерных импульсов через наноструктуры, в которых свет замедляется в десятки раз. Показано, что эффект Фарадея в одиночном лазерном импульсе может как расти, так и убывать со временем, это зависит от величины набега фазы внутри наноструктуры. По мнению ученых, полученные результаты открывают совершено новые перспективы для систем оптической обработки информации, в том числе для создания световых компьютеров, в которых вместо электронов работают исключительно фотоны. Также возможна разработка фемтосекундного поляризатора, которым можно будет управлять при помощи МП. Подобное устройство требуется для квантовых вычислений, молекулярной химии, а также оптической передачи данных.

В [58] использована авторская методика детектирования интенсивности и поляризации коротких лазерных импульсов с разверткой по времени, а также новый алгоритм моделирования наблюдаемых эффектов. Схема экспериментальной установки показана на рис. 14.

На рис. 15 приведена экспериментальная фемтосекундная динамика фарадеевского вращения для тонкой магнитной пленки феррита-граната $(Bi,Lu,Eu,Tm)_3(Fe,Ga,Al)_5O_{12}$ на подложке из гадолиний-галиевого граната $Gd_3Ga_2(GaO_4)_3$ [58, 59]. Центральная длина волны фемтосекундного лазерного импульса перестраивается в диапазоне 790–810 нм. Имеется спектральная периодичность ввиду интерференции Фабри–Перо для различных моментов времени. Период осцилляций сохраняется, а амплитуда со временем растет. Из рис. 15 видно, что для подобной структуры угол Фарадея может как увеличиваться, так и уменьшаться со временем при разных длинах волн.

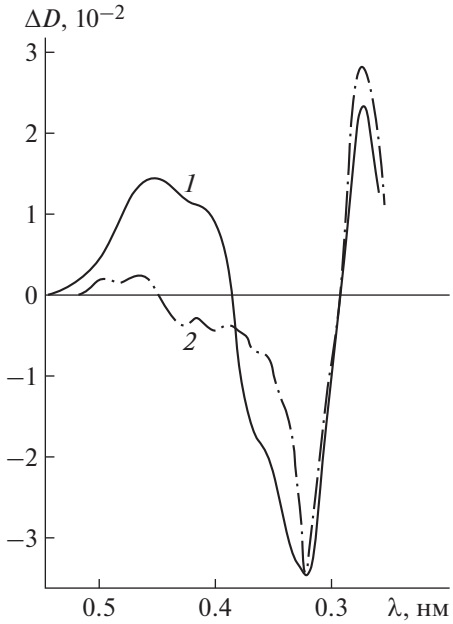

Рис. 12. Спектральные зависимости магнитного кругового дихроизма эпитаксиальных пленок составов $Bi_{0.5}Tm_{2.5}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O_{12}$ (*1*) и $Y_{2.6}Sm_{0.4}Fe_{3.8}Ga_{1.2}O_{12}$ (*2*) [7, 56].

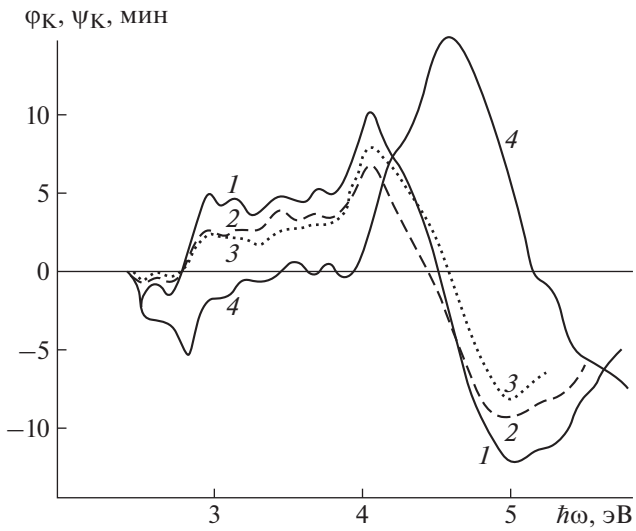

Рис. 13. Дисперсия эффекта Керра. Вращение φ_K для образцов составов $Y_3Fe_5O_{12}$ (*1*), $Y_3Fe_{4.3}Al_{0.7}O_{12}$ (*2*), $Y_3Fe_{4.5}In_{0.5}O_{12}$ (*3*), эллиптичность ψ_K для образца состава $Y_3Fe_5O_{12}$ (*4*) [57].

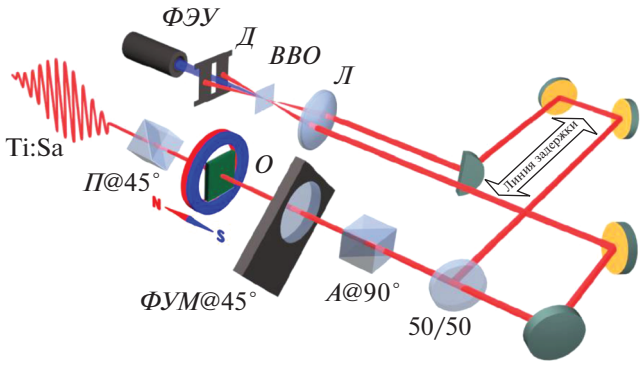

Рис. 14. Установка для измерения фемтосекундной динамики эффекта Фарадея. Ti:Sa – фемтосекундный титан-сапфировый лазер, П – поляризатор, О – образец, помещенный в магнитное поле, обозначенное стрелкой N–S, ФУМ – фотоупругий модулятор, А – анализатор, Л – линза, BBO – нелинейный кристалл β-бората бария, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель, Д – диафрагма [58].

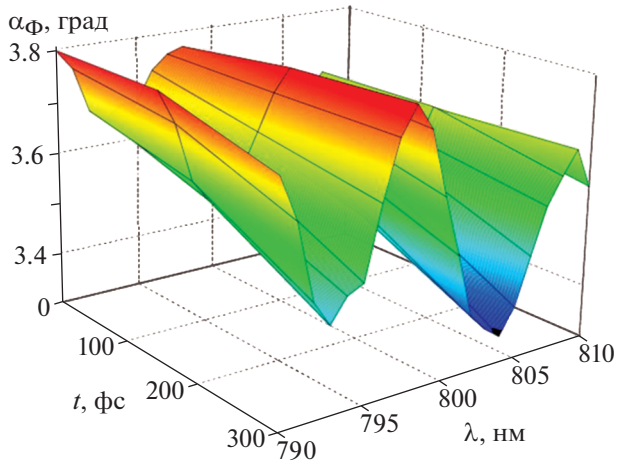

Рис. 15. Экспериментальная фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитной пленке феррита-граната (Bi, Lu, Eu, Tm)$_3$(Fe, Ga, Al)$_5$O$_{12}$ толщиной 16 мкм на монокристаллической подложке из гадолиний-галиевого граната $Gd_3Ga_2(GaO_4)_3$ [58, 59].

5. МАГНИТНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Современный уровень развития техники требует уменьшения размеров оптических элементов, что накладывает существенные ограничения на размеры их составных частей. В частности, возникает необходимость использовать магнитные материалы размером ~1 мкм или даже меньше, но обладающие существенными МЭ. Этого не достичь чисто химическим подходом, в котором большие величины МЭ достигаются подбором оптимального состава магнитного вещества. В последние десятилетия получил распространение новый подход, в котором необходимые оптические свойства материалов получают не только за счет изменения химического состава, но и за счет искусственно созданной геометрической структуры. Характерный размер геометрической структуры должен быть сравним или меньше длины волны используемого излучения. Ярким примером подобных структур являются фотонные кристаллы (**ФК**).

Фотонные кристаллы – это периодические диэлектрические или металло-диэлектрические материалы с периодом структуры порядка длины волны электромагнитного излучения в видимом диапазоне. В качестве примера одномерного ФК можно привести многослойную структуру из чередующихся слоев двух типов (рис. 16а). Система параллельных отверстий в диэлектрическом слое формирует двумерный ФК (рис. 16б), а плотно упакованные наносферы кварца представляют собой трехмерный ФК (рис. 16в) [60].

При использовании в ФК магнитных материалов возникает возможность управления оптическими свойствами ФК с помощью внешнего МП. Это может применяться в современных устройствах обработки информации и оптических микросхемах. Исследованию магнитных фотонных кристаллов (**МФК**) посвящено множество работ, например [61–66].

Впервые МФК, работающие в ближней ИК и видимой областях спектра, предложены и теоретически изучены в 1997 г. [61]. В данной работе изучен эффект Фарадея в одномерных МФК, представляющих собой многослойные пленки из

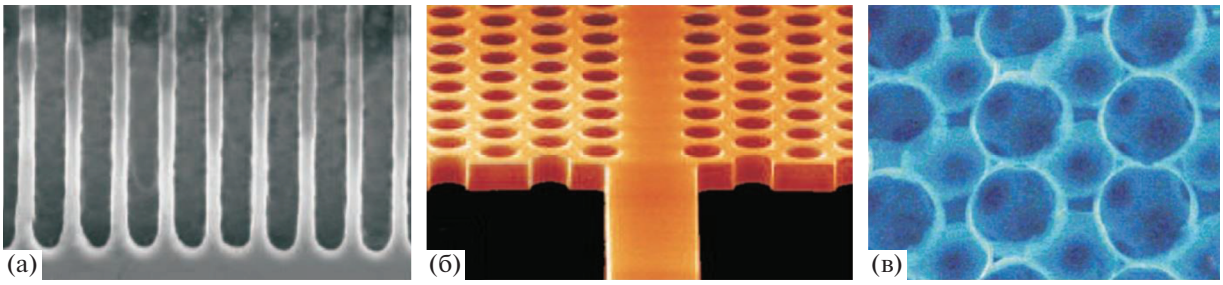

Рис. 16. Одномерные (а), двумерные (б) и трехмерные (в) фотонные кристаллы [60].

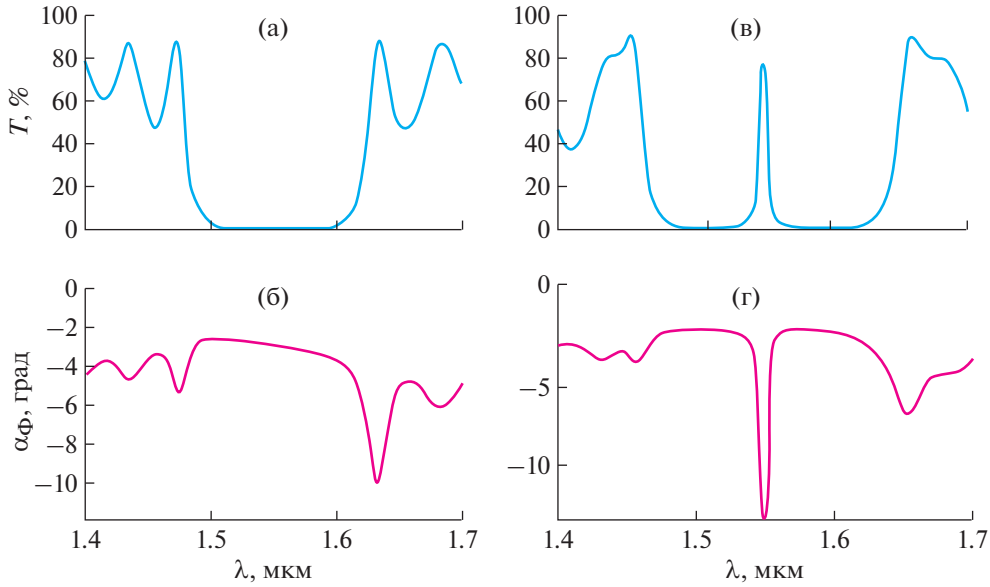

Рис. 17. Оптические свойства в ближнем ИК-диапазоне одномерного магнитного фотонного кристалла, состоящего из 30 пар магнитных и немагнитных слоев с идеальной периодичностью (а, б) и со структурным дефектом (в, г) [60].

хаотично чередующихся слоев висмут-замещенного иттриевого феррита-граната и кварца. Для определенных частот излучения при оптимально подобранных параметрах структуры было обнаружено увеличение эффекта Фарадея более чем в 300 раз по сравнению с аналогичной однородной средой. Впоследствии были теоретически и экспериментально изучены несколько других схожих одномерных фотонных материалов (например, [65]).

В качестве примера на рис. 17а, 17б показаны зависимости коэффициента пропускания и угла Фарадея для одномерного ФК, настроенного на ближний ИК-диапазон (проектировочная длина волны 1.55 мкм) [60]. Кристалл состоит из 30 пар магнитного и немагнитного слоев. Усиление эффекта Фарадея возникает на границе запрещенной зоны, т.е. в районе длин волн 1.49 и 1.61 мкм. Оказывается, именно на этих длинах волн резко возрастает групповая скорость света. Это приводит к тому, что возрастает эффективное время взаимодействия волны с намагниченностью материала, а значит, увеличивается эффект Фарадея. Важной особенностью резонансов на граничных частотах является то, что положения максимумов прохождения и фарадеевского вращения практически совпадают. Это позволяет использовать ФК в качестве миниатюрных элементов, вращающих ПП на большие углы.

В одномерных МФК можно создать структурные дефекты – несколько раз изменить порядок следования слоев и тем самым получить один или несколько слоев с удвоенной толщиной. Наличие таких дефектов приводит к появлению в фотонной запрещенной зоне узких резонансных уровней, на частотах которых прохождение света близко к стопроцентному (рис. 17в). Эффект Фарадея при этом резко возрастает (рис. 17г). В результате удается получить пик пропускания нужной ширины и большой угол Фарадея. К примеру, на длинах волн ближнего ИК-диапазона с помощью таких фотонных материалов удается получить угол поворота ПП света на 45° на расстоянии всего 1.5 мкм, в то время как для той же однородной среды указанный угол поворота достигается на расстоянии, в 150 раз большем [60].

Наряду с одномерными МФК активно исследуются двумерные и трехмерные МФК [67–69]. В большинстве случаев экспериментальной реализации эти структуры представляют собой коллоидные растворы упорядоченных частиц сферической или цилиндрической формы. В [67] описаны полученные двумерные коллоидные МФК, состоящие из стеклянных волокон, покрытых никелем. В качестве примера эффекта Фарадея в трехмерном МФК приведем частотную зависимость фарадеевского вращения (рис. 18), полученную в [68] для трехмерного коллоидного МФК, состоящего из упорядоченно расположенных кварцевых сфер, промежутки между которыми заполнены магнитной жидкостью (насыщенным раствором нитрата диспрозия в глицерине). Из рис. 18 видно, что при приближении к частоте, соответствующей одной из фотонных запрещенных зон МФК, эффект Фарадея резко возрастает. При этом максимальная величина эффекта Фарадея достигается не непосредственно в критической точке ω_{n0}, а вблизи нее. Это обстоятельство

является важным. При частоте излучения, совпадающей с критической частотой, возникает резкое уменьшение коэффициента прохождения излучения через ФК, что сильно осложняет наблюдение и использование эффекта Фарадея. Поэтому желательно работать на частотах, пусть незначительно, но отличающихся от критической. Использование фотонных структур способно дать усиление эффекта Фарадея на 3 порядка по сравнению с соответствующей однородной средой [66].

Как и в случае одномерных МФК, в двумерные и трехмерные МФК можно вводить структурные дефекты с целью получения определенных свойств [69]. Также существует ряд работ, посвященных теоретическому исследованию двумерных и трехмерных МФК, например [70, 71].

Для прикладной магнитооптики необходимы материалы с сильным фарадеевским вращением и слабым оптическим поглощением, поэтому для сравнения магнитооптических материалов вводят характеристический параметр – магнитооптическую добротность Θ, определяемую как отношение удвоенного удельного фарадеевского вращения α_Φ к коэффициенту K поглощения материала: $\Theta = 2\alpha_\Phi/K$.

В [59] изучены спектры пропускания и эффекта Фарадея для двух видов диэлектрических структур различной добротности, не содержащих металлических включений: высокодобротных одномерных МФК и магнитных пленок низкой добротности.

На рис. 19а представлена спектральная зависимость коэффициента пропускания и фарадеевского вращения для высокодобротного МФК с одним магнитным слоем [59]. Образец состоит из пяти пар чередующихся четвертьволновых слоев SiO_2 и Ta_2O_5. Далее идет полуволновой слой иттриевого феррита-граната, легированного висмутом, после которого – снова пять пар слоев SiO_2/Ta_2O_5. Фотонная запрещенная зона этого образца лежит в диапазоне длин волн 700–1000 нм. Длина волны микрорезонаторной моды равна 895 нм (пропускание в этой точке 57%) и сдвинута в красную область спектра относительно центра фотонной запрещенной зоны. Значение фарадеевского вращения максимально для той же длины волны и достигает значения 0.75° с величиной добротности 45.

В качестве примера низкодобротной магнитной пленки в [59] рассмотрена пленка феррита-граната $(Bi,Lu,Eu,Tm)_3(Fe,Ga,Al)_5O_{12}$ толщиной 16 мкм на монокристаллической подложке из гадолиний-галиевого граната $Gd_3Ga_2(GaO_4)_3$. Добротность данной структуры равна 2. На рис. 19б показаны спектр пропускания этого образца и спектр фарадеевского вращения. Зависимости имеют спектральную периодичность благодаря многолучевой интерференции – интерференции Фабри–Перо. Значения коэффициента пропускания пленки лежат в диапазоне 55–65%. Абсолютные значения фарадеевского вращения для пленки оказываются больше, чем для МФК, но удельное вращение в МФК на порядок выше.

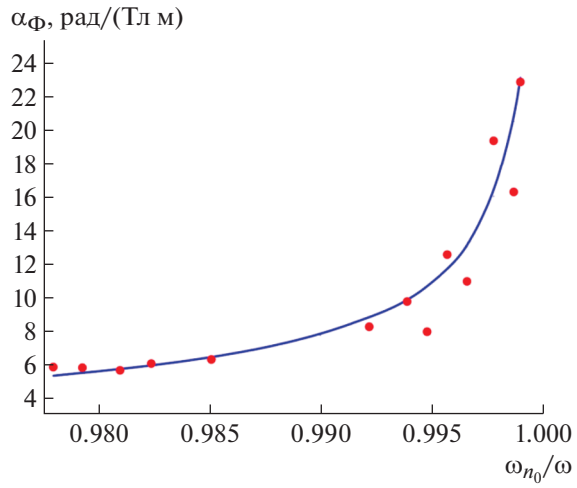

Рис. 18. Рост фарадеевского вращения при приближении к границе фотонной запрещенной зоны в трехмерном фотонном кристалле. Точки – экспериментальная зависимость, линия – рассчитанная [66].

6. ПЛАЗМОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Магнитооптические эффекты могут быть усилены за счет возбуждения собственных волн структуры, в частности, в металло-диэлектрических структурах при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (**ППП**). ППП-волны представляют собой связанные колебания электромагнитного поля и электронного газа металла, распространяющиеся вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком [72]. При этом электромагнитное поле волны локализовано вблизи границы между двумя средами. Структуры, в которых возможно возбуждение ППП, в настоящее время вызывают повышенный интерес, что привело к возникновению нового раздела современной оптики – плазмоники [73].

Большая значимость ППП обусловлена высокой степенью их локализации вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком и возникающей вследствие этого концентрацией электромагнитной энергии. Это приводит к усилению различных оптических эффектов. Кроме того, локализация электромагнитного поля позволяет эффективно сочленять оптические элементы и устройства электроники [74]. Также ППП могут быть использованы для передачи информации в специальных плазмонных микросхемах по металлическим проводам, по которым одновременно

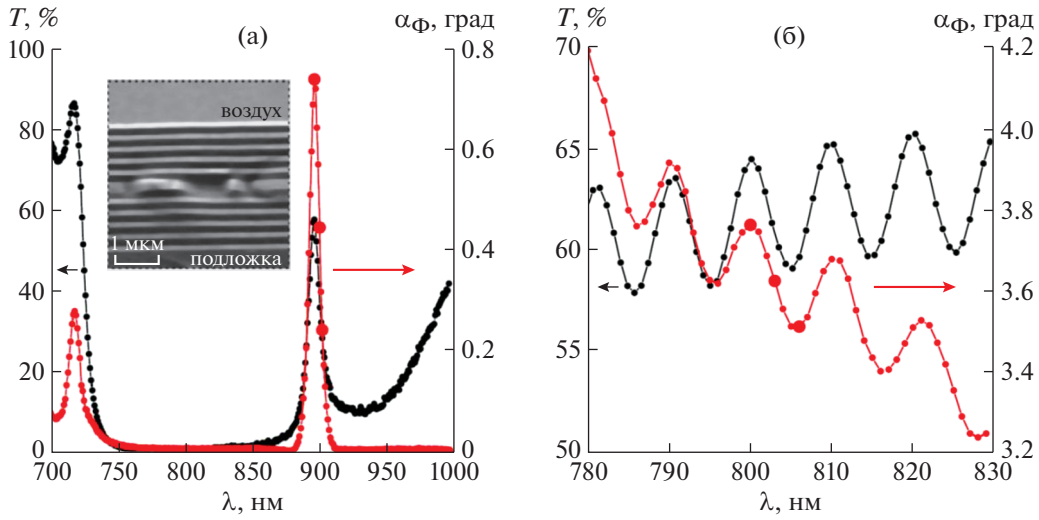

Рис. 19. Экспериментальные спектры коэффициента пропускания (T) и фарадеевского вращения ($\alpha_Ф$) образцов магнитного фотонного кристалла (а) и пленки феррита-граната (б). Вставка – СЭМ-изображение магнитного фотонного кристалла [58, 59].

могут передаваться сигналы в виде импульсов электрического тока [75, 76]. В настоящее время предложено много различных устройств, основанных на возбуждении и распространении ППП, например плазмонные модуляторы, переключатели, интерферометры и металлические волноводы [77].

Известно [73], что прямое возбуждение светом плазмонных колебаний невозможно. Для этого необходимы специальные приспособления в виде призм (рис. 20а, 20б) или дифракционных решеток (рис. 20в).

Металло-диэлектрические структуры, в которых металл или диэлектрик перфорирован периодической системой щелей или отверстий, представляют собой фотонный кристалл для ППП, поэтому по аналогии их можно назвать “плазмонными кристаллами”.

В [78] дается теоретическое описание усиления эффектов Фарадея и Керра (рис. 21) в плазмонных кристаллах. В перфорированной квадратами двумерной металлической решетке наблюдается эффект оптического сверхпропускания

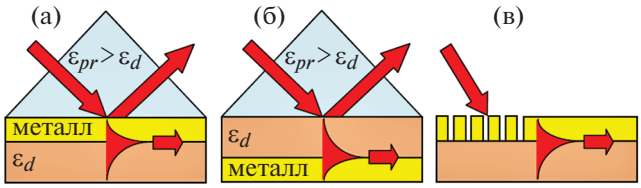

Рис. 20. Методы возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов: а – конфигурация Кретчмана, б – конфигурация Отто, в – дифракция на решетке [66].

(рис. 21а). На верхней границе возбуждается ППП, который, туннелируя через металлическую пленку, возбуждает блоховскую волноводную моду в диэлектрическом магнитном слое. Электромагнитные волны рассеиваются на отверстиях и частично излучаются в дальнюю зону. Присутствие МП приводит к преобразованию *TE*-моды в *TM*-моду, т.е. к фарадеевскому вращению (рис. 21а, 21б). Для его усиления частоты *TE*- и *TM*-мод должны совпадать, что достигается подбором толщины диэлектрического магнитного слоя. Согласно [78] можно достичь усиления эффекта Фарадея за счет плазмонно-волноводной моды в 9 раз по сравнению с тонкой магнитной пленкой той же толщины. В той же геометрии было продемонстрировано усиление полярного эффекта Керра (рис. 21в). Эллиптичность прошедшего света (и отраженного света в случае эффекта Керра) равна нулю в точке, соответствующей максимуму вращения ПП (рис. 21б, 21в).

В плазмонных кристаллах с двумерной периодичностью есть возможность усиления эффекта Фарадея за счет возбуждения ППП, распространяющихся во взаимно ортогональных направлениях [66]. Пусть на плазмонный кристалл нормально падает свет, поляризованный вдоль оси x (рис. 22а). Если частота падающего света совпадает с частотой возбуждения ППП, то падающая волна возбудит две плазмонные волны, распространяющиеся вдоль оси x и противоположно ей. Если магнитный слой не намагничен, ППП вдоль оси y не появится, так как падающая волна не имеет соответствующих компонент электромагнитного поля. Но такое возможно, если магнитная пленка намагничена в полярной конфигурации. При возбуждении ППП вдоль оси y в ближнем

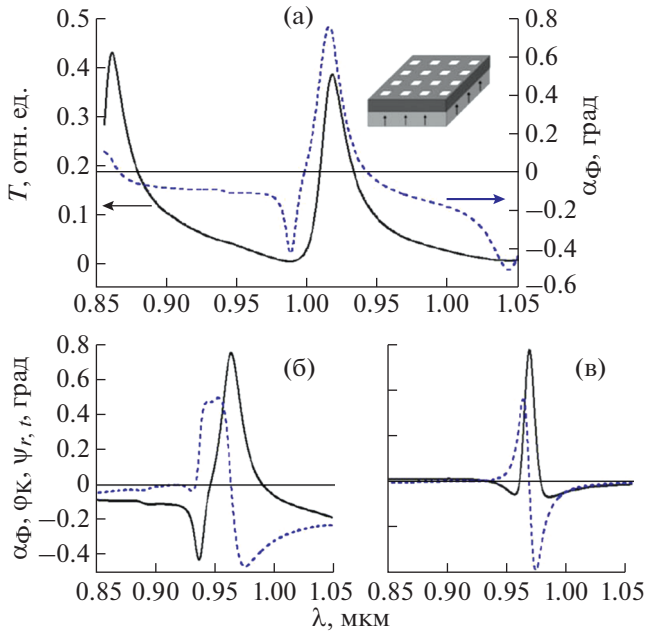

Рис. 21. Магнитооптические характеристики плазмонного кристалла с двумерной периодичностью: а – спектры оптического пропускания T (сплошная линия) и угла Фарадея α_Φ (штриховая линия), на вставке вид плазмонного кристалла; б – спектры угла Фарадея α_Φ (сплошная линия) и эллиптичности прошедшего света ψ_t (штриховая линия); в – спектры угла полярного эффекта Керра φ_K (сплошная линия) и эллиптичности отраженного света ψ_r (штриховая линия) [78].

электромагнитном поле появляется компонента электрического поля, ортогональная к падающей поляризации. В результате рассеяния на отверстиях структуры эта компонента влияет на поляризацию прошедшего света и вносит дополнительный вклад в поворот ПП, связанный с эффектом Фарадея, поэтому на частоте возбуждения ППП возникает резонанс. На рис. 22б показан результат моделирования для плазмонного кристалла, в котором ППП возбуждается при $\lambda = 808$ нм [66]. Как следует из рис. 22б, именно на этой длине волны наблюдается максимум угла Фарадея. При этом угол Фарадея увеличивается в 3 раза по сравнению со случаем магнитной пленки, не покрытой золотой решеткой.

На рис. 23 показаны спектры угла Фарадея, измеренные для одномерных плазмонных кристаллов в случае нормального падения света *TM*-поляризации (перпендикулярно щелям решетки) [66]. Плазмонные кристаллы представляли собой тонкие магнитные пленки (толщина 150 нм) на подложках, поверх которых наносились решетки из золота с шириной полосок золота $l = 150$ нм и толщиной $h = 65$ нм. Были рассмотрены три образца, различающиеся величиной зазора между золотыми полосками $d - l$, где d – период решетки.

Коэффициент усиления угла Фарадея по сравнению с однородной магнитной пленкой, не покрытой металлической решеткой, достигает наибольшей величины 8.8 на длине волны $\lambda = 960$ нм для плазмонного кристалла с периодом 495 нм (рис. 23а). При этом $\alpha_\Phi = 0.52^\circ$ и $\alpha_\Phi^0 = 0.06^\circ$. Ширина резонанса превышает 10 нм. Коэффициент усиления уменьшается при уменьшении периода плазмонного кристалла. Максимум угла Фарадея наблюдается вблизи минимума коэффициента пропускания (рис. 23б), при этом коэффициент пропускания достаточно большой и составляет 36%. Это связано с тем, что ширина щелей в золо-

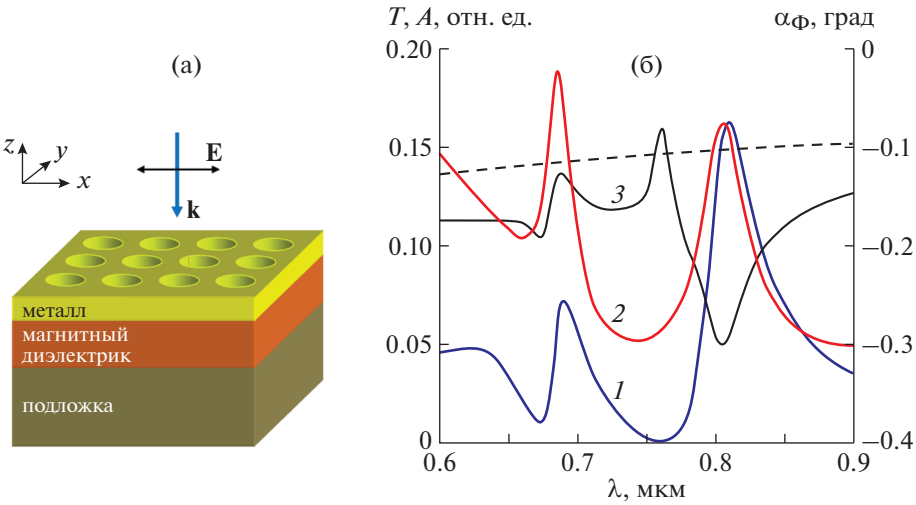

Рис. 22. Схема двумерного плазмонного кристалла и направление падения света (а); спектры коэффициентов оптического пропускания T (*1*), поглощения A (*2*) и угла Фарадея α_Φ (*3*) для двумерного плазмонного кристалла. Штриховая линия показывает угол Фарадея для случая непокрытой пленки (б) [66].

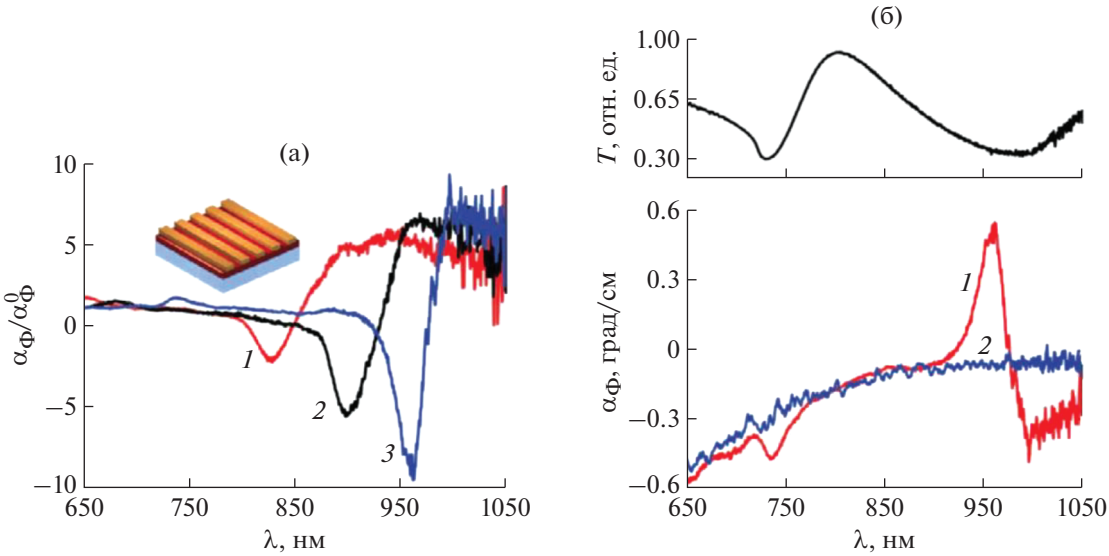

Рис. 23. Спектры угла Фарадея α_Φ, нормированного на величину угла Фарадея α_Φ^0 для однородной магнитной пленки, не покрытой металлической решеткой, для трех одномерных плазмонных кристаллов с периодами $d = 400$ (*1*), 450 (*2*) и 495 нм (*3*) (а). Сверху – коэффициент пропускания для плазмонного кристалла с $d = 495$ нм, снизу – спектры угла Фарадея плазмонного кристалла ($d = 495$ нм, кривая *1*) и однородной магнитной пленки (кривая *2*). Свет ТМ-поляризован и падает по нормали к образцу (б) [66].

той решетке примерно в 2 раза превосходит ширину золотых полосок [66].

7. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ГРАФЕНЕ И ПОДОБНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Хорошо известно, что углерод, являясь одним из самых распространенных в природе химических элементов, отличается большим числом своих модификаций: алмаз, лонсдейлит, графит, графен, графин, фуллерен, нанотрубки, карбин, Т-углерод (рис. 24) [79–83].

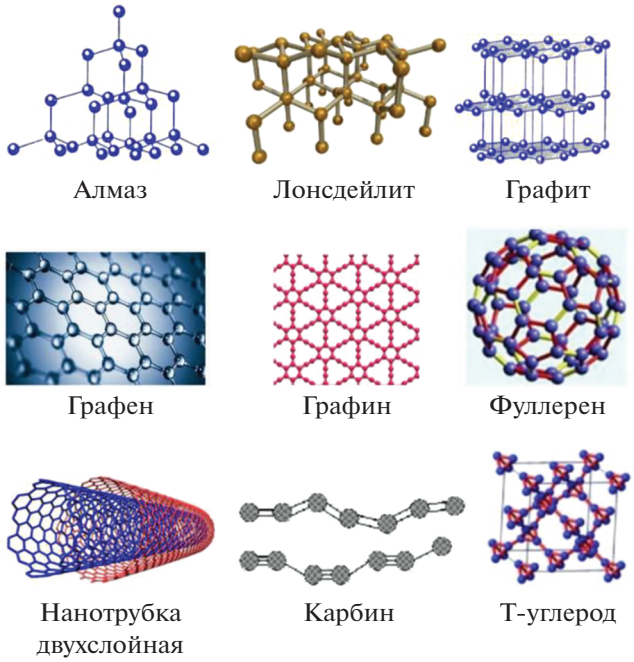

Рис. 24. Аллотропные модификации углерода [79–83].

7.1. Эффекты Фарадея и Керра в графене

Теоретически графен (или “двумерный графит”) изучался и широко использовался для описания свойств различных материалов на основе углерода с середины XX века [84–86]. Графен был известен как неотъемлемая часть 3D-материалов. Возможность существования двумерных (**2D**) кристаллов долгое время ставили под сомнение, ссылаясь на авторитет Л.Д. Ландау и Р. Пайерлса, показавших в 30-х годах прошлого века, что силы межатомного взаимодействия неизбежно должны свернуть их в трубку или смять в гармошку [87, 88]. Однако в 2004 г. К.С. Новоселов и А.К. Гейм сумели получить приемлемые для исследования и практического использования монослои графена простым отшелушиванием от графита при помощи обыкновенного скотча [89]. В 2010 г. А.К. Гейму и К.С. Новоселову присуждена Нобелевская премия по физике “за новаторские эксперименты по исследованию двумерного материала графена”. Позднее были предложены другие способы получения графена: термическим разложением SiC, химическим расслоением графита, под действием серной или соляной кислот, в растворе аммиака [80, 90, 91].

Графен представляет собой двумерную аллотропную модификацию углерода (рис. 25) [92]. Кристаллическая решетка графена состоит из

правильных шестиугольников. В элементарной ячейке кристалла *CDEF* (рис. 25) находятся два атома, обозначенные *A* и *B* и относящиеся к разным подрешеткам. Кратчайшее расстояние a_0 между двумя соседними атомами в решетке равно 0.142 нм. Постоянная решетки равна $2a_0\sin(60°) = 0.246$ нм. Площадь элементарной ячейки составляет 0.051 нм^2, концентрация атомов 3.9×10^{15} см$^{-2}$.

Каждый атом четырехвалентного углерода связан ковалентно с тремя соседними атомами углерода, расположенными в плоскости, поэтому угол между связями составляет 120°, а четвертый электрон делокализован по всему кристаллу. Такая конфигурация 2*s* и двух 2*p* атомных орбиталей называется sp^2-гибридизацией [79]. Четвертый электрон находится в $2p_z$-состоянии, его орбиталь ориентирована перпендикулярно плоскости графена. Именно эти электроны отвечают за уникальные электронные свойства графена и формируют π-зону [80].

Главная особенность графена – это линейный закон дисперсии энергии *E* носителей заряда от волнового вектора *k* (для полупроводников зависимость *E*(*k*) параболическая). Поскольку валентная зона и зона проводимости в графене соприкасаются, графен, также как и графит, является полуметаллом [84].

К настоящему времени проведено много теоретических и экспериментальных исследований физических свойств графена, в том числе МЭ Фарадея.

В [93] приведены результаты измерений проводимости и угла поворота поляризованного излучения, прошедшего через образец. Для измерений эффекта Фарадея были использованы образцы одно- и многослойного (четыре слоя) графена, эпитаксиально выращенные соответственно на Si-конце [94] и C-конце [95] поверхности 6H–SiC. В [94, 95] показано, что такой графен хорошо адаптирован для магнитооптических исследований из-за его контролируемой морфологии и достаточно большого размера.

Исследуемый образец [93] устанавливали в сверхпроводящий магнит с разделенной катушкой, прикрепленный к спектрометру с фурье-преобразованием. Использовался ИК-источник света и болометр с He-охлаждением. Перед и за образцом были установлены два поляризатора. Нормализованная по подложке пропускная способность определялась как отношение интенсивностей света, проходящего через графен на SiC и через голую подложку.

Особенностью графена является то, что в нем возбуждения на квазичастотах удовлетворяют уравнению Дирака, в котором скорость света *c* заменяется скоростью Ферми $v_F \simeq c/300$. В рамках

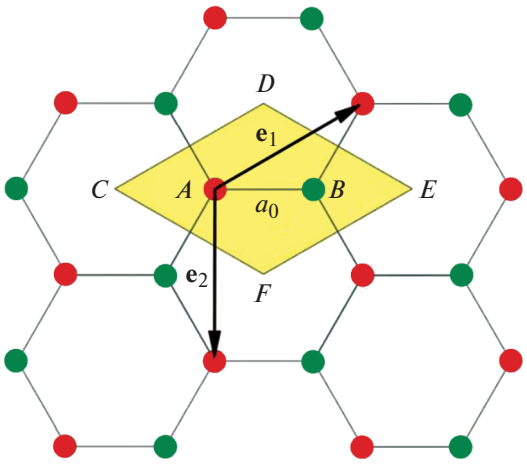

Рис. 25. Кристаллическая решетка графена: *A*, *B* – атомы, относящиеся к разным подрешеткам, *CDEF* – элементарная ячейка, $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ – векторы трансляций [92].

теории Дирака при сохранении только членов, линейных по проводимости [96, 97], получены следующие выражения для вычисления поглощения и угла Фарадея [93]:

$$1 - T(\omega, B) \approx 2Z_0 f_s(\omega)\,\mathrm{Re}\,\sigma_{xx}(\omega, B), \quad (15)$$

$$\alpha_\Phi(\omega, B) \approx Z_0 f_s(\omega)\,\mathrm{Re}\,\sigma_{xy}(\omega, B), \quad (16)$$

где *B* – магнитная индукция, ω – циклотронная частота, σ_{ij} – компоненты тензора проводимости, *T* – нормализованное по подложке пропускание, $Z_0 \approx 377\Omega$ – полное сопротивление в вакууме и $f_s(\omega)$ – спектрально гладкая безразмерная функция. В проведенных измерениях интерференция Фабри–Перо в подложке не учитывалась.

Уровень легирования и напряженность поля, используемые в [93], ставят систему в классический режим, где расстояние между уровнями Ландау для энергий Ферми намного меньше, чем энергия Ферми ε_F [98, 99]. Чтобы в этом режиме проявился классический эффект циклотронного резонанса, нужны квазичастицы Дирака. В этом случае классические формулы Друде имеют вид

$$\sigma_{xx}(\omega, B) = \frac{2D}{\pi}\frac{1/\tau - i\,\omega}{\omega_c^2 - (\omega + i/\tau)^2}, \quad (17)$$

$$\sigma_{xy}(\omega, B) = -\frac{2D}{\pi}\frac{\omega_c}{\omega_c^2 - (\omega + i/\tau)^2}, \quad (18)$$

где $D = 2\sigma_0|\varepsilon_F|/h$ – весовой множитель Друде, $\sigma_0 = e^2/(4h)$ – электропроводность 2D-электронного газа, *e* – элементарный заряд, *h* – постоянная Планка, $\omega_c = eBv_F^2/\varepsilon_F$ – циклотронная частота (положительная для электронов и отрицательная для дырок), v_F и ε_F – соответственно скорость и

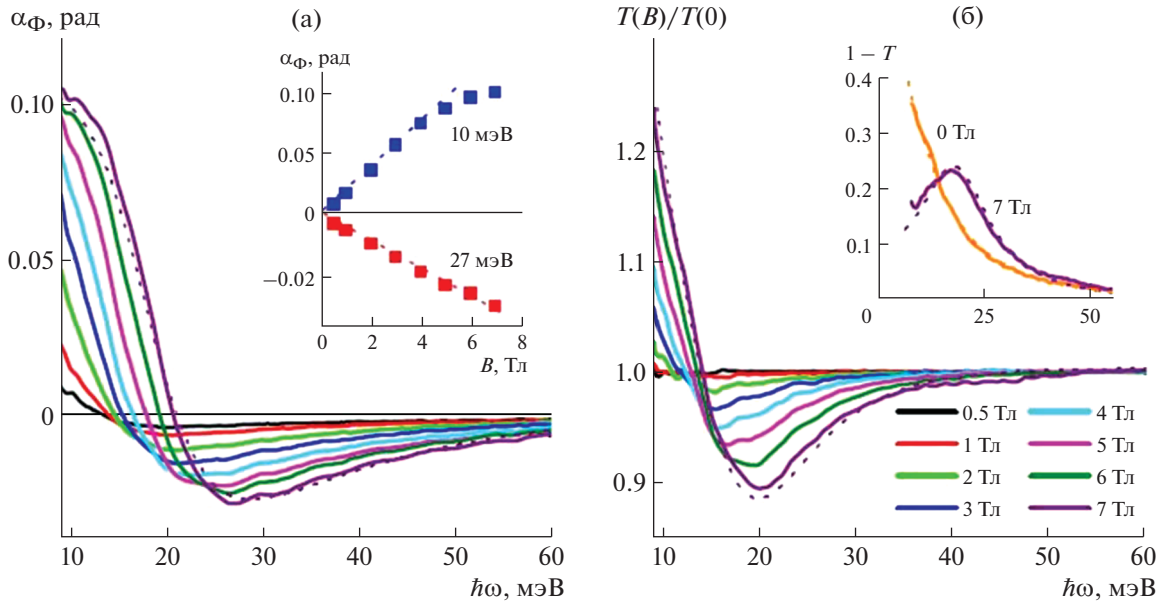

Рис. 26. Угол Фарадея $\alpha_Ф$ при нескольких полях до 7 Тл при 5 К. На вставке представлена зависимость $\alpha_Ф(B)$ при $\hbar\omega = 10$ и 27 мэВ. Пунктирные линии – линейные аппроксимации точек между от 0 до 5 Тл (а). Относительное пропускание $T(B)/T(0)$ для тех же полей. На вставке показаны спектры поглощения $1 - T(B)$ для $B = 0$ и 7 Тл. На вставках для сравнения приведены результаты расчетов по формулам (15) и (16) (модель Дирака, пунктир) и классическим формулам (17), (18) Друде (на а – значки, на б – сплошные линии) (б) [93].

энергия Ферми носителей заряда, τ – время рассеяния.

На рис. 26 приведены результаты измерений фарадеевского вращения и магнитооптические спектры пропускания однослойного графена [93]. Из рис. 26а видно, что угол Фарадея $\alpha_Ф$ сильно зависит от поля и при низких энергиях положителен, а при высоких – отрицателен. Максимальное значение $\alpha_Ф$ составляет около 0.1 рад (~6°), что является исключительно большим эффектом, учитывая, что это происходит из одного слоя. Нормированные спектры пропускания $T(B)/T(0)$ также сильно зависят от МП (рис. 26б). На вставке показано поглощение ($1 - T$) при 0 и 7 Тл. Хорошо виден сильный пик Друде, сигнализирующий о высоком уровне легирования. Центр пика сдвигается от нуля до конечной энергии при 7 Тл, что происходит из-за циклотронного резонанса.

Согласно [93] “гигантский эффект Фарадея” обусловлен спецификой дисперсионных свойств электронов в графене. В МП они ведут себя как безмассовые частицы (дираковские фермионы), скорость которых не зависит от энергии, что проявляется и в неэквидистантном расположении уровней Ландау, переходы между которыми определяют частоты циклотронного резонанса и влияют на прохождение поляризованного излучения [80]. Полосы проводимости и валентности в графене показывают релятивистскую безмассовую дисперсию и хиральный характер электронной волновой функции, что приводит к неэквидистантным уровням Ландау ($n = 0; \pm1; \pm2$ ...) [91].

Те же измерения были проведены на образце четырехслойного графена, выращенном на С-поверхности 6H–SiC. Результаты приведены на рис. 27 [93].

Из рис. 27 видно, что в многослойном графене кривые, соответствующие углам Фарадея и спектрам поглощения, разительно отличаются от тех же зависимостей для однослойного графена (рис. 26). Они показывают дополнительные, похожие на резонансные структуры, отмеченные стрелками. Как было показано в [96, 100], эти особенности спектров соответствуют оптическим переходам между отдельными уровнями Ландау. Низкочастотная часть спектров имеет структуру, подобную циклотронному резонансу. Знак угла Фарадея здесь соответствует электронному легированию.

В [101] приведены результаты теоретического исследования магнитооптических свойств монослоя графена с помощью методов квантовой теории поля в рамках модели Дирака квазичастиц в графене. Показано хорошее согласие между моделью Дирака и экспериментом по гигантскому вращению Фарадея в циклотронном резонансе (рис. 26) [93]. В [101] предсказаны другие режимы, когда эффекты хорошо выражены, и выявлена общая зависимость фарадеевского вращения и поглощения от различных параметров образцов как для подвешенного, так и для эпитаксиального графена.

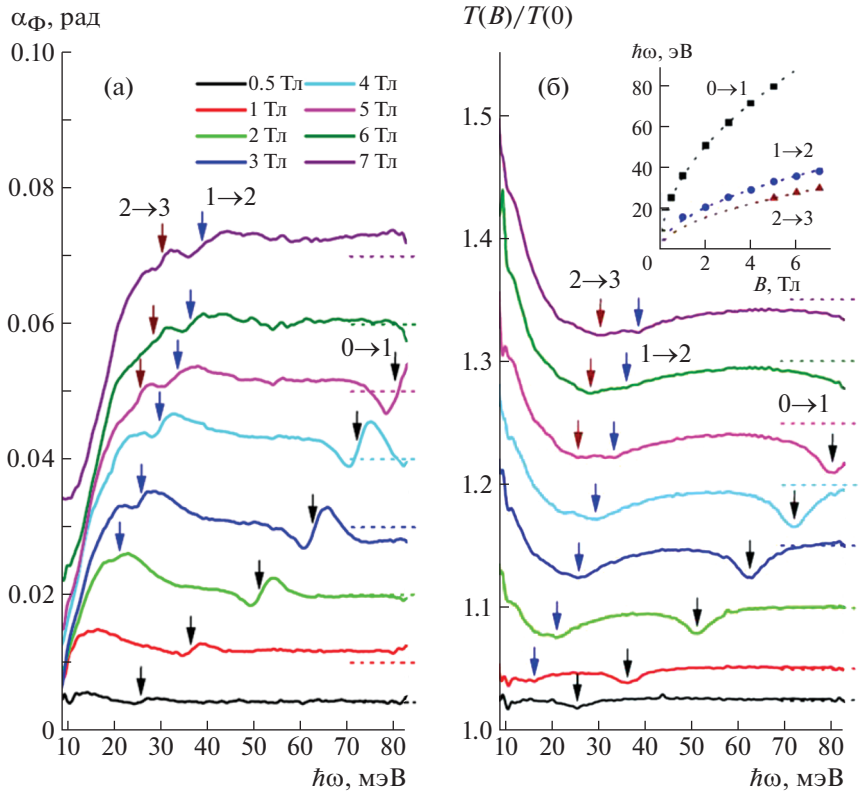

Рис. 27. Фарадеевское вращение (а) и магнитооптические спектры пропускания (б) многослойного графена при 5 К и полях (нумерация снизу вверх) 0.5 и от 1 до 7 Тл с интервалом 1 Тл. Кривые на рисунках смещены для ясности. Энергии межуровневых переходов Ландау 0 → 1, 1 → 2 и 2 → 3 обозначены стрелками и показаны как функции магнитного поля на вставке к (б) (отмечены значками), где также приведены теоретические кривые, полученные с использованием уравнения для энергий уровней Ландау [93] при $v_F = 1.00 \times 10^6$ м/с (пунктирные линии).

В [102] приведены результаты измерений квантовых МЭ Фарадея и Керра в графене в терагерцовом диапазоне частот. Во вращении Фарадея наблюдается плато Холла (рис. 28а) – одинаковые значения угла вращения при больших МП.

Для определения МЭ Керра в геометрии отражения в [102] использовалась следующая схема. Короткий пробный импульс терагерцового диапазона пропускают через монослой графена на подложке SiC, при этом появляется задержанный второй импульс, который многократно отражается внутри подложки после первого основного импульса с разницей по времени $\Delta t = 2n_{sub}d/c$, где d – толщина подложки, n_{sub} – показатель преломления подложки, а c – скорость света. Второй импульс испытывает вращение Керра (φ_K), когда он отражается на границе раздела между подложкой и графеном, и испытывает эффект Фарадея, когда выходит из графена. В пределе слабого сигнала полный угол поворота равен сумме вращений Фарадея и Керра. Таким образом, вращение Керра можно определить из задержанного второго импульса, вычитая фарадеевское вращение, определенное из поляризации первого импульса. Из рис. 28б видно, что выше 5.5 Тл на частоте 1 ТГц угол φ_K имеет фиксированное значение (φ_K = = –15 мрад), не зависящее от МП.

Представленные результаты обнаруживают квантовые плато во вращениях Фарадея и Керра именно на тех энергиях, которые характерны для электронов Дирака, с углом вращения, определяемым постоянной тонкой структуры. Устойчивые квантовые плато Холла в оптическом режиме, помимо того, что представляют интерес с концептуальной точки зрения, могут открыть возможности для новых оптоэлектронных приложений на основе графена.

В [103] показано, что в графене в терагерцевом диапазоне гигантское вращение Фарадея, обусловленное циклотронным резонансом, дополнительно увеличивается благодаря конструктивной интерференции Фабри–Перо в поддерживающей подложке. В частности, в дальних ИК-спектрах эпитаксиального многослойного графена, выращенного на С-грани 6Н–SiC, где спектрально разрешены интерференционные полосы, фарадеевское вращение увеличивается до 0.15 рад (~9°).

Эффект Фарадея и связанный с ним МЭ Керра широко используются в оптической связи, при

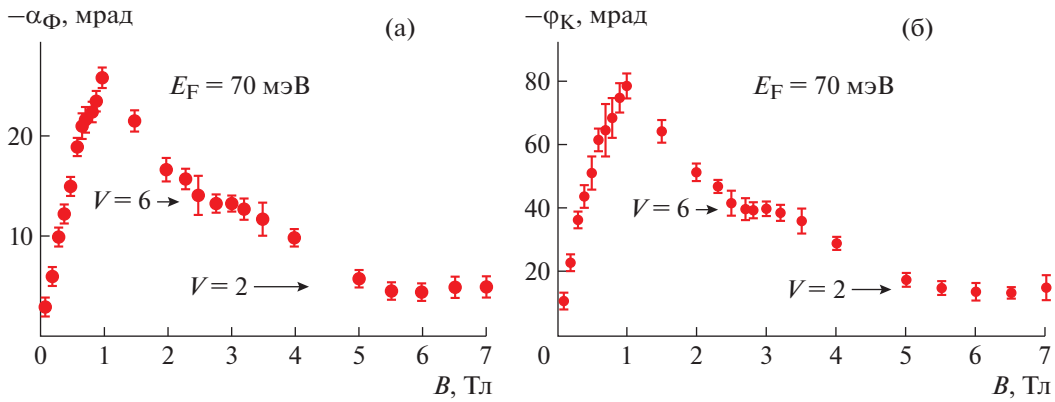

Рис. 28. Магнитооптические эффекты в монослое графена: зависимости угла Фарадея $\alpha_Ф$ (а) и угла вращения Керра φ_K (б) от магнитного поля на частоте 1 ТГц для образца с E_F = 70 мэВ [102].

хранении данных и вычислениях. Возможность осуществления в графене легкого и быстрого амбиполярного допинга вместе с сильным эффектом Фарадея в широком диапазоне частот представляют собой уникальную комбинацию, не представленную в других известных материалах.

7.2. Эффект Фарадея в супракристаллах

Теоретически доказана возможность существования и более сложных, чем графен, 2D-углеродных сетей из sp^2-гибридизированных атомов углерода [104], образующих структуры, состоящие из трех-, четырех-, шести- и двенадцатиугольников. Их можно рассматривать как двумерные кристаллы, образованные квадратными или шестиугольными ячейками, в узлах которых находятся не отдельные атомы или ионы, а правильные многоугольники из атомов (ионов). Такие атомные сети были названы 2D-супракристаллами (от лат. *supra* – над), т.е. надкристаллами [105].

Трехмерным обобщением 2D-супракристаллов являются 3D-супракристаллы [106]. Они содержат кубические элементарные ячейки, в узлах которых находятся правильные или полуправильные многогранники (тела Платона и тела Архимеда). Атомы (ионы) располагаются в вершинах многогранников и связаны друг с другом валентными химическими связями.

В принципе, супракристаллы могут быть созданы не только из атомов углерода. Обратим внимание, что 3D-супракристаллы могут быть получены путем кристаллизации четырех-, пяти- или шестивалентных атомов, в то время как для получения 2D-супракристаллов требуются трех- или четырехвалентные атомы.

В 1991 г. появилась первая статья о нанотрубках [107]. Нанотрубки (**НТ**) представляют собой скрученную в виде цилиндра гексагональную графеновую сетку [108]. Все НТ можно разделить на две группы – ахиральные и хиральные, их принцип кодирования представлен в [109]. Тип проводимости НТ зависит от их хиральности, т.е. от группы симметрии, которой принадлежит конкретная НТ, и подчиняется простому правилу: если индексы НТ равны между собой или их разность делится на три, НТ является полуметаллом, в любом другом случае – полупроводником.

Полупроводниковые модификации углеродных нанотрубок (**УНТ**) (разность индексов хиральности не кратна трем) являются прямозонными полупроводниками. Это означает, что в них может происходить непосредственная рекомбинация электрон-дырочных пар, приводящая к испусканию фотона. Прямозонность автоматически включает УНТ в число материалов оптоэлектроники, фотолюминесценции, электролюминесценции как потенциальный источник излучения для проведения квантовых вычислений [110–112].

В 2000 г. было предсказано существование нового класса УНТ-структур, состоящих либо из пяти- и семиугольников, либо из пяти-, шести- и семиугольников [113]. Такие НТ, состоящие не только из шестиугольников, были названы “хаекилитными”. В [113] выявлено, что углеродные “хаекилитные” структуры являются энергетически более выгодными по сравнению с фуллереном C_6 (графеном) и обладают металлическим типом проводимости. Различные возможные типы УНТ типа “хаекелит” рассмотрены в [114].

На рис. 29 [115] приведены примеры атомных моделей графеноподобных 2D-супракристаллов. Можно подробно описать и привести различные примеры 2D- и 3D-супракристаллов, разнообразных видов НТ и конусов, хаекелитных структур, фуллеренов и Т-углеродов, но на этом останавливаться не будем.

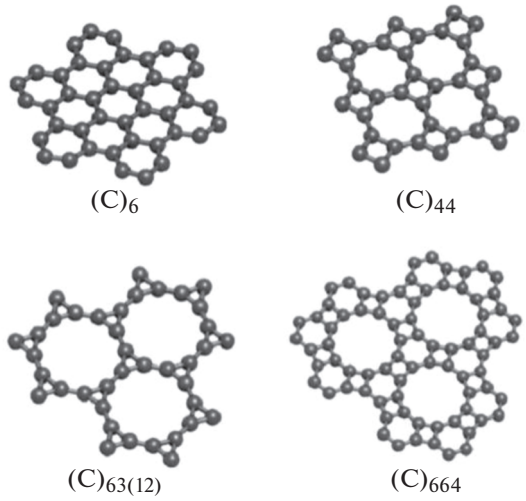

Рис. 29. Атомные модели исследуемых графеноподобных 2D-супракристаллов: C_6 – графен, C_{44} – октаграфен (окта-тетраграфен), $C_{63(12)}$ – додекатриграфен, C_{664} – додека-гексатераграфен [115].

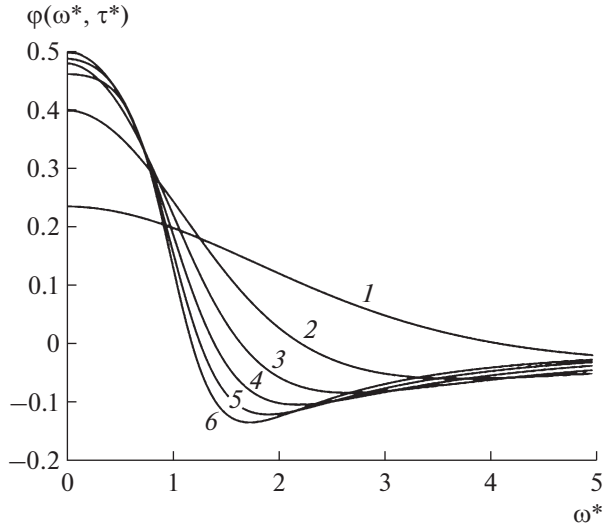

Рис. 30. Вид функции $\varphi(\omega^*, \tau^*)$ при $\tau^* = 0.25$ (*1*), 0.5 (*2*), 0.75 (*3*), 1.0 (*4*), 1.25 (*5*), 1.5 (*6*) [115].

Приведем один из результатов [115], где рассмотрена возможность усиления эффекта Фарадея в 2D-супракристаллах в МП.

Используем выражение (16) для угла фарадеевского вращения α_Φ ПП проходящего через образец графена монохроматического электромагнитного излучения частоты ω. После подстановки в это выражение формулы (18) для $\sigma_{xy}(\omega, B)$ получим [115]:

$$\alpha_\Phi(\omega^*,\tau^*) \approx -\frac{2}{\pi}\alpha\frac{|\varepsilon_F|}{\hbar\omega_c}\varphi(\omega^*,\tau^*)f_s(\omega^*), \qquad (19)$$

где $\alpha = (1/4\pi\varepsilon_0)e^2/(hc) \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка, а

$$\varphi(\omega^*,\tau^*) = \frac{1}{\tau^*}\frac{1-(\omega^*)^2+1/(\tau^*)^2}{\tau^*[1-(\omega^*)^2+1/(\tau^*)^2]+4(\omega^*/\tau^*)^2]^2} \qquad (20)$$

– не зависящая от вида 2D-кристалла универсальная безразмерная функция безразмерной частоты $\omega^* = \omega/\omega_c$ и безразмерного времени рассеяния $\tau^* = |\omega_c|\tau = \mu|B|$ (μ – подвижность носителей заряда). Вид функции (20) для различных значений τ^* показан на рис. 30.

В случае линейного закона дисперсии $\varepsilon_F = \sim k_F v_F$ выражение (19) принимает вид [115]:

$$\alpha_\Phi(\omega^*,\tau^*) \approx \mp\frac{2}{\pi}\alpha\frac{\hbar k_F^2}{eB}\varphi(\omega^*,\tau^*)f_s(\omega^*), \qquad (21)$$

где верхний знак относится к электронам, а нижний – к дыркам, k_F – волновое число Ферми.

Из формул (19), (21) следует, что фарадеевское вращение возможно лишь в допированных графеноподобных материалах, когда $\varepsilon_F \neq 0$ и $k_F \neq 0$. Удобной подложкой для формирования эпитаксиального графена является кристаллический карбид кремния. Путем термодесорбции на его поверхности создается графеновая пленка.

Для достижения наибольшего гигантского фарадеевского вращения в графене и графеноподобных 2D-супракристаллах лучше использовать их допирование затворным напряжением. Поскольку подвижность носителей и их скорость Ферми в графеноподобных 2D-супракристаллах меньше, чем в графене, то при одинаковых затворных напряжениях фарадеевское вращение в них должно происходить при больших значениях индукции МП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследований магнитооптических эффектов в кристаллах, а также в искусственных материалах.

Магнитооптические эффекты присутствуют в кристаллах любой симметрии, но в немагнитных кристаллах они, как правило, малы.

Приведены примеры проявления эффекта Фарадея и значения постоянных Верде в некоторых немагнитных кристаллах разной симметрии. Рассмотрены несколько кристаллов, в которых эффект Фарадея имеет достаточно большие значения, например TeO_2, $AgGaGe_3Se_8$ и $Sn_2P_2S_6$, $Tb_3Ga_5O_{12}$. Кристалл $Tb_3Ga_5O_{12}$, также как и другие кристаллы редкоземельных гранатов, широко применяется в оптических изоляторах Фарадея. Такие устройства необходимы в лазерной технике для избавления от отраженного сигнала.

Показаны примеры МЭ в магнитоупорядоченных кристаллах и пленках, сделанных из этих кристаллов. Особое внимание уделено ферритам-гранатам, имеющим большое практическое применение – от материалов для оптических квантовых генераторов до многочисленных устройств отображения и обработки оптической информации, датчиков физических полей различной природы и т.п.

Самые большие МЭ обнаружены в материалах с искусственной периодической структурой – магнитных фотонных кристаллах, плазмонных кристаллах, графене. Приведены примеры эффектов Фарадея и Керра для таких структур.

При использовании в ФК магнитных материалов возникает возможность управления оптическими свойствами ФК с помощью внешнего магнитного поля. Это может применяться в современных устройствах обработки информации и оптических микросхемах. Использование фотонных структур способно дать усиление эффекта Фарадея на 3 порядка по сравнению с соответствующей однородной средой.

Исследование спектров различных эффектов Керра дает информацию об основных магнитооптических особенностях материала. Например, с помощью измерения эффектов Керра можно получить величину намагниченности на поверхности образца.

Также представляют интерес плазмонные кристаллы – металло-диэлектрические структуры, в которых возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов. Наличие поверхностных волн приводит к усилению различных оптических эффектов, в том числе эффектов Фарадея и Керра. Плазмонные кристаллы могут быть использованы для целого ряда различных устройств, среди которых плазмонные модуляторы, переключатели, интерферометры и металлические волноводы.

Большие научные перспективы имеет исследование фемтосекундной динамики эффекта Фарадея. Возможна разработка фемтосекундного поляризатора, которым можно будет управлять при помощи МП. Также возможно создание новых быстрых пространственных модуляторов света, которые могут применяться при создании голографической памяти, трехмерных дисплеев, точных сенсоров показателей преломления и сенсоров МП, а также для создания фотонных компьютеров.

Сильные МЭ могут наблюдаться в графене и подобных материалах. Например, для однослойного графена угол Фарадея может достигать 6°, что является исключительно большой величиной.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Константинова А.Ф., Головина Т.Г., Константинов К.К.* // Кристаллография. 2014. Т. 59. № 4. С. 509. https://doi.org/10.7868/S0023476114040109
2. *Головина Т.Г., Константинова А.Ф., Тимофеев В.И.* // Кристаллография. 2020. Т. 65. № 5. С. 677. https://doi.org/10.31857/S0023476120050070
3. *Смоленский Г.А., Писарев Р.В., Синий И.Г.* // Проблемы современной кристаллографии / Под ред. Вайнштейна Б.К., Чернова А.А. М.: Наука, 1975. С. 301.
4. *Смоленский Г.А., Леманов В.В.* Ферриты и их техническое применение. Л.: Наука, 1975. 219 с.
5. *Сизов Ф.Ф., Уханов Ю.И.* Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Киев: Наукова думка, 1979. 180 с.
6. *Ньюнхем Р.Э.* Свойства материалов. Анизотропия, симметрия, структура. М.; Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, Институт компьютерных исследований, 2007. 652 с.
7. *Звездин А.К., Котов В.А.* Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 192 с.
8. *Агранович В.М., Гинзбург В.Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965. 376 с.
9. *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
10. *Hornreich R.M., Shtrikman S.* // Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 1065. https://doi.org/10.1103/PhysRev.171.1065
11. *Боровик-Романов А.С.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 75.
12. *Писарев Р.В., Синий И.Г., Смоленский Г.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 112.
13. *Писарев Р.В.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1421.
14. *Kaminsky W., Haussühl S.* // Z. Kristallogr. 1993. B. 203. S. 79. https://doi.org/10.1524/zkri.1993.203.12.79
15. *Новиков М.А., Хышов А.А.* // ФТТ. 1998. Т. 40. № 11. С. 2035.
16. *Vojna D., Slezak O., Lucianetti A., Mocek T.* // Appl. Sci. 2019. V. 9. P. 3160. https://doi.org/10.3390/app9153160
17. *Van den Keybus P., Grevendonk W.* // Phys. Status Solidi. B. 1986. V. 136. P. 651. https://doi.org/10.1002/pssb.2221360231
18. *Шубников А.В.* Кварц и его применение. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1940. 195 с.
19. *Kolesnikov A.I., Kaplunov I.A., Il'yashenko S.E. et al.* // Crystallography Reports. 2012. V. 57. № 7. P. 909. https://doi.org/10.1134/S1063774512070115
20. *Kaminsky W., Hartmann E.* // Z. Phys. B. 1993. B. 90. S. 47. https://doi.org/10.1007/BF01321031
21. *Воронцова В.Ю., Гречишкин Р.М., Каплунов И.А. и др.* // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104. № 6. С. 976.
22. *Adamenko D., Parasyuk O., Vlokh R.* // Ukr. J. Phys. Opt. 2016. V. 17. № 1. P. 27. https://doi.org/10.3116/16091833/17/1/27/2016
23. *Krupych O., Adamenko D., Mys O. et al.* // Appl. Opt. 2008. V. 47. № 32. C. 6040. https://doi.org/10.1364/AO.47.006040

24. *Ильинский А.В., Кастро Р.А., Набиуллина Л.А. и др.* // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2013. № 4-1 (182). С. 9.
25. *Звездин А.К., Копцик С.В., Кринчик Г.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. Вып. 7. С. 331.
26. *Slezak O., Yasuhara R., Lucianetti A., Mocek T.* // Opt. Mater. Express. 2016. V. 6. № 11. P. 3683. https://doi.org/10.1364/OME.6.003683
27. *Левитин Р.З., Звездин А.К., фон Ортенберг М. и др.* // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 11. С. 2013.
28. *Lin H., Zhou S., Teng H.* // Opt. Mater. 2011. V. 33. № 11. P. 1833. https://doi.org/10.1016/j.optmat.2011.06.017
29. *Ivanov I.A., Karimov D.N., Snetkov I.L. et al.* // Opt. Mater. 2017. V. 66. P. 106. https://doi.org/10.1016/j.optmat.2017.01.045
30. *Соколов Б.Ю.* // ФТТ. 1997. Т. 39. № 10. С. 1815.
31. *Скляров О.К.* Волоконно-оптические сети и системы связи. СПб.: Лань, 2010. 272 с.
32. *Железнов Д.С.* Автореф. дис. “Исследование вращателей Фарадея с криогенным охлаждением для лазеров высокой средней мощности” ... канд. физ.-мат. наук. Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2012. 22 с.
33. *Zvezdin A.K., Kotov V.A.* Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials. Bristol, Philadelphia: IOP Publishing, 1997. 363 p.
34. *Bernal L., Struck C.W., Whitte T.G.* // Acta Cryst. 1963. V. 16. № 8. P. 849. https://doi.org/10.1107/S0365110X63002255
35. *Pernet M., Elmalch D., Toubert T.G.* // Solid State Commun. 1970. V. 8. № 20. P. 1583. https://doi.org/10.1016/0038-1098(70)90469-2
36. *Diehl R.* // Solid State Commun. 1975. V. 17. P. 743. https://doi.org/10.1016/0038-1098(75)90399-3
37. *Кринчик Г.С., Зубов В.Е., Лысков В.А.* // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 55. С. 204.
38. *Стругацкий М.Б.* Дис. “Изометричные монокристаллы бората железа: магнитные и магнитоакустические эффекты” ... докт. физ.-мат. наук. Симферополь: Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, 2008. 324 с.
39. *Нагаев Э.Л.* Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 432 с.
40. Магнитные полупроводники. Сб. статей под ред. В.Г. Веселого. М: Наука, 1982. 169 с.
41. *Еременко В.В., Харченко Н.Ф.* // ФТТ. 1967. Т. 9. С. 1655.
42. *Giffel M., Stout J.W.* // J. Chem. Phys. 1950. V. 18. P. 1455. https://doi.org/10.1063/1.1747512
43. *Най Дж.* Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967. 386 с.
44. *Писарев Р.В., Синий И.Г., Колпакова Н.Н. и др.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 2188.
45. *Bobeck A.H., Spencer E.G., Van Uitert L.G. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17. P. 131. https://doi.org/10.1063/1.1653335
46. *Четкин М.В., Шалыгин А.Н.* // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 882.
47. *Валиев У.В., Лукина М.М., Саидов К.С.* // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 11. С. 2047.
48. *Валиев У.В., Клочков А.А., Лукина М.М., Турганов М.М.* // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 63. № 3. С. 543.
49. *Bertaux F., Forrat F.* // Compt. Rend. 1956. V. 242. № 3. P. 382.
50. *Suits J.* // IEEE Trans. Magn. 1972. V. 8. № 1. P. 95. https://doi.org/10.1109/TMAG.1972.1067270
51. *Wood D.L., Remeika J.P.* // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. № 3. P. 1038. https://doi.org/10.1063/1.1709476
52. *Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Советское радио, 1975. 360 с.
53. *Helszajn J.* YIG Resonators and filters. Chichester; New York; Briskane; Toronto; Singapore: John Wilay Sons, 1985. 250 p.
54. *Wettling W., Andlauer B., Koidl P. et al.* // Phys. Status Solidi. B. 1973. V. 59. P. 63. https://doi.org/10.1002/pssb.2220590105
55. *Wemple S.H., Dillon J.F., Van Uitert L.G., Grodkiewicz W.H.* // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. P. 331. https://doi.org/10.1063/1.1654659
56. *Бурков В.И., Котов В.А., Семин Г.С.* // Тез. докл. XVIВсесоюз. конф. по физике магнитных явлений, Тула, 1983. С. 87.
57. *Visnovsky S., Prosser V., Krishnan R. et al.* // IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. № 6. P. 3205. https://doi.org/10.1109/TMAG.1981.1061610
58. *Musorin A.I., Sharipova M.I., Dolgova T.V. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2016. V. 6. P. 024012. https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.6.024012
59. *Мусорин А.И.* Дис. “Статическая и фемтосекундная магнитооптика магнитоплазмонных решеток, магнитофотонных кристаллов и метаповерхностей” ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 2018. 171 с.
60. *Белотелов В.* // Квант. 2010. № 1. С. 12.
61. *Inoue M., Fujii T.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. № 8. P. 5659. https://doi.org/10.1063/1.364687
62. *Loncar M., Nedeljkovic D., Doll T. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. № 13. P. 1937. https://doi.org/10.1063/1.1311604
63. *Figotin A., Vitebsky I.* // Phys. Rev. E. 2001. V. 63. P. 066609. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.63.066609
64. *Inoue M., Arai K., Fujii T., Abe M.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. № 8. P. 5768. https://doi.org/10.1063/1.370120
65. *Levy M., Yang H.C., Steel M.J., Fujita J.* // J. Lightwave Technol. 2001. V. 19. P. 1964. https://doi.org/10.1109/50.971692
66. *Белотелов В.И.* Дис. “Плазмонные гетероструктуры и фотонные кристаллы с перестраиваемыми оптическими свойствами” ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 2012. 300 с.
67. *Qi Y., Zhang L., Wen W.* // J. Phys. D. 2003. V. 36. P. L10. https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/1/103
68. *Koerdt C., Rikken G.L.J.A., Petrov E.P.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. № 10. P. 1538. https://doi.org/10.1063/1.1558954
69. *Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A. et al.* // J. Phys. D. 2006. V. 39. P. R151. https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/8/R01
70. *Khanikaev A., Baryshev A., Inoue M. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 035123. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.035123

71. *Baryshev A.V., Kodama T., Nishimura K. et al.* // IEEE Trans. Magn. 2004. V. 40. P. 2829. https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.832282
72. *Sarrazin M., Vigneron J.-P., Vigoureux J.-M.* // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 085415. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.085415
73. *Майер С.А.* Плазмоника: теория и приложения: Пер. с англ. Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2011. 278 с.
74. *Ozbay E.* // Science. 2006. V. 311. P. 189. https://doi.org/10.1126/science.1114849
75. *Bozhevolnyi S.I.* Plasmonics Nanoguides and Circuits. Singapore: Pan Stanford Publishing, 2008. 452 p.
76. *Maier S.A., Friedman M.D., Barclay P.E., Painter O.* // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. P. 071103. https://doi.org/10.1063/1.1862340
77. *Krasavin V., Zheludev N.I.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 1416. https://doi.org/10.1063/1.1650904
78. *Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Zvezdin A.K.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. № 7. P. 077401. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.077401
79. *Хайманн Р.Б., Евсюков С.Е.* // Природа. 2003. № 8. С. 66.
80. *Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al.* // Nature. 2005. V. 438. P. 197. https://doi.org/10.1038/nature04233
81. *Baughman R.H., Eckhardat H., Kertesz M.* // J. Chem. Phys. 1987. V. 87. P. 11. https://doi.org/10.1063/1.453405
82. *Sheng X.-L., Qing-Bo Y., Fey Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 155703. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.155703
83. *Котосонов А.С.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 1. С. 870.
84. *Wallace P.R.* // Phys. Rev. 1947. V. 71. P. 622. https://doi.org/10.1103/PhysRev.71.622
85. *Mermin N.D.* // Phys. Rev. 1968. V. 176. P. 250. https://doi.org/10.1103/PhysRev.176.250
86. *Nagashima A., Nuka K., Iton H. et al.* // Surf. Sci. 1993. V. 291. P. 93. https://doi.org/10.1016/0039-6028(93)91480-D
87. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
88. *Peierls R.E.* // Helv. Phys. Acta. 1934. V. 7. Sappl. 2. P. 81.
89. *Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al.* // Science. 2004. V. 306. № 5696. P. 666. https://doi.org/10.1126/science.1102896
90. *Novoselov K.S., Jiang D., Schedin F. et al.* // Proc. Nat. Acad. Sci. 2005. V. 102. P. 10451. https://doi.org/10.1073/pnas.0502848102
91. *Rollings E., Gweon G.-H., Zhou S.Y. et al.* // J. Phys. Chem. Solids. 2006. V. 67. P. 2172. https://doi.org/10.1016/j.jpcs.2006.05.010
92. *Максимова Г.М., Бурдов В.А.* Квантовая механика графена. Нижний Новгород: НГУ, 2019. 37 с.
93. *Grassee I., Levallois J., Walter A.L. et al.* // Nature Phys. 2011. V. 7. P. 48. https://doi.org/10.1038/NPHYS1816
94. *Berger C., Song Z., Li T. et al.* // J. Phys. Chem. B. 2004. V. 108. P. 19912. https://doi.org/10.1021/jp040650f
95. *Emtsev K.V., Botswick A., Horn K. et al.* // Nature Mater. 2009. V. 8. P. 203. https://doi.org/10.1038/nmat2382
96. *Sadowski M.L., Martinez G., Potemski M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 266405. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.266405
97. *Morimoto T., Hatsugai Y., Aoki H.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 116803. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.116803
98. *Gusynin V.P., Sharapov S.G., Carbotte J.P.* // New J. Phys. 2009. V. 11. P. 095013. https://doi.org/10.1088/1367-2630/11/9/095013
99. *Orlita M., Faugeras C., Plochocka P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 267601. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.267601
100. *Jiang Z., Henriksen E.A., Tung L.C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 197403. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.197403
101. *Fialkovsky I.V., Vassilevich D.V.* // Eur. Phys. J. B. 2012. V. 85. P. 384. https://doi.org/10.1140/epjb/e2012-30685-9
102. *Shimano R., Yumoto G., Yoo J.Y. et al.* // Nat. Commun. 2013. V. 4. P. 1841. https://doi.org/10.1038/ncomms2866
103. *Ubrig N., Crassee I., Levallois J. et al.* // arXiv:1303.1634v1 [cond-mat.mes-hall] 7 Mar 2013.
104. *Balaban A.T., Rentia C.C., Ciupitu E.* // Rev. Roum. Chim. 1968. V. 13. P. 231.
105. *Бражe Р.А., Каренин А.А.* // Изв. вузов. Поволжский регион. Физ.-мат. науки. 2011. № 2(18). С. 105.
106. *Бражe Р.А.* Физика супракристаллов. Ульяновск: УлГТУ, 2012. 162 с.
107. *Iijima S.* // Nature. 1991. V. 354. № 6348. P. 56. https://doi.org/10.1038/354056a0
108. *Чернозатонский Л.А., Сорокин П.Б.* Углеродные нанотрубки: от фундаментальных исследований к нанотехнологиям / Под ред. Бубнова Ю.Н. М.: Наука, 2007. С. 154.
109. *Митюрич Г.С., Лебедева Е.В., Сердюков А.Н.* // Проблемы физики, математики и техники. 2017. № 4(33). С. 17.
110. *Avouris P., Freitag M., Perebeinos V.* // Nat. Photon. 2008. V. 2. P. 341. https://doi.org/10.1038/nphoton.2008.94
111. *Högele A., Galland C., Winger M., Imamoğlu A.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 217401. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.217401
112. *Khasminskaya S., Pyatkov F., Słowik K. et al.* // Nat. Photon. 2016. V. 10. P. 727. https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.178
113. *Terrones H., Terrones M., Hernander E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 1716. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.1716
114. *Lambin Ph., Biro L.P.* // New J. Phys. 2003. V. 5. P. 141. https://doi.org/10.1088/1367-2630/5/1/141
115. *Бражe Р.А., Литвиненко М.В.* // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 2. С. 118.