

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.245

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНЕТИЗМ

В. Ф. Коваленко, Э. Л. Нагаев

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 1. Введение | 561 |
| 2. Фотоиндуцированные дальний и ближний магнитный порядок в ферромагнетиках | 563 |
| 2.1. Фотомагнетизм свободных фотоэлектронов | 563 |
| 2.2. Фотоиндуцированные локальные центры | 565 |
| 2.3. Фотодефектный механизм фазовых переходов | 567 |
| 2.4. Перестройка зонной структуры в поле световой волны и недиссилиптивный фотомагнетизм | 568 |
| 2.5. Экспериментальные результаты по фотоупорядочению | 569 |
| 3. Фотоиндуцированное упорядочение в антиферромагнетиках и синглетных магнетиках | 572 |
| 3.1. Фотоферронные состояния в антиферромагнетиках | 572 |
| 3.2. Фотоиндуцированный неколлинеарный антиферромагнетизм | 574 |
| 3.3. Экситонный механизм намагничения антиферромагнетиков | 575 |
| 3.4. Экспериментальный механизм изменения типа антиферромагнитного упорядочения | 576 |
| 3.5. Долгоживущая экситонная фаза | 577 |
| 3.6. Синглетные магнетики | 579 |
| 4. Изменение доменной структуры и анизотропии под действием света | 580 |
| 4.1. Изменение доменной структуры в циркулярно поляризованном свете | 580 |
| 4.2. Эффекты, индуцированные линейно поляризованным светом | 582 |
| 4.3. Влияние неполяризованного света на магнитную анизотропию | 587 |
| 4.4. Влияние света на резонансные явления | 589 |
| 5. Влияние света на движение доменных стенок, магнитную проницаемость и коэрцитивную силу | 591 |
| 5.1. Экспериментальные данные | 591 |
| 5.2. О природе фотозакрепления доменных стенок | 596 |
| 6. Заключение | 597 |
| Список литературы | 598 |

1. ВВЕДЕНИЕ

Под фотоиндуцированным магнетизмом понимается изменение свойств магнетиков, вызванное светом. По существу ферромагнетизм обратен магнитооптике, предметом которой является влияние магнитного упорядочения на оптические свойства кристаллов. Причины, по которым свет влияет на магнитные свойства, могут быть самыми разнообразными, и они отнюдь не сводятся к тривиальному разогреву кристалла светом. Хотя термическому воздействию света на магнетики посвящены специальные исследования (например¹, где указана предшествующая литература по этому вопросу), в нашем обзоре оно специально обсуждаться не будет и будет лишь фигурировать в качестве паразитного эффекта, затрудняющего наблюдение истинного фотомагнетизма.

Говоря о механизмах истинного фотомагнетизма, следует начать с того, что циркулярно поляризованный свет действует подобно магнитному полю

и потому может намагнитить нормально ненамагниченные тела, создав преимущественную ориентацию у спинов электронов. Она вызывается тем, что спинам электронов передаются угловые моменты поглощаемых ими фотонов, а эти моменты в циркулярно поляризованном свете направлены одинаково. Для оптического ориентирования нет необходимости в обменном взаимодействии между электронами, и поэтому оно наблюдается, например, в широком классе немагнитных полупроводников². Определенную специфику имеет воздействие циркулярно поляризованного света на парамагнитные ионы в немагнитном кристалле (например, Cr^{3+} в рубине)³⁻⁵, где свет вызывает переходы между различными уровнями d-оболочки, расщепленной кристаллическим полем, и тем самым меняет ее момент.

Естественно, прямое намагничение светом может происходить и в магнетиках. Специфика магнетиков по сравнению с немагнитными материалами состоит в том, что свет может влиять на их магнитные свойства еще и косвенным образом — через вызванные им изменения обменного взаимодействия или анизотропии. Примером такого косвенного механизма фотомагнетизма может служить появление одноосной анизотропии у кристаллов с кубической симметрией под действием линейно поляризованного света, выделяющего в них ось (действие света в этом случае подобно одноосной деформации). Обменное же взаимодействие изменяется и неполяризованным светом. Причины фотоиндуцированного изменения обмена и анизотропии весьма разнообразны, и столь же разнообразны его физические проявления. Именно такому «косвенному» фотомагнетизму и посвящен, в основном, этот обзор.

Одной из причин фотоизменения обмена может быть косвенный обмен через фотоэлектроны в магнитных полупроводниках, впервые рассмотренный в^{10,11}. Однако этот эффект был завышен в^{10,11} на много порядков из-за неправомерного использования теории косвенного обмена Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды (РККИ) для магнитных полупроводников (она заведомо неприменима к ним из-за малости кинетической энергии фотоэлектронов по сравнению с энергией s — f-обмена¹²). На самом деле при типичных значениях параметров для сдвига точки Кюри T_c , хотя бы на 0,1 К, требуется гигантская концентрация фотоэлектронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Гораздо легче реализовать другой механизм фотомагнетизма, когда влияние света обусловлено фотоэлектронами, захваченными на локальные уровни дефектов. Локализованный электрон меняет обмен и анизотропию в окрестности дефекта. Это может проявиться и через изменение восприимчивости кристалла, и через влияние света на движение доменных стенок, и через изменение дальнего магнитного порядка. Как правило, число дефектов в магнетиках велико — уже хотя бы потому, что, будучи соединениями переходных и редкоземельных элементов, они склонны к нестехиометричности. При достаточно низких температурах фотоэлектроны на локальных уровнях могут иметь очень большое время жизни, так что оказывается возможным создать высокую концентрацию их.

Своеобразной формой фотомагнетизма является гетерофазная автолокализация свободных фотоэлектронов, когда такой электрон самопроизвольно локализуется в какой-то микрообласти кристалла, изменения там тип магнитного упорядочения. Например, при автолокализации фотоэлектрона в антиферромагнитном (АФМ) полупроводнике происходит локальный фазовый переход в ферромагнитное (ФМ) состояние внутри области его автолокализации²⁰.

Фотомагнетизм может реализоваться и в результате возбуждения на магнитных атомах экситонов Френкеля. При этом, вообще говоря, изменяется как момент атома, так и его обмен с соседями. Такие экситоны могут объединяться в комплексы, образуя области измененной магнитной фазы. Эти комплексы из-за когерентности состояний экситонов в них могут быть аномально долгоживущими¹⁸⁴.

Будучи кооперативным явлением в термодинамически неравновесной системе, фотомагнетизм обнаруживает принципиально новые закономерности по сравнению с равновесными системами. В особенности это относится к фотоиндукцированным магнитным переходам, которые, по существу, представляют собой пример самоорганизации в открытой системе. Для таких систем теряет смысл понятие термодинамического потенциала F , и следовательно, фазовый переход в них нельзя охарактеризовать особенностями производных от F . Но он может быть охарактеризован особенностями величины, описывающей неравновесные процессы — скорости производства энтропии⁷. При скачкообразных переходах она сама изменяется скачком, а при непрерывных переходах ее производные по температуре и параметрам диссирирующей подсистемы (частоте и интенсивности света) имеют особенности типа особенностей теплоемкости при обычных фазовых переходах II рода.

Остановимся вкратце на положении дел в эксперименте. Наиболее ярко влияние света на анизотропию, впервые обнаруженное в²⁶⁻²⁹, проявляется в перестройке доменной структуры железо-иттриевого граната (ЖИГ)²³⁻²⁵ и спин-переориентационном фазовом переходе в ErCrO_3 ¹⁰⁰. Влияние фотоиндукционных дефектов на движение доменных стенок было впервые обнаружено в ЖИГ^{34, 58}, а затем в CdCr_2Se_4 ²⁸. Оно проявляется в падении высокочастотной восприимчивости и расширении петли гистерезиса, а также в скачкообразности движения доменных стенок⁶¹. Свообразным следствием открытости системы является нестабильность доменной структуры в FeBO_3 , вызываемая освещением⁶².

Фотоиндукционное увеличение намагниченности ферромагнетиков, согласующееся с теоретическими представлениями о фотосдвиге их T_c , было обнаружено в EuS ¹⁷⁻¹⁹ и CdCr_2Se_4 ⁸⁷. Что же касается когерентных долгоживущих состояний, то, возможно, они реализуются в EuCrO_3 , где впервые наблюдалось изменение типа АФМ упорядочения под действием света^{14, 15}. Данные, свидетельствующие об автолокализации фотоэлектронов в ФМ областях внутри АФМ EuSe и EuTe , получены в²¹. Наконец, следует упомянуть изящный эксперимент⁶ по прямому намагничению АФМ MnF_2 линейно поляризованным светом путем возбуждения экситонов в какой-либо одной из двух его эквивалентных подрешеток. Воспроизведению и детальному исследованию описанных выше эффектов посвящено большое количество экспериментальных работ.

2. ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ДАЛЬНИЙ И БЛИЖНИЙ МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

2.1. Фотомагнетизм свободных фотоэлектронов

Фотоэлектроны могут осуществлять как прямое, так и косвенное намагничение кристалла. Первое возможно, если даже свет не поляризован, и есть следствие того, что величина генерации фотоносителей зависит от направления их спинов относительно момента кристалла^{65, 66}. Поэтому концентрации фотоэлектронов со спинами вдоль и против момента не равны друг другу, т. е. они имеют отличный от нуля суммарный момент. Этот момент не компенсируется суммарным моментом фотодырок, так как времена релаксации по спину для этих двух типов носителей различны. В пределе, когда все фотоэлектроны полностью поляризованы по спину, а все дырки полностью деполяризованы, относительный вклад фотоэлектронов в момент кристалла при $T = 0$ равен $na^3/2S$, где n — полная концентрация фотоэлектронов, a — постоянная решетки, S — спин магнитного атома. Таким образом, даже при $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, когда уже может начаться пробой кристалла, с $S = 7/2$, как у EuS , этот вклад составляет всего лишь $\sim 0,01\%$.

К гораздо более значительным эффектам может привести косвенный обмен через фотоэлектроны. Особый интерес представляет его влияние на^{1*}

фазовый переход порядок — беспорядок, который на свете становится термодинамически неравновесным. Такой переход был исследован впервые в ⁷ с использованием микроскопической модели, справедливой при очень большом радиусе прямого $f - f$ -обмена (терминология $s - f$ -модели). Хотя такой подход недостаточно точен для получения надежных оценок в наиболее интересных для практики случаях, он позволил установить основные качественные особенности фотоиндуцированных фазовых переходов. Ниже будет изложен простой феноменологический подход к этой проблеме, позволяющий воспроизвести их основные черты.

Намагниченность кристалла находится из условия минимума «синэргетического потенциала» $\tilde{\Phi}$, даваемого суммой неполного термодинамического потенциала Φ_0 f -спинов в отсутствие фотоэлектронов и работы $E(\eta)$, производимой фотоэлектронами при установлении намагниченности кристалла η :

$$\tilde{\Phi}(\eta) = \Phi_0(\eta) + E(\eta), \quad E(\eta) = \int_0^\eta n(\eta) \frac{d\bar{\varepsilon}}{d\eta} d\eta, \quad (2.1)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия фотоэлектронов. В ⁷ дано строгое доказательство этого утверждения в приближении самосогласованного поля, исходя из представления о фотоиндуцированном фазовом переходе как кинетическом явлении. Для термодинамически равновесных электронов (2.1), как и должно быть, переходит в термодинамический потенциал всей системы магнетик + электроны проводимости.

Концентрация фотоэлектронов определяется из кинетического уравнения

$$\frac{dn}{dt} = G(\omega, J) - \frac{n}{\tau}, \quad (2.2)$$

где G — генерация носителей за единицу времени, τ — время их рекомбинации, ω — частота света, J — его интенсивность.

Очевидно, $E(\eta)$ может быть представлена в виде

$$E(\eta) = E(0) - b(\omega, J) \eta^2 + O(\eta^4). \quad (2.3)$$

Подставляя (2.3) в стандартное разложение Ландау для Φ_0 , получаем в стационарных условиях

$$\tilde{\Phi} = \frac{\mathcal{A}}{2} \left(T - T_c^0 - \frac{2b}{A} \right) \eta^2 + \frac{\mathcal{B}\eta^4}{4}, \quad \Phi_0 \equiv \tilde{\Phi} \mid_{b=0} \quad (2.4)$$

(вклад от E в член $\sim \eta^4$ можно не учитывать, так как этот член сохраняет в T_c нормальную величину и потому нечувствителен к малым поправкам). Как видно из (2.4), фотоэлектроны сдвигают T_c по сравнению с его темновым значением T_c^0 на величину $\delta T_c(\omega, J) = 2b/\mathcal{A}$.

Скорость производства энтропии $\dot{\mathcal{S}}$ выражается через количество поглощаемой энергии света за единицу времени:

$$\dot{\mathcal{S}} = \frac{\delta Q}{T} = \hbar\omega \frac{G(\eta)}{T}. \quad (2.5)$$

Генерация носителей в (2.5) тоже может быть разложена по η :

$$G(\eta) = G_0 + g\eta^2. \quad (2.6)$$

Подставляя в (2.5), (2.6) значение η^2 , определенное из условия минимума $\tilde{\Phi}$ (2.4), получаем

$$\dot{\mathcal{S}} = \frac{\hbar\omega}{T} \left[G_0 + \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A}} g(\omega, J) (T_c - T) \theta(T_c - T) \right], \quad (2.7)$$

где $\theta(x)$ — функция единичного скачка.

Из (2.7) следует, что в принятом приближении испытывают скачки производные от $\dot{\mathcal{S}}$ по T и по параметрам системы, энергия которой превращается

в тепло

$$\Delta \frac{\partial \dot{\mathcal{Y}}}{\partial T} = - \frac{\hbar \omega g \mathcal{B}}{AT} = \lambda, \quad \Delta \frac{\partial \dot{\mathcal{Y}}}{\partial J} = - \lambda \frac{\partial T_c}{\partial J}, \quad \Delta \frac{\partial \dot{\mathcal{Y}}}{\partial \omega} = - \lambda \frac{\partial T_c}{\partial \omega}. \quad (2.8)$$

Согласно (2.2), (2.4), аналогичные скачки испытывают и $\partial n / \partial T$, $\partial n / \partial J$, $\partial n / \partial \omega$, а также соответствующие вторые производные от $\tilde{\Phi}$ ($\partial^2 \tilde{\Phi} / \partial T^2$, $\partial^2 \tilde{\Phi} / \partial T \partial \omega$ и т. д.).

Микроскопический расчет ^{185, 203}, проведенный в более реалистических предположениях, чем ⁷, приводит к следующей зависимости δT от n :

$$\delta T_c \approx 0,2 \{A [S(S+1)]^{1/2}\}^{2/3} W^{1/3} \left(\frac{a}{r}\right)^{2/3} (na^3), \quad (2.9)$$

где A — интеграл $s - f$ -обмена, $W \approx 12\hbar^2/m^*a^2$ — ширина зоны проводимости, r — радиус $f - f$ -обменного взаимодействия. Согласно (2.9), при $W = 5$ эВ, $AS = 0,5$ эВ, $r = a = 5\text{А}$, $n = 10^{18}$ см⁻³ сдвиг T_c составляет 0,2 К, т. е. превышает 1% от T_c EuS. Тот факт, что косвенный обмен через фотоэлектроны повышает T_c , есть следствие общих свойств косвенного обмена в магнитных полупроводниках, установленных в ^{63, 74}.

Свет может приводить и к фазовым переходам I рода, если он попадает в полосу пропускания кристалла, когда тот намагничен, и поглощается, когда намагничен ⁷⁻⁹. Тогда косвенный обмен через фотоэлектроны включается только при достаточно больших η . Фазовый переход из намагниченного в намагниченное состояние сопровождается скачком намагченности, равным $4(E_g - \omega)/A$, где E_g — ширина оптической щели при $\eta = 0$. Одновременно испытывает скачок $\dot{\mathcal{Y}}$. Такое намагниченное состояние можно реализовать, если предварительно намагнить кристалл внешним полем, а затем включить свет, который будет поддерживать намагченность и в отсутствие поля.

Проведенное выше рассмотрение основывалось на допущении, что ферромагнетик с фотовозбужденными электронами находится в однородном состоянии. В принципе, возможна ситуация, когда он самопроизвольно переходит в состояние, неоднородное по намагченности и концентрации носителей тока ⁶⁷. В основе этого лежит тенденция электронов собираться в областях с повышенной степенью ФМ порядка и еще больше повышать ее ^{20, 63, 74}. Действительно, энергия электронов понижается с ростом η , а рост их локальной концентрации усиливает ФМ косвенный обмен через них. Однако критерий неустойчивости однородного состояния, полученный в ⁶⁷, не согласуется с весьма жестким условием автолокализации отдельного электрона в ФМ полупроводнике вблизи T_c ^{63, 74}. Поэтому пока не ясно, возможно ли неоднородное состояние ферромагнетика в интересных для практики условиях. Во всяком случае, по аналогии с ⁶⁸, где рассматривалось аналогичное явление в сегнетоэлектрических полупроводниках, можно ожидать, что характерная длина возникающей неоднородности — порядка диффузионной длины. Поэтому образцы меньшего размера заведомо находятся в однородных состояниях.

2.2. Фотоиндуцированные локальные центры

В фотомагнетизме, обусловленном электронами проводимости, дефекты играют вспомогательную роль, выступая в качестве центров рекомбинации неравновесных носителей. Но их рекомбинации предшествует длительное пребывание неравновесных носителей в локализованных состояниях на центрах рекомбинации или прилипания (т. е. дефектов, захватывающих носители только одного знака и потому препятствующих их рекомбинации). Число захваченных неравновесных носителей может на много порядков превышать число свободных. Поэтому дефекты, захватившие фотоэлектроны,

сами могут сильно влиять на магнитные свойства кристалла. Такие дефекты могут быть как точечными, так и протяженными (дислокации и т. д.).

Прежде всего следует выяснить характер электронных состояний на локальных центрах. В случае $W \gg |A|S$, соответствующем таким магнитным полупроводникам, как EuO, EuS, ситуация более наглядна. При $T = 0$ состояние захваченного электрона в ФМ полупроводнике такое же, как и в обычном полупроводнике: электрон размазан по магнитным атомам в окрестности дефекта, и радиус его орбиты пропорционален $\varepsilon^{1/2}$, где ε — глубина уровня. С ростом температуры ФМ упорядочение в окрестности дефекта разрушается медленнее, чем вдали от него, так как движущийся электрон осуществляет ФМ косвенный обмен между магнитными атомами в области его локализации и, тем самым, усиливает между ними ФМ связь. Таким образом, захваченный электрон увеличивает степень локального ФМ порядка в окрестности дефекта («локализованный феррон»).

Однако в ряде известных сейчас материалов, обнаруживающих фотоиндукционный магнетизм (ЖИГ, CdCr₂Se₄), по-видимому, осуществляется противоположная ситуация $W \ll AS$, что приводит к недоразумениям в интерпретации их свойств.

Начиная с пионерских работ по фотомагнетизму, установилась традиция считать, что появление лишнего электрона на ионах M^{n+} переходного металла в кристалле означает переход одного из них в состояние $M^{(n-1)+}$ без изменения состояния остальных. Именно в этих терминах (например, появление локализованных ионов Fe²⁺ среди ионов Fe³⁺ в ЖИГ, появление Cr²⁺ среди Cr³⁺ в CdCr₂Se₄) принято объяснять фотомагнитные эффекты. Таким образом, фактически считается, что d — d-обмен на ионе приводит к локализации лишнего электрона на определенном ионе и не позволяет ему переходить на другие. Ввиду того, что такая интерпретация получила очень широкое распространение, следует критически проанализировать ее.

На самом деле d — d-обмен не может привести к локализации лишнего электрона на определенном ионе. Никакой ион не в состоянии удержать этот электрон, и он переходит на другие ионы по той же причине, по которой в квантовой механике расплывается волновой пакет: локализованное состояние не является собственным для гамильтониана системы, так как в нем есть члены, переводящие электрон с иона на ион. Но, на каком бы ионе лишний электрон в данный момент не находился, он объединяет свой спин со спином этого иона в единый спин, равный $S \pm 1/2$ (знак тот же, что у величины A). При достаточно низких температурах движение электрона эквивалентно движению «неправильного» спина $S \pm 1/2$ среди «правильных». В идеальном кристалле такая квазичастица движется подобно зонному электрону, и его эффективная масса либо совпадает, либо в худшем случае всего лишь в $\sqrt{2}$ раз больше, чем у электрона, спин которого не сцеплен d — d-обменом со спинами ионов^{63, 69-73}. Такие носители тока при достаточном их числе тоже осуществляют ФМ косвенный обмен между спинами, поднимая их T_c на величину $\sim Wv$.

Если лишний электрон при том же условии $W \ll AS$ локализован вблизи дефектов, то это надо опять-таки понимать в том смысле, что электрон не сидит на каком-либо ионе в окрестности дефекта, а размазан по всем эквивалентным ионам. За счет переходов электрона с иона на ион возникает та же тенденция к установлению локального ФМ порядка вблизи дефекта, что и при $W \gg AS$.

В моделях, где лишние электроны считаются «пришипленными» каждый к своему иону, теряется этот эффект, имеющий принципиально важное значение. В них неправильно передается также влияние лишнего электрона на локальную магнитную анизотропию: если электрон локализован на каком-то ионе, то он может вызвать лишь изменение одноионной анизотропии. Если же он переходит с иона на ион, то он изменяет и многоионную анизотропию. В корректной картине следует говорить не о ионе $M^{(n-1)+}$, появившемся

среди ионов M^{n+} , а о том, что все N ионов, на которых может находиться лишний электрон, имеют валентность, промежуточную между n и $(n - 1)$. (Если вероятность его пребывания на каждом ионе одна и та же, то валентность иона равна $n - N^{-1}$.)

Заметим в заключение, что в принципе при очень сильной поляризации электроном решетки и очень узкой зоне проводимости должен был бы образоваться полярон малого радиуса. Такая квазичастица может считаться локализованной на определенном атоме, поскольку ее подвижность чрезвычайно мала (на несколько порядков меньше $1 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). Это обусловлено тем, что при переходе с атома на атом вместе с электроном должна перемещаться созданная им поляризация решетки. Подвижность такой квазичастицы экспоненциально растет с температурой. Но необходимо иметь в виду, что условия существования полярона малого радиуса крайне жесткие, и пока не нашлось материалов, где бы они выполнялись. В частности, анализ, проведенный в ⁷⁴ (переработанном варианте ⁶³), показывает, что полярон малого радиуса заведомо невозможен в CdCr_2Se_4 , поскольку поляризуемость решетки этого кристалла очень мала. О существовании полярона малого радиуса можно судить и по тому, мала ли подвижность носителей и обнаруживает ли она экспоненциальный рост с температурой. Экспериментальные данные, собранные в ^{63, 74}, показывают, что в $n\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$ экспоненциального роста подвижности нет, и она имеет достаточно большую величину $1 - 10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Поэтому бессмысленно говорить о существовании в этом материале ионов Cr^{3+} и Cr^{2+} . К аналогичному заключению, что следует избегать говорить о существовании в ЖИГ ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} , пришли авторы ⁷⁵ на основании анализа своих и чужих экспериментальных данных по электрическим свойствам ЖИГ, хотя ранее они придерживались противоположной точки зрения ^{76, 77}.

2.3. ФОТОДЕФЕКТНЫЙ МЕХАНИЗМ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Совершенно очевидно, что фотодефекты типа локализованных ферронов существенно влияют на ближний магнитный порядок и зависящие от него эффекты, такие, как, например, намагниченность во внешнем поле. Но не менее важно, что фотодефекты могут влиять и на магнитный дальний порядок, приводя к повышению T_c . Поскольку, как уже указывалось, концентрация фотодефектов нормально на много порядков выше, чем свободных фотоэлектронов, такой механизм может оказаться гораздо более эффективным, чем обмен через свободные фотоэлектроны (см. раздел 2.1). Впрочем, эти механизмы могут сосуществовать и переходить друг в друга.

В частности, при достаточно больших интенсивностях света, когда все центры захвата оказываются заполненными, дальний рост интенсивности света приведет к накачке только свободных носителей, и можно достичь их концентраций, когда и они будут существенно влиять на упорядочение. С другой стороны, если радиус состояния электрона на примеси достаточно большой, возможен переход Мотта в системе фотоэлектронов, захваченных дефектами: вместо примесных уровней образуется примесная зона, лежащая ниже дна зоны проводимости и сливающаяся с ней. Коллективизированные электроны примесных центров непосредственно принимают участие в установлении дальнего порядка. В обоих случаях при больших интенсивностях света проводимость должна расти с интенсивностью быстрее, чем при малых.

Причина, по которой можно говорить о повышении T_c за счет фотоэлектронов, состоит в том, что в гейзенберговских магнетиках дефекты не размыают фазовый переход и не меняют критических показателей ⁷⁸⁻⁸¹. Механизмы же их непосредственного влияния на T_c могут быть различные. Прежде всего, следует указать, что сам факт повышения локального обмена в локализованных ферронах непосредственно отражается на T_c . Будем считать этот косвенный обмен через захваченный фотоэлектрон настолько сильным, что спины

атомов в окрестности дефекта связаны в единый момент. Причина, по которой такие гигантские моменты повышают T_c , состоит в том, что степень их поляризации гораздо выше, чем степень поляризации спинов регулярных атомов. Если бы поляризация моментов дефектов оставалась полной при всех T , то тогда бы они действовали как внешнее магнитное поле, и фазовый переход был бы вообще невозможен.

Реально они деполяризуются с ростом T , но гораздо медленнее, чем регулярные спины. Это — следствие того обстоятельства, что энергия моментов дефектов в молекулярном поле гораздо выше, чем регулярных спинов. Например, в модели Изинга энергия регулярного спина в молекулярном поле есть $\pm zJ\eta$, где z — число ближайших соседей, J — интеграл обмена между ними. Энергия же дефекта $\pm N_R J\eta$, где N_R — число связей между атомами внутри дефекта и их ближайшими соседями вне его. Например, если момент дефекта состоит из спина центрального атома и его ближайших соседей, то $N_R = z(z-1)$. В этом случае взаимодействие дефекта с молекулярным полем в $(z-1)$ раз более сильное, чем регулярного атома.

Расчет ^{185,205} показывает, что при очень сильной связи внутри дефекта относительный сдвиг T_c гейзенберговского магнетика за счет n_d дефектов, захвативших электрон, в приближении ближайших соседей равен

$$\frac{\delta T_c}{T_c} = \frac{S}{S+1} \left(\frac{N_R}{z} \right)^2 n_d a^3. \quad (2.10)$$

Этот сдвиг, в отличие от (2.9), не зависит от AS , ибо s — f -обмен, приводящий к объединению спинов вблизи дефекта в единый момент, не может проявляться в магнитных свойствах кристалла вне дефектов. Поскольку $AS \gg T_c^0$, то δT_c (2.10) может превышать (2.9), лишь если число захваченных фотоэлектронов на несколько порядков превышает число свободных. Как уже обсуждалось выше, такая ситуация вполне реальна.

Дополнительный вклад в сдвиг T_c дает деформация решетки при локализации электронов на ловушках. При наличии хаотически расположенных дефектов решетка испытывает однородную деформацию ¹⁸⁸. Изменение постоянной решетки влечет за собой изменение прямого f — f -обмена во всем кристалле равномерно независимо от положения атомов относительно дефектов. Это приводит к сдвигу T_c :

$$\frac{\delta T_c}{T_c} = - \frac{C}{3Ms^2} \frac{d \ln T_c}{d \ln a} n_d a^3, \quad (2.11)$$

где C — константа потенциала деформации, M — масса элементарной ячейки, s — скорость звука. В типичных условиях $d \ln T_c / d \ln V \sim -5-10$, так что при $C \sim 10$ эВ, $M \sim 10^{-23}$ г относительный сдвиг T_c из-за деформации кристалла дефектами может быть порядка $(1-10) n_d a^3$.

Нетрудно убедиться, что при таком механизме фотоиндуцированного перехода производные от скорости производства энтропии по температуре, частоте и интенсивности света в точке перехода имеют точно такие же особенности, что и при косвенном обмене через свободные фотоэлектроны (раздел 2.1).

2.4. Перестройка зонной структуры в поле световой волны и недиссипативный фотомагнетизм

В предыдущих разделах рассматривался фотомагнетизм, обусловленный возбуждением в кристалле носителей тока. Естественно, возбуждение возможно лишь в результате поглощения света. Тем самым, его энергия диссирируется. Однако возможно изменение намагниченности под действием света, не сопровождающееся диссипацией его энергии, когда частота света попадает в полосу пропускания кристалла ^{18,189}. В пренебрежении много-

фотонными процессами генерация светом носителей тока в этом случае невозможна. Фотомагнетизм обусловлен виртуальными переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости, в результате которых возникают виртуальные электроны проводимости и дырки (этими терминами описывается изменение состояния валентной зоны под действием света, который вызывает подмешивание к ним состояний зоны проводимости. Но электроны как были до начала освещения в валентной зоне, так в ней и остались, хотя она сама изменилась).

Во многих магнитных полупроводниках (например, EuO ^{63,74}) состояния валентной зоны построены в основном из р-орбит немагнитных анионов, а состояния зоны проводимости — из внешних орбит магнитных катионов. Перекрытие орбит частично заполненных оболочек катионов с орбитами внешних оболочек тех же катионов гораздо более сильное, чем с орбитами анионов. Поэтому обменное взаимодействие локализованных d- и f-моментов с электронами проводимости гораздо более сильное, чем с электронами валентной зоны. В этих условиях примешивание под действием света к состояниям валентной зоны состояний зоны проводимости резко усиливает обмен электронов валентной зоны с локализованными моментами.

В зависимости от ориентации спина электрона относительно момента кристалла усиление обмена может либо понизить, либо повысить энергию электрона. Если бы степень примешивания не зависела от ориентации спина электрона, суммарное изменение энергии обмена электронов полностью заполненной валентной зоны с локализованными моментами равнялось бы нулю. Однако в ферромагнитных полупроводниках степень примешивания зависит от направления электронного спина. Это вызвано тем, что при отличном от нуля моменте кристалла энергетические зоны расщеплены по спину (зеймановское расщепление энергии электрона $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ в молекулярном поле кристалла):

$$\varepsilon_{\mathbf{k}\sigma} = \varepsilon_{\mathbf{k}} - A\sigma\eta \quad (2.12)$$

(\mathbf{k} — квазимпульс). Как следствие этого, зависит от ориентации спина и величина щели между валентной зоной и зоной проводимости, которой определяется степень примесивания. В терминах виртуальных электронов проводимости можно говорить о том, что они оказываются поляризованными по спину, причем доминируют виртуальные электроны с такой проекцией спина, которая обеспечивает выигрыш в энергии их обмена с локализованными моментами. Последняя тем выше, чем большее намагниченность кристалла. Поэтому виртуальные электроны, возникающие под действием света, стремятся установить и поддержать ферромагнитное упорядочение в кристалле.

Описанный выше механизм работает и в тех случаях, когда под действием света возможна генерация носителей тока. Если время релаксации намагниченности меньше других характерных времен, вклады виртуальных и реальных фотоэлектронов в фотомагнетизм можно разделить по их временам релаксации (первый безынерционен, у второго то же время релаксации, что у фотопроводимости).

Проведенная в ¹³ оценка эффекта показала, что при достаточной близости частоты света к краю поглощения и напряженности поля неполяризованной электромагнитной волны $\sim 10^6$ В/см сдвиг $T_c \sim 0,1-1$ К.

2.5. Экспериментальные результаты по фотоупорядочению

Фотоиндуцированное изменение намагниченности наблюдалось в ЖИГ:Si при 150 К в магнитном поле, делающем образец однодоменным. Образец освещался светом от белого источника в течение 2 мин при освещенности поверхности образца $3 \cdot 10^3$ лк. Изменение намагниченности фиксировалось по фараадеевскому вращению плотности поляризации зондирующего

луча. Обнаружено изменение намагнченности на 1 Гс при намагнченности насыщения 180 Гс¹⁶. К сожалению, в ¹⁶ не был указан знак эффекта в явном виде, но из приведенной интерпретации следует, что намагнченность возрастает.

Подъем намагнченности под действием света наблюдался при освещении лазером ФМ полупроводника EuS с $T_k = 16$ К¹⁷⁻¹⁹. Чтобы избавиться от разогрева, вызывающего эффект противоположного знака, в этих работах использовалась высокочастотная модуляция воздействующего пучка с частотой несколько МГц. Плотность возбуждения светом накачки составляла $10^{24}-10^{25}$ см⁻³с⁻¹.

В ¹⁹ непосредственно измерялась намагнченность M образца, помещенного в магнитное поле 1,2 кЭ при $T = 12-14$ К: ее изменение ΔM , вызванное освещением, детектировалось по э. д. с., наводимой в приемной катушке. Судя по фазе этой э. д. с., намагнченность под действием света возрастила. Из-за доменной структуры образца относительное изменение его намагнченности было в $4\pi\chi$ раз, т. е. на 3 порядка меньше относительного изменения истинной намагнченности в доменах $\Delta M/M_0$ (χ — восприимчивость, равная 200 у EuS). Поэтому наблюдавшееся изменение $\Delta M/M \sim \sim 10^{-5}$ соответствовало изменению $\Delta M/M_0 \sim 10^{-2}$, что в пересчете на температуру Кюри в предположении бриллюэновской температурной зависимости M_0 дает ее фотоиндуцированное повышение $\sim 0,1$ К.

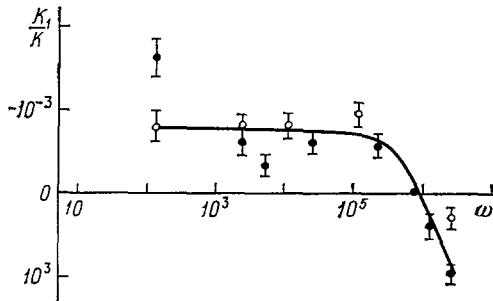


Рис. 1. Зависимость модуляции коэффициента поглощения EuS от частоты модуляции интенсивности подсветки¹⁸

в тех же условиях. Коэффициент поглощения k исследовался на зондирующей длине волны $\lambda = 0,63$ мкм (естественно, не той, что у облучающего лазера). Идея метода состояла в следующем. В этой части спектра коэффициент поглощения монотонно возрастает по мере удаления от края поглощения, край же поглощения сдвигается с ростом намагнченности к более длинным волнам^{63,74}. Тем самым, увеличивается расстояние между краем поглощения и длиной волны, на которой измерялся \tilde{k} , т. е. с ростом намагнченности \tilde{k} возрастает. Поэтому обнаружение роста \tilde{k} под действием освещения могло бы свидетельствовать о появлении фотоиндуцированной намагнченности.

Экспериментальное исследование показало, что при малой частоте модуляции пучка (до 10^5 Гц) доминирует разогрев и \tilde{k} убывает при освещении, как и должно быть при уменьшении намагнченности. Но при частотах, больших 10^6 Гц, \tilde{k} , действительно, растет с освещением (рис. 1). К выводу о существовании фотоиндуцированного намагнения приводят и исследование оптически индуцированного дихроизма в ¹⁷. И в ¹⁷, и в ¹⁸ получена та же оценка T_c , что и в ¹⁹.

К сожалению, данные ¹⁷⁻¹⁹ не дают однозначной возможности разделить воздействие света на дальний и на ближний порядок. Изменение ближнего порядка может приводить к тем же эффектам, например, следующим образом. Возбужденные фотоэлектроны переходят на уровни прилипания, создавая локализованные ферроны (раздел 2.2). Их локальные моменты проявляются в увеличении намагнченности кристалла во внешнем поле, обнаруженном в ¹⁹, а электронные переходы с них в зону проводимости увеличивают коэф-

фициент поглощения. Вместе с тем, как обсуждалось в разделе 2.3, такие локализованные ферроны влияют и на дальний порядок, тем самым работая в том же направлении, что и фотоэлектроны. Заметим, что фотоиндуцированное изменение оптического поглощения наблюдалось и в FeBO_3 ⁴⁸, ЖИГ: Si^{175} и ЖИГ: Ca^{176} , где это поглощение не связано с межзонными переходами.

Авторы¹⁷⁻¹⁹ полагают, что им удалось достичь очень высокой концентрации электронов $\sim 10^{17}-10^{19} \text{ см}^{-3}$. Более определенные выводы по этому поводу можно было бы сделать, если бы в¹⁷⁻¹⁹ были измерены фотопроводимость и спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения исследованных образцов.

Исследования намагниченности вблизи T_c во внешнем поле, аналогичные¹⁹, были затем проведены на образцах CdCr_2Se_4 , легированных Ga^{84} . Вывод о повышении намагниченности под действием света сделан в⁸⁴ на основании того, что наводимая э. д. с. меняет знак при понижении мощности лазерного импульса, характеризующемся изменением поверхностной плотности энергии от $3 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$ до $3 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$. Прирост намагниченности тогда составлял 4–6 Гс. Согласно⁸⁵, при мощности импульса, соответствующей $6 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^2$, намагниченность возрастала на $\sim 0,3$ Гс. Причины, по которым при уменьшении мощности импульса тепловой эффект уменьшается гораздо сильнее, чем истинный фотомагнетизм, не ясны. Скорее можно было бы ожидать, что оба они пропорциональны мощности накачки, что подтверждается сравнением приведенных выше данных из^{84,85}. Было бы желательно исследовать CdCr_2Se_4 и по методике¹⁷⁻¹⁹, где все построено на различии характерных времен для разогрева и истинного фотомагнетизма.

Тем не менее, точка зрения авторов⁸⁴, согласно которой фотоиндуцированная намагниченность обусловлена локальными центрами, представляется вполне разумной. Ее подтверждает и тот факт, что фотопроводимость $\text{CdCr}_2\text{Se} : \text{Ga}$ вблизи T_c , в отличие от EuS , ничтожно мала⁸⁶. Поэтому объяснить эффект косвенным обменом через свободные фотоэлектроны в этом случае заведомо нельзя.

Что же касается конкретного механизма воздействия локализованного фотоэлектрона на обмен, то авторы почему-то сводят его к локальным изменениям внутрикристаллических полей и ковалентности связей, которые, в свою очередь, влияют на сверхобмен. Эти эффекты существенны для незаполненных центров захвата. Захват же электрона приводит сразу к появлению гораздо более мощного механизма — локального косвенного обмена через локализованный электрон.

Согласно⁸⁴, энергия связи электрона с захватившим его центром не очень велика ($\sim 0,1$ эВ). Ясно, что при такой энергии связи электрон размазан по большой группе магнитных ионов, между которыми он осуществляет косвенный ФМ обмен, т. е. этот результат свидетельствует о существовании локальных ферронов в CdCr_2Se_4 (см. раздел 2.2). По существу, экспериментально подтвержденное в⁸⁴ существование фотоиндуцированных локальных моментов свидетельствует о неудовлетворительности тех моделей, в которых воздействие света сводится к появлению ионов Cr^{2+} с фиксированным положением среди регулярных ионов Cr^{3+} , и связанным с этим изменением локальной анизотропии (к сожалению, такая интерпретация принята и в работах авторов⁸⁴; см. ниже, раздел 3).

В⁸⁷, где использовалась методика фарадеевской индикации намагниченности, аналогичная¹⁶, исследовалась фотоиндуцированная намагниченность в чистом CdCr_2Se_4 вдали от T_c . Источник света с $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ имел мощностью $1,6 \text{ Вт/см}^2$; производилось непосредственное измерение температуры образца, что позволяло разделить разогрев и истинный фотомагнетизм. При 43 К повышение намагниченности в неполяризованном свете такое же, какое было бы при понижении температуры образца на 5 К . (Это не означает, что намагниченность изменяется сильно, так как при 43 К она уже близка

к насыщению и от температуры зависит очень слабо). Измерения при 78 К показали, что циркулярно-поляризованный свет вызывает рост намагниченности на порядок сильнее, чем неполяризованный, а при изменении направления вращения плоскости поляризации свет понижает намагниченность.

Этот эффект связывается в⁸⁷ с созданием светом высокой концентрации фотоэлектронов. В зависимости от направления вращения электроны попадают либо в нижнюю, либо в верхнюю подзону (2.12), и в первом случае они поддерживают, а во втором разрушают намагниченность. Воздействие же неполяризованного света авторы описывают в рамках теории РККИ, которая, как уже указывалось во Введении, для магнитных полупроводников не годится, завышая в них на несколько порядков интенсивность косвенного обмена. Возможно, что относительно большая величина фотонамагниченности, обнаруженная в⁸⁷, связана с накоплением на уровнях прилипания большого числа долгоживущих фотоэлектронов. Во всяком случае, магнитооптические измерения⁸⁷ следовало бы дополнить исследованием фотоэлектрических свойств образцов. Дальнейшие исследования CdCr₂Se₄ по методике^{16,87} проведены в⁸⁸.

В¹⁸⁶ обнаружено, что освещение ферритов Mn_{1-x}Zn_xFe₂O₄ циркулярно-поляризованным светом в магнитном поле при $T = 273$ К приводит к появлению у них дополнительной намагниченности, существующей неопределенно долго после выключения света.

3. ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ И СИНГЛЕТНЫХ МАГНЕТИКАХ

3.1. Фотоферронные состояния в антиферромагнетиках

Как обсуждалось в разделе 2, фотоэлектроны стремятся установить ФМ упорядочение. Но из оценок интенсивности косвенного обмена через фотоэлектроны совершенно очевидно, что нормальные антиферромагнетики с $T_N \sim 10-100$ К не могут стать ФМ — для этого потребовались бы совершенно недостижимые концентрации фотоэлектронов $\sim 10^{20}-10^{21}$ см⁻³. Исключение мог бы составить метамагнитный EuSe, который становится ФМ при введении в него $\sim 10^{19}$ см⁻³ электронов проводимости^{69,74}. Еще более благоприятны возможности для этого, если приложить к EuSe давление: согласно^{89,90}, давление 4,5 кбар при $T \sim 4-5$ К переводит кристалл в ФМ состояние. К тому же может привести и замещение части анионов в EuSe на S; достаточно 13% S, чтобы кристалл стал ФМ⁹¹. Если взять давление или концентрацию S, близкие к критическим, но меньше их, то для установления ФМ упорядочения понадобится вполне достижимая экспериментально концентрация фотоэлектронов.

Переход EuSe в ФМ состояние может произойти и из-за захвата фотоэлектронов на локальные уровни, поскольку это приводит к уменьшению объема кристалла. Согласно (2.11), при сжимаемости $k \sim 10^{-6}$ кбар⁻¹ и концентрации дефектов $\sim 10^{20}$ см⁻³ сжатие кристалла такое же, как под давлением $\sim 10^4$ кбар.

Принципиально важным моментом является тот факт, что при относительно небольших концентрациях фотоэлектронов в АФМ полупроводниках с низкими T_N возможно возникновение отдельных ФМ областей, предсказанных теоретически в^{20,63}. Электроны создают внутри кристалла микрообласти ФМ фазы и стабилизируют их своей локализацией в них. По существу такие комплексы электрон + созданная им ФМ микрообласть представляют собой квазичастицы специального типа, названные ферронами.

Размер R ферромагнитной микрообласти находится из условия минимума полной энергии системы. Если эффективная масса электрона не слишком

велика, то при $R \gg a$ энергия дается выражением

$$E = -\frac{AS}{2} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{R} \right)^2 + \frac{4\pi}{3} D \left(\frac{R}{a} \right)^3, \quad (3.1)$$

где первый член — понижение дна зоны проводимости в результате замены АФМ упорядочения на ФМ, второй член — кинетическая энергия электрона, третий член — затраты энергии магнитного управления на создание ФМ области (для гейзенберговских магнетиков $D \sim JS^2$).

При достаточно малых D из (3.1) получается следующее выражение для числа атомов в ФМ области:

$$N_{\text{ФМ}} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\pi}{4m^* a^2 D} \right)^{3/5}. \quad (3.2)$$

Для EuTe число атомов в ФМ области составляет сотни, а для EuSe — тысячи. Стабильность ферронов дополнительна повышается из-за поляризации ими решетки кристалла^{63,74}.

Нормально ферроны распределены по кристаллу случайному образом. С ростом их концентрации они начинают собираться в капли, в которые из-за

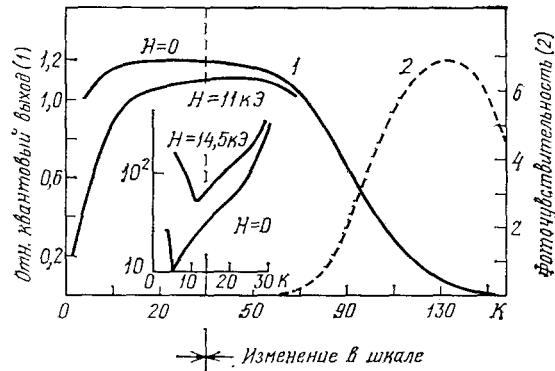


Рис. 2. Температурная зависимость относительного квантового выхода люминесценции EuSe без поля и в поле 11 кЭ (сплошные линии)²¹.

Вставка и штриховая линия — фоточувствительность (в произв. ед.)

кулоновских сил притягиваются и дырки (в⁶⁸ рассматривалось аналогичное явление в сегнетоэлектрических полупроводниках). В типичных случаях $s-f$ -обмен для дырок пренебрежимо мал по сравнению с обменом для электронов. Поэтому положение дна дырочной зоны в капле такое же, как вне ее, в то время как дно зоны проводимости в капле на $AS/2$ ниже. Таким образом, возникновение капель под действием света означает появление фотоиндированных гетеропереходов. В принципе такие переходы могут возникать и вблизи поверхности кристалла, если весь свет поглощается вблизи поверхности и там возникает концентрация, достаточная для установления ФМ упорядочения^{8,9}.

Очевидно, число неравновесных носителей возрастает с ростом времени рекомбинации. Это время можно увеличить, разделив пространственно электроны и дырки. Так, если к кристаллу приложить достаточно сильное электрическое поле, то неравновесные электроны окажутся на одной поверхности, а дырки — на другой. Поэтому в поле легче собрать на поверхности такое число носителей, которое необходимо для ее перевода в ФМ состояние. Неравновесные носители тока можно разделить и на p — n -переходе.

Наконец, следует указать, что при наличии уровней захвата в АФМ полупроводниках образуются локализованные ферроны^{63,74}: вблизи дефектов АФМ упорядочение заменяется на ФМ. В отличие от аналогичных образований в ФМ полупроводниках, локализованные ферроны должны понижать температуру Нееля кристалла.

Экспериментально фотоиндированные ферроны были обнаружены в EuSe в EuTe²¹ при освещении их в области гелиевых температур. Вывод

об этом был сделан в ²¹ на основании аномальной зависимости фотопроводимости и люминесценции от магнитного поля. Обычно сильная люминесценция связывается с наличием дефектов, работающих в качестве центров захвата носителей. Однако люминесценция EuSe не ослаблялась при очистке образцов. При $T \gg T_N$ магнитное поле слабо влияет на люминесценцию, но при 4,2 К поле 11 кЭ, которое на 80% намагничивает образец, ослабляет люминесценцию в 5 раз и одновременно резко усиливает фотопроводимость (рис. 2). Это свидетельствует о том, что магнитное поле разрушает локальные уровни, через которые шли электронные переходы в его отсутствие. Такими уровнями, несвязанными с дефектами, существующими только при не слишком высоких температурах и исчезающими в магнитном поле, как раз и являются ферронные уровни. Исследование вырожденных полупроводников EuSe ⁹² и EuTe ⁹³⁻⁹⁶ непосредственно подтвердило, что локализация электронов в определенных областях кристаллов приводит к появлению там ФМ порядка (см. подробнее ^{63, 74*})).

3.2. Фотоиндированный неколлинеарный антиферромагнетизм

Иная ситуация в АФМ кристаллах с высокими точками Нееля T_N , где образование ферронов невозможно. Затруднено их образование и в кристаллах с ФМ слоями, моменты которых упорядочены антиферромагнитно. В этом случае становится возможным образование под действием света скошенной АФМ структуры, у которой моменты подрешеток M_1 и M_2 направлены не противоположно друг другу, а под некоторым углом 2θ , отличным от π ^{8, 9}. При реально достижимых концентрациях фотоэлектронов результирующая намагченность M должна быть очень мала. Это явление не имеет никакого отношения к равновесному слабому ферромагнетизму АФМ кристаллов определенной симметрии, в которых он вызван слабыми релятивистскими взаимодействиями Дзялошинского. В рассматриваемом случае он всецело обязан негейзенберговскому характеру косвенного обмена через электроны проводимости, который обусловлен тем, что в магнитных полупроводниках не выполняется условие применимости теории РКИ $\epsilon \gg AS$, где ϵ — характерная энергия электрона. В результате негейзенберговости косвенного обмена в разложении энергии такой системы по намагченности η

$$E = E_0 + A\eta^2 + B\eta^4 + \dots; \quad (3.3)$$

оказывается отличным от нуля член, пропорциональный η^4 ^{8, 9, 63, 74 **}). Что же касается коэффициента A , то при $n = 0$ он положителен, но с ростом концентрации носителей n он уменьшается и обращается в нуль при

$$\frac{n_A}{N} \sim \frac{T_N \epsilon}{A^2 S^2}. \quad (3.4)$$

*) В ¹⁹¹ путем численного расчета предпринята попытка доказать, что ферроны в EuTe невозможны. Однако результаты этой работы нельзя считать надежными по следующим причинам. Во-первых, использованная в ¹⁹¹ модель упрощена по сравнению с реальным EuTe, и непонятно, насколько выбранные там значения параметров близки к истинным. Во-вторых, расчет ферронных состояний, будучи основан на вариационной процедуре, заведомо дает завышенные значения энергии ферронов. Поэтому с помощью его результатов можно лишь однозначно доказать стабильность ферронов, но не их нестабильность. Надежное теоретическое доказательство стабильности ферронов можно провести для материалов типа метамагнитного EuSe, в котором условия существования ферронов чрезвычайно благоприятны. Что же касается материалов типа EuTe, где эти условия гораздо менее благоприятны, то однозначно решить вопрос о стабильности ферронов можно лишь на основании экспериментальных данных, которые противоречат выводам ¹⁹¹. Общая идеология ¹⁹¹ свидетельствует о недостаточном знакомстве авторов этой работы с основополагающими работами по ферронам.

**) Во избежание недоразумений следует отметить, что здесь речь идет о разложении энергии основного состояния при $T = 0$, а не свободной энергии вблизи T_c , где член η^4 есть и при гейзенберговском обмене.

Если электронный газ невырожден, то под ε следует понимать его температуру T_c , которая, вообще говоря, может существенно превышать температуру решетки. Если же он вырожден, то под ε следует понимать его фермиевскую энергию μ . Полагая для оценок $AS = 1$ эВ, $T_N = 100$ К, $\varepsilon = \mu$, получаем из (3.4) критическую концентрацию n_A , начиная с которой появляется намагниченность: $n_A \sim 10^{18} - 10^{19}$ см $^{-3}$. С дальнейшим ростом n момент растет как $(n - n_A)^{1/2}$. Условия появления фотонамагниченности у кристалла можно сделать более благоприятными, если предварительно легировать кристалл, приблизив в нем концентрацию носителей к n_A .

3.3. Экситонный механизм намагничения антиферромагнетиков

Свет может возбуждать в магнетиках экситоны Френкеля, представляющие собой возбужденные состояния частично заполненных d- или f-оболочек. Они могут возбуждаться сами по себе или с участием магнонов⁹⁷. Если возбуждение экситона сопровождается изменением магнитного момента иона, то это приводит к изменению намагниченности кристалла в целом. Нормально

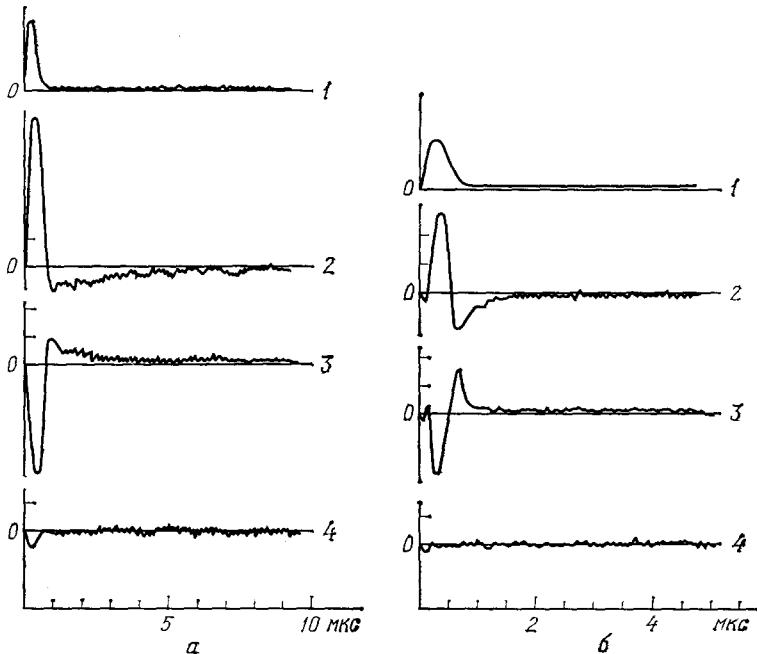


Рис. 3. Сигналы магнитной индукции в MnF_2 , вызванные оптической накачкой экситонов в одной из подрешеток⁶.

а — 1 — импульс лазера, 2 — накачка экситонов в подрешетке I, 3 — накачка экситонов в подрешетке II, 4 — отсутствие резонанса.
б — Сигналы магнитной индукции, вызванные оптической накачкой экситонов в одной подрешетке и магнонов в другой; 1 — импульс лазера, 2 — накачка экситонов в подрешетке I и магнонов в подрешетке II, 3 — накачка магнонов в подрешетке I и экситонов в подрешетке II, 4 — свет накачки, будучи в резонансе, создает равные концентрации магнонов и экситонов в каждой из подрешеток.

в антиферромагнетике, состоящем из двух эквивалентных подрешеток, в равном числе возбуждаются экситоны в обеих подрешетках, и потому появления намагниченности у кристалла не происходит. Однако современная экспериментальная техника позволяет возбуждать экситоны только в одной подрешетке и, тем самым, добиваться появления у кристалла фотоиндукционной намагниченности. Это было сделано в⁶ на MnF_2 .

Кристалл MnF_2 имеет тетрагональную структуру, и магнитные моменты коллинеарны оси c , т. е. [001]. В этом кристалле существуют при 18418 см $^{-1}$ магнитодипольные экситоны, соответствующие переходу в ионе Mn^{2+} $^6\text{A}_1$ —

— 4T_1 . Им соответствует момент $2,11\mu_B$ на ион, параллельный [001]. Чтобы возбуждать экситоны только в одной подрешетке, к кристаллу прикладывается одноосное напряжение в направлении [110], снимающее вырождение подрешеток. В результате между частотами экситонов в подрешетке появляется разность 5 см^{-1} , на порядок превышающая ширину линии лазера. Время же перехода экситона из одной подрешетки в другую очень велико, и потому возбужденная подрешетка оказывается намагниченной. Мощность лазера обеспечивала возбуждение 0,005% ионов Mn^{2+} в освещенной области (рис. 3).

Рядом с полосой магнитного экситона при 18476 см^{-1} располагается полоса электрического экситона, связанного с магноном: экситон возбуждается в одной подрешетке, а магнон в другой. Магнитный момент такого комплексного элементарного возбуждения мал ($0,02\mu_B$ на ион), так что возбуждение практически не приводит к появлению намагниченности. Но если магнон релаксирует за время, меньшее длительности импульса лазера, а экситон долгоживущий, то намагниченность через некоторое время после включения лазера появится. Она регистрировалась по э. д. с., наводимой в катушке, внутрь которой помещен образец (см. рис. 3). Возбуждение системы производилось линейно поляризованным светом с электрическим вектором либо вдоль [110], либо вдоль [110], благодаря чему оказывалось возможным выбрать, в какой подрешетке возбуждается экситон, а в какой магнон. В этом случае напряжение к кристаллу можно не прикладывать.

3.4. Экситонный механизм изменения типа антиферромагнитного упорядочения

Возбуждение светом экситонов Френкеля на магнитных ионах меняет не только их моменты, но и обменное взаимодействие ионов с соседями, и магнитную анизотропию. В результате может измениться тип магнитного упорядочения. Именно это наблюдалось в $EuCrO_3$ ^{14,15,98,99} в условиях оптической накачки импульсным лазером на длине волны 532 нм с мощностью в импульсе 280 квт.

При $T < 50$ К, начиная с некоторой пороговой мощности накачки и достаточной ее длительности, наблюдался сигнал нового резонансного поглощения, сдвинутый относительно исходного АФМ резонанса (АФМР). После включения накачки старый сигнал АФМР либо сильно уменьшал свою интенсивность, либо исчезал полностью в зависимости от мощности накачки. Изменение картины АФМР во времени происходило следующим образом. В первые минуты после выключения лазера наблюдалось быстрое увеличение интенсивности нового сигнала и сдвиг его по полю (рис. 4). Далее интенсивность сигнала практически не менялась, а сдвиг резонансного поля замедлялся и затем также прекращал меняться. Новый сигнал оставался неизменным более суток.

Авторы^{14,15} полагают, что состояние кристалла до освещения не было термодинамически равновесным и что последнее реализуется только в результате освещения. Экситоны, возникающие под действием света, нормальны в том смысле, что их частота положительна. Однако при объединении экситонов в достаточно большие комплексы, энергия этих комплексов оказывается ниже энергии исходного состояния. Если экситонов слишком мало, они не успевают объединиться в комплексы и аннигилируют. Этим объясняется пороговый характер эффекта. Описанная выше задержка появления нового сигнала обусловлена тем, что для образования новой фазы нужно достаточно много времени, пока экситоны диффундируют друг к другу. Считается, что свет вызывает переход иона Eu^{3+} из немагнитного состояния в магнитное. Стабилизация возбуждения обусловлена обменным взаимодействием между ионами Eu^{3+} , представляющим собой сверхобмен через ионы Cr^{3+} .

Представляется, однако, более вероятным, что образование экситонных комплексов приводит не к появлению истинной стабильной фазы, а к появлению долгоживущей экситонной фазы, обсуждаемой в разделе 3.5. Действительно, если бы экситонная фаза была истинным основным состоянием, то его можно было бы достичь не только оптическим возбуждением кристалла, но и другими путями, например, очень медленным охлаждением, чего на эксперименте пока не получено.

В ErCrO_3 реализуется фотоиндуцированный фазовый переход иной природы¹⁰⁰. Он связан с тем, что при $T_r = 9,4$ К этот материал обнаруживает

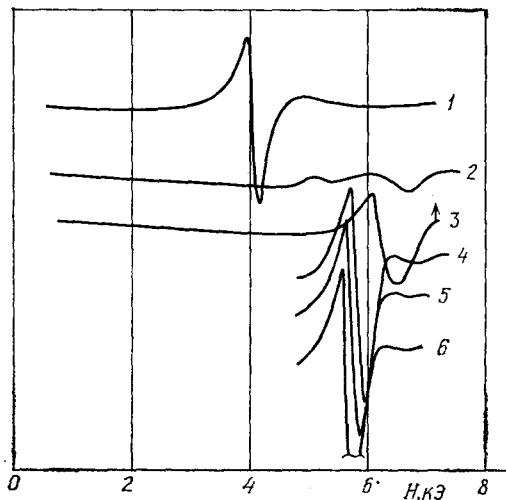


Рис. 4. Записи линий АФМР (ω_{xy}) в EuCrO_3 ¹⁵.

По оси ординат — интенсивность сигналов. Образец $2 \times 1,5 \times 0,15$ мм³, $T = 25$ К, $f = 210$ Гц. 1 — линия АФМР до накачки; 2, 3 — во время накачки (стрелкой указан момент выключения лазера); 4—6 — записи линий через каждые 2 мин после выключения лазера. Параметры накачки: мощность в импульсе $P_{ii} = 250$ кВт, длительность импульса $\tau_{ii} = 15$ нс, частота повторения $\Omega = 25$ Гц, длительность накачки $t_{ii} = 2$ мин

термодинамически равновесный спин-переориентационный переход I рода из высокотемпературной фазы Γ_4 в низкотемпературную Γ_1 . Ниже T_r в магнитном поле могут существовать обе фазы.

Наблюдение за одной из линий поглощения в спектре Er^{3+} показало, что при таком переходе она сдвигается с положения Γ_4 на Γ_1 . Когда фазы существуют, видны обе линии Γ_1 и Γ_4 ¹⁰⁰. Освещение лазером с длительностью импульса 20 нс при $T < T_r$ приводит к полному переходу кристалла в состояние Γ_4 . Сразу после облучения линия Γ_4 сильно расширяется и сдвигается. Оба эти эффекта значительно превышают те, которые обусловлены разогревом. Они объясняются тем, что вначале фаза Γ_4 возникает из Γ_1 в виде кластеров, которые затем коагулируют. Хотя в¹⁰⁰ не было проведено четкого разделения теплового и фотомагнитного воздействий, судя по характерным временам процессов, определяющим должно быть второе. Эффект естественно объяснить изменением магнитной анизотропии при возбуждении экситонов.

3.5. Д о л г о ж и в у щ а я э к с и т о н н а я ф а з а

Чтобы возбуждение экситонов могло привести к изменению обменного взаимодействия, необходима их очень высокая концентрация. Если существует обмен только между ближайшими соседями, то число возбужденных атомов должно быть $\sim 100\%$.

Тем не менее, принципиальная возможность для создания столь высоких экситонных концентраций существует. Она обусловлена тем, что из-за объединения экситонов в экситонную фазу вероятность их аннигиляции при определенных условиях экспоненциально убывает с ростом размеров фазы. В результате возникает долгоживущая экситонная фаза, которая при низких температурах может существовать очень долго и после прекращения освещения^{184, 205}.

Экситоны могут аннигилировать как посредством излучательных, так и безызлучательных переходов. Последний канал наиболее мощный. Будем считать, что первоначально в кристалле под действием света возникают высокочастотные экситоны. Посредством безызлучательных переходов они превращаются в низкочастотные, для которых излучательные переходы запрещены. Допустим, что такие низкочастотные экситоны в исходном состоянии возбуждены на всех L атомах некоторой односвязной области G *), а в конечном состоянии один из них аннигилировал. В результате в области G образовалась экситонная дырка, которая движется по всей области. Ее движение препятствует взаимодействию с фононами. Нас будет интересовать случай, когда это взаимодействие не настолько сильное, чтобы вызвать автолокализацию дырки, и потому она движется по атомам когерентно.

Электронный переход сопровождается изменением положения равновесия атомов решетки. В соответствии с теорией безызлучательных многофононных переходов $^{101-103}$ вероятность перехода пропорциональна

$$\left. \begin{aligned} W_{1f} &\sim \exp \left[-\frac{(\varepsilon - E_p)^2}{2\sigma^2} \right], \\ E_p &= M \sum_s \omega_{qs}^2 |\delta \tilde{Q}_{qs}|^2, \quad \delta \tilde{Q}_{qs} = \tilde{Q}_{qs}^i - \tilde{Q}_{qs}^f, \\ \sigma^2 &= \hbar M \sum_s \omega_{qs}^3 |\delta \tilde{Q}_{qs}|^2 (2n_{qs} + 1), \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

где $\varepsilon \gg E_p$ — частота экситона, ω_{qs} и n_{qs} — частота и бозевская функция распределения для фононов с волновым вектором q из ветви s , \tilde{Q}_{qs}^i и \tilde{Q}_{qs}^f — положения равновесия фононов в исходном и конечном состояниях, M — масса атома. С учетом того, что \tilde{Q}_{qs} пропорциональна фурье-компоненте экситонной плотности ρ_{-q} , она при появлении экситонной дырки меняется на

$$\delta \tilde{Q}_{qs} \sim \frac{1}{L} \sum_{g \in G} e^{igq} \equiv \delta \rho_{-q} = \rho_{-q}^i - \rho_{-q}^f. \quad (3.6)$$

Как следует из (3.6), для фононов, длина волны которых меньше размеров области, $\delta \tilde{Q}_{qs}$ мало. С ростом L число таких фононных мод возрастает, следовательно, уменьшается величина σ^2 , а с ней и вероятность перехода. Детальный расчет показывает, что при высоких температурах, когда переход носит активированный характер, энергия активации в (3.5) линейна по L , т. е. вероятность перехода экспоненциально убывает с ростом L . При низких температурах перестройка решетки, вызываемая аннигиляцией экситона, происходит путем квантового туннелирования ее атомов из старых в новые положения равновесия. Поэтому вероятность аннигиляции слабо зависит от температуры. В этом пределе убывание вероятности с ростом L может быть еще более быстрым.

Более благоприятны условия для аннигиляции экситона на поверхности экситонной области. Если в спектре экситонной дырки имеется поверхностная зона, то энергия активации для аннигиляции поверхностного экситона пропорциональна $L^{2/3}$. Таким образом, при $L \rightarrow \infty$ наиболее эффективный способ аннигиляции экситонов — это их испарение из экситонной фазы. Из-за этого процесса энергия активации аннигиляции увеличивается по сравнению с соответствующей величиной для отдельного экситона на величину порядка энергии сцепления экситонов в экситонной фазе, оставаясь конечной при $L \rightarrow \infty$.

*) В единую область экситоны стягиваются из-за сил притяжения, существующих между ними ¹⁰⁰.

3.6. Синглетные магнетики

Существует класс материалов — так называемые синглетные магнетики, — в которых неполяризованный свет может не только менять величину моментов атомов, но и приводить к их появлению, когда в темноте их не было. Под синглетными магнетиками подразумеваются такие редкоземельные металлы и их соединения, в которых полный момент ионов J отличен от нуля, однако, из-за снятия кристаллическим полем вырождения по направлениям J среднее значение всех трех его проекций в основном состоянии оказывается равным нулю, т. е. ион ведет себя как немагнитный.

Момент у такого иона появляется в магнитном поле, но он может появиться и за счет обменного взаимодействия с соседями. Для этого необходимо, чтобы обмен J превышал некоторое критическое значение J_c порядка расстояния Δ от синглета до следующего уровня. У очень многих синглетных магнетиков J близок к J_c , и поэтому они должны быть чувствительны к внешним воздействиям, изменяющим обмен.

Механизмы воздействия света на синглетные магнетики, индуцирующие в них магнитные моменты, могут быть самыми разнообразными. В частности, намагниченность может появиться за счет косвенного обмена через фотоэлектроны, описанного в разделе 2.1. При характерных параметрах системы (энергия s — f -обмена $\sim 0,5$ эВ, $\Delta \sim 10^{-3}$ эВ), если считать J равным нулю, для этого необходима концентрация фотоэлектронов $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$ ⁷. Если же интеграл прямого обмена J ферромагнитен и по величине близок к J_c , то условия появления фотоиндуцированных моментов должны быть гораздо более благоприятными.

Если частота света близка к краю поглощения, то фазовый переход может быть I рода. При фазовом переходе II рода скорость производства энтропии имеет особенности, описанные в разделе 3.2.

Другой возможный механизм — посредство виртуальных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости, когда свет попадает в полосу пропускания кристалла¹⁸⁸ (ситуация, подобная рассмотренной в разделе 2.4).

Расчет показал, что при $J = 0$ и частотах экситона ниже 5 К свет вызывает появление намагниченности, если его частота Δ отстоит от края поглощения на 0,01 эВ, когда напряженность в поле волны $\sim 10^6$ Вт/см.

Еще более энергетически выгодным процессом, чем однородное распределение фотоэлектронов по кристаллу, может оказаться образование состояний ферронного типа (см. раздел 3.1), когда электрон автолокализуется в какой-то части кристалла, вызывая появление в ней локального магнитного момента. При $J < J_c$ в осталльной части кристалла вне области локализации электронов моменты J атомов отсутствуют^{104,105}. При достаточно больших концентрациях носителей они должны объединяться в электронно-дырочные капли типа описанных в разделе 2.5. Особенно благоприятны условия для образования индивидуальных и коллективных ферронов при ФМ обмене, когда J близок к J_c : при $J \rightarrow J_c$ момент, создаваемый каждым электроном, стремится к бесконечности.

Если концентрация свободных фотоэлектронов невелика, влияние освещения на магнитные моменты проявляется, в основном, через фотоэлектроны, захваченные на уровне прилипания. И в этом случае эффект наиболее велик при $J \rightarrow J_c$.

Кроме того, что момент появляется в области локализации электрона, он выходит и за ее пределы. Радиус намагниченной области расходитя как $|J_c - J|^{-1/2}$,¹⁰⁵. Экспериментально обнаружено, что ваканции фосфора в PrP индуцируют в нем магнитные моменты^{106,107}. Это позволяет ожидать, что в подобных материалах возможно и появление моментов под действием фотоиндуцированных дефектов.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ И АНИЗОТРОПИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕТА

4.1. Изменение доменной структуры в циркулярно поляризованном свете

Очевидно, что, если свет изменяет обменное взаимодействие и анизотропию, он должен менять и доменную структуру кристалла. Воздействие на домены неполяризованного света невелико, поскольку оно эквивалентно изменению обмена илиrenomировке анизотропии. Это может привести к изменению размеров доменной стенки. Согласно ^{63,108}, для увеличения толщины доменной стенки в ФМ полупроводнике на 10% необходима концентрация фотоносителей $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Гораздо сильнее свет влияет на доменную структуру, когда он поляризован по кругу. В этом случае его действие сходно с действием магнитного поля, т. е. он влияет не только на толщину доменных стенок, но — что гораздо важнее — на размеры самих доменов.

По-видимому, впервые идея о том, что циркулярно поляризованный свет может изменить доменную структуру, была высказана в ¹⁷ при обсуждении оптически индуцированного дихроизма в EuS ¹⁰⁹. Нормально, благодаря доменной структуре, ферромагнетик в отсутствии внешнего поля имеет нулевую суммарную намагниченность, так как количество и размеры доменов с противоположно направленными моментами совпадают друг с другом. Однако освещение циркулярно поляризованным светом, направленным вдоль намагниченности, увеличивает размер доменов с одним из направлений момента за счет доменов с противоположным моментом. Это объясняется круговым дихроизмом, определяемым различием коэффициентов поглощения k_+ и k_- для разных круговых поляризаций. Поэтому при освещении магнитного полупроводника светом с определенной круговой поляризацией появляется разное количество фотоэлектронов в доменах с различными направлениями намагниченности. Соответственно интенсивность косвенного обмена в различных доменах оказывается разной. То же самое должно происходить и в материалах, где свет возбуждает магнитные экситоны: число возбужденных экситонов в разных доменах различно, и обмен в доменах изменяется по-разному. На возможность возбуждения экситонов за счет фотоиндуцированных переходов между уровнями иона Fe³⁺ в ЖИГ указывалось в ¹¹⁰.

В ¹¹¹⁻¹¹⁴ был проведен детальный расчет этого эффекта. Доменная структура находилась непосредственно из минимума энергии в предположении, что домены отличаются друг от друга только значением обменных интегралов J_1 или J_2 . Строго говоря, использование условия минимума энергии в системах с диссипацией требует обоснования. Нам представляется на основании (2.1), что подход ¹¹¹⁻¹¹⁴ справедлив, когда состояние магнитной подсистемы зависит только от полного числа фотоэлектронов, а не от их распределения по импульсам. В ¹¹⁴ рассматривалась простейшая геометрия — пластина с легкой осью, перпендикулярной плоскости пластины. Домены считались полосовыми. Если разность ширин доменов двух типов равна α , то, очевидно, понижение обменной энергии за счет увеличения объема доменов с более сильным обменом J_1 пропорционально α ($J_1 - J_2$). С другой стороны, тогда возникает нескомпенсированный магнитный момент $\sim \alpha$, создающий магнитостатическую энергию, пропорциональную его квадрату, т. е. α^2 . Равновесное значение α находится из условия минимума этих двух энергий. Это дает относительное изменение намагниченности

$$\frac{\Delta M}{M_0} = \frac{(J_1 - J_2) S^2}{4\pi M_0^2 a^3}. \quad (4.1)$$

Можно выразить $\Delta M/M_0$ через концентрации фотоэлектронов в доменах, а их, в свою очередь, через круговой дихроизм $\Delta k = k_+ - k_-$:

$$\frac{\Delta M}{M_0} \approx 0,1 \frac{P \Delta k \tau (AS)^{1/2}}{\omega a m^{1/2} M_0^2}, \quad (4.2)$$

где P — поток мощности света частоты ω , τ — время жизни photoносителей. Для CdCr_2Se_4 при $\Delta k \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$, $P \sim 10 \text{ Вт/см}^2$ и $\tau \sim 10^{-6} \text{ с}$ получаем $\Delta M/M_0 \sim 10^{-2}$.

В ¹¹² было проведено аналогичное исследование для ЖИГ, где изменение обмена связано с возбуждением экситонов на Fe^{3+} . В данном случае, поскольку концентрация экситонов мала, они сильнее влияют на ближний, чем на дальний порядок. Однако это обстоятельство несущественно для энергии домена при $T \rightarrow 0$, и расчет можно вести по той же схеме, что и в ¹¹⁴. В ¹¹¹ в рамках тех же приближений была исследована доменная структура Ландау — Лифшица с замыкающими доменами по поверхности, а в ¹¹³ — цилиндрические домены. Размеры последних определяются внешним магнитным полем H_0 , и воздействие циркулярно поляризованного света на такой домен может быть описано в терминах некоторого эффективного магнитного поля $H_{\text{эфф}}$. Если оно того же знака, что и H_0 , радиус домена уменьшается под действием света, и он может даже коллапсировать. При противоположных знаках H_0 и $H_{\text{эфф}}$ цилиндрические домены переходят в полосовые.

Иной подход к проблеме предложен в ¹¹⁵. Расчет эффективного магнитного поля, описывающего действие света, был проведен в ¹¹⁵ путем обобщения феноменологического расчета для одноосных магнетиков ¹¹⁶ на случай неоднородных структур. Обобщение состояло в том, что коэффициент обменной жесткости α перед членом $(\nabla M)^2$ в выражении для плотности энергии $E(x)$ считался зависящим от координаты. Оставляя в стороне стандартный вопрос о возможности использования условия минимума энергии в неравновесном случае, мы хотели бы лишь указать, что для достаточно узких стенок не самоочевидно, что можно пренебречь вкладом в $E(x)$ от членов, содержащих $\nabla\alpha$. В ¹¹⁵ проведена оценка $\alpha(x)$ в предположении, что α определяется концентрацией fotoэлектронов. Получилось, что эффективное поле пропорционально коэффициенту анизотропии β , т. е. влияние света на доменную структуру растет с анизотропией кристалла.

Как отмечают сами авторы ¹¹⁵, в их расчете не учитывалась возможность диффузии электронов по кристаллу, обусловленная неоднородностью его намагниченности (кстати, она не учитывалась в ^{111, 114}). Диффузия должна понижать эффект, уменьшая степень поляризации электронов по спину в любой точке кристалла. Поэтому локализованные fotoэлектроны должны быть более эффективны для перестройки доменной структуры, чем свободные. Будучи согласны с этим доводом ¹¹⁵, мы хотели бы лишь добавить, что и в ¹¹⁵, и в ^{111, 114} эффект получился бы больше, если бы там учитывались не только fotoэлектроны проводимости, но и fotoэлектроны, перешедшие на уровни прилипания.

Прямое наблюдение фотонамагничивания многодоменного образца CdCr_2Se_4 циркулярно поляризованным светом было выполнено в ²². В эксперименте использовался монокристаллический образец $\text{Cd}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0,02\%$) при 77 К. (В образцах CdCr_2Se_4 , легированных Ag, возрастание локальной намагниченности за счет перехода fotoэлектронов на локальные уровни отсутствует ⁸⁴.) Использовался лазер с $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ и мощностью непрерывного излучения $P \leq 10 \text{ Вт/см}^2$. При смене направления вращения поляризации величина фотонамагничивания ΔM меняет знак. Для линейной поляризации излучения $\Delta M = 0$. Во внешнем магнитном поле, близком к насыщению, $\Delta M = 0$, т. е. фотонамагничивание имеет место, только когда ферромагнетик находится в размагниченном (многодоменном) состоянии. Фотонамагничивание характеризуется малым временем фотоответа ($\tau < 10^{-4} \text{ с}$).

В ¹¹⁷ было проведено детальное исследование эффекта для случаев, когда вектор намагниченности как нормален, так и параллелен поверхности образца (соответственно, фарадеевская или коттоновская геометрия). Так как размагничивающее поле больше для фарадеевской геометрии, уменьшение эффекта с полем в этом случае происходит медленнее. Эффект имеет

резко выраженный максимум при 75 К. В работе выполнено тщательное с экспериментальной точки зрения разделение поляризационного и теплового эффектов фотонамагничивания. Изменение длины волны облучающего света с 1,06 мкм на 0,53 мкм при одинаковых мощностях уменьшает величину поляризационного фотонамагничивания приблизительно на порядок, что согласуется с уменьшением величины дихроизма при уменьшении λ .

4.2. Эффекты, индуцированные линейно поляризованным светом

Линейно поляризованный свет, в отличие от циркулярно поляризованного света, не может вызвать появления намагниченности у кристалла путем оптической ориентации его спинов. Однако он может существенно изменить многие свойства высокосимметричных кристаллов, включая их додеменную структуру. Физика здесь совершенно иная, чем рассмотренная в разделе 4.1: линейно поляризованный свет снимает вырождение по направлениям эквивалентных осей и создает, тем самым, легкую ось намагничивания. Таким образом, если в случае циркулярно поляризованного света наиболее существенно его влияние на обмен, то в случае линейно поляризованного света наиболее существенно его влияние на анизотропию.

Механизмы, по которым меняется анизотропия, могут быть двух типов. Прежде всего, эффект фотоиндуцированной анизотропии проявляется лишь в легированных кристаллах. Поэтому можно допустить, что локальное изменение анизотропии происходит в результате переходов электронов вблизи дефекта. Очень часто такой переход трактуется упрощенно — как перераспределение сильно анизотропных ионов Fe^{2+} , существующих в кристалле ЖИГ, с нормальными (слабоанизотропными) ионами Fe^{3+} , или ионов Cr^{3+} с большой анизотропией среди ионов Cr^{3+} в $CdCr_2Se_4$ (например, ^{1,118}). Как уже подробно объяснялось в разделе 2.2, такая картина фиксированных ионов M^{2+} и M^{3+} противоречит как теоретическим, так и экспериментальным данным. Поэтому от нее начинают отказываться даже те исследователи, которые ее первоначально придерживались ⁷⁵.

На самом деле в такой модели нет необходимости, и фотоиндуцированное изменение анизотропии можно объяснить, исходя из более реалистической модели. Обсудим ее на примере ЖИГ. В нем ион Si имеет заряд на единицу больше, чем Fe^{3+} , и поэтому для компенсации этого заряда вблизи Si появляется лишний электрон. Если считать его поделенным между ионами Fe в окрестности Si, то волновая функция основного состояния образовавшегося комплекса будет иметь симметрию окружения иона Si (см. раздел 2.2). Детальный анализ показывает ²⁰⁰ (рис. 5), что локальная симметрия на примесном центре Si ниже кубической. Реально она соответствует точечной группе C_3 или C_4 для октаэдрических или тетраэдрических примесных центров. Октаэдрические центры характеризуются преимущественной поляризацией электронных волновых функций вдоль одной из четырех эквивалентных осей $\langle 111 \rangle$. В темноте числа центров каждого типа одинаковы, и одноосная анизотропия отсутствует.

Под действием света происходит переход электрона с донорных центров Si в зону проводимости. Если свет линейно поляризован, то преимущественно возбуждаются центры с электронной поляризацией вдоль какой-то одной из осей $\langle 111 \rangle$. Допустим, что кристалл — частично компенсированный: из-за наличия акцепторной примеси часть доноров пуста. Тогда электрон из зоны проводимости может перейти на такой пустой донор, а у него ось поляризации может быть иной, чем у того донора, с которого электрон был возбужден. Тем самым уменьшится заселенность доноров одного из четырех типов за счет увеличения заселенности других типов, и возникнет одноосная анизотропия.

Другой возможный механизм возникновения анизотропии состоит в возбуждении экситонов Френкеля на магнитных ионах в окрестностях дефекта. Иными словами, лишний электрон в окрестности дефекта не появляется и не меняет своего состояния, а, например, возбуждается d-оболочки одного из ионов Fe^{3+} . Экситоны Френкеля, в отличие от электронов, как правило, можно считать локализованными на определенных атомах. (Из-за узости экситонной зоны возможен их полярный самозахват; см. разделы 2.2 и 3.3.) Поэтому действие поляризованного света может состоять в возбуждении

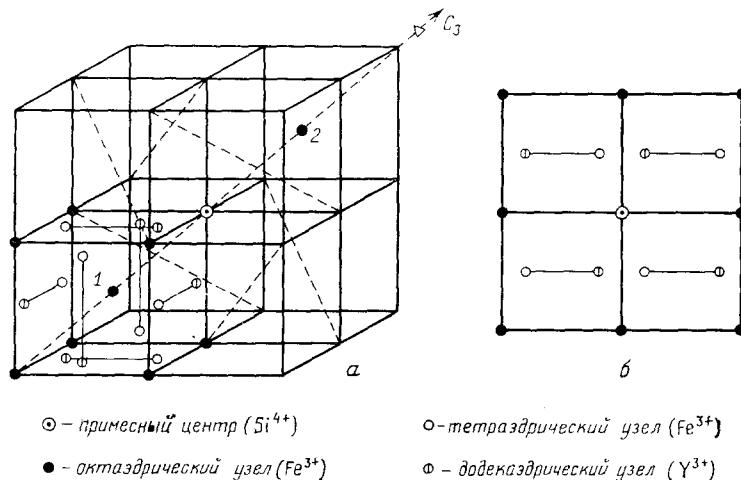


Рис. 5. а — Элементарная ячейка $Y_3Fe_5O_{12}:Si$; показана ось симметрии точечной группы C_3 , характеризующая локальное окружение октаэдрического примесного центра; индексами 1 и 2 обозначены ближайшие к примесному центру октаузы, для которых язкосимметричное кристаллическое поле равно нулю. б — Взаимное расположение катионов в плоскости (001)

тех ионов, анизотропия экситонных состояний которых соответствует поляризации света. Роль дефекта в этом случае состоит в том, что, понижая локальную симметрию, он делает возможным оптические переходы, запрещенные в идеальной решетке. Такой механизм может реализоваться, если экситон Френкеля долгоживущий.

Накопилась обширная литература, посвященная экспериментальному наблюдению тех изменений, в основном, магнитных свойств, которые вызывает линейно поляризованный свет. Все эти эффекты вызваны теми же физическими процессами, что приводят к появлению одноосной анизотропии. Объединяет их общее свойство: величина фотоиндукционных изменений увеличивается с ростом концентрации фотоактивных центров вплоть до максимально возможной для вхождения в кристалл концентрации. Наблюдаются эти эффекты только в ЖИГ. В $CdCr_2Se_4$ и других фотомагнетиках индуцированные светом эффекты, зависящие от ориентации вектора поляризации облучающего света, не обнаруживаются.

4.2.1. Фотоиндукционная одноосная магнитная анизотропия. Линейно поляризованный свет при неизменной температуре образца ЖИГ: Si может обратимо индуцировать в нем одноосную магнитную анизотропию, направление и величина которой зависят от ориентации вектора поляризации E относительно кристаллографических осей образца. Эксперимент²⁷ проводился по измерению углового момента на образце $Y_3Fe_{5-x}Si_xO_{12}$ ($x = 0,028$), вырезанном в плоскости (001). Образец находился при температуре 4,2 К в насыщающем магнитном поле $H \parallel [100]$. Вращательный момент образца при этом равен нулю, поскольку направление [100], вдоль которого приложено поле, образует одинаковые углы со всеми четырьмя направлениями

легкого намагничивания типа (111). При освещении образца светом с $E \parallel [110]$ наблюдается увеличение вращательного момента. После поворота E в новое направление $[1\bar{1}0]$ вращательный момент уменьшается, проходит через нуль и приобретает обратный знак (рис. 6).

4.2.2. Фотоиндуцированный магнитный линейный дихроизм. Изменения в магнитной анизотропии кристалла, конечно же, должны проявиться и в магнитооптике кристалла. Это было зафиксировано²⁷ по измерению величины дихроизма $\Delta = I^{-1} (I_{110} - I_{1\bar{1}0}) \cdot 100 \%$, где I_{110} и $I_{1\bar{1}0}$ — интенсивность прошедшего через образец зондирующего луча с плоскостью поляризации,

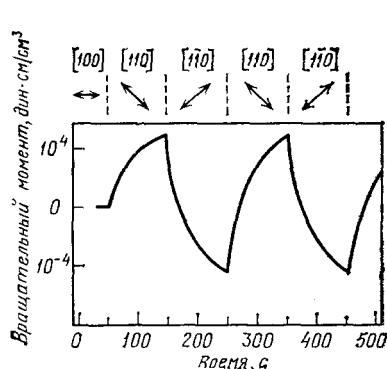


Рис. 6. Фотоиндуцированный вращательный момент образца $Y_3Fe_{4.972}Si_{0.028}O_{12}$ при 4,2 К²⁷. Вверху на горизонтальной оси указано направление вектора поляризации

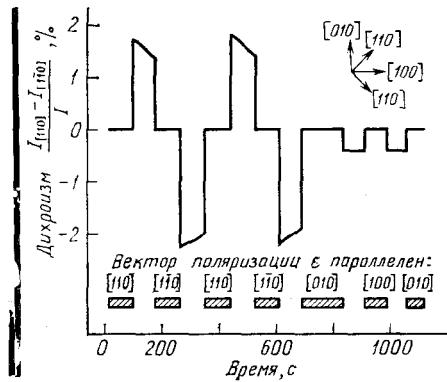


Рис. 7. Фотоиндуцированный оптический дихроизм в образце $Y_3Fe_{5-x}Si_xO_{12}$ ($x = 0,028$)²⁷. Толщина образца 0,05 см. Освещаемая плоскость (001). Температура 4,5 К. Для $\lambda = 1,2$ мкм дихроизм $k_{[110]} - k_{[1\bar{1}0]} = 0,8$ см⁻¹

ориентированной вдоль [110] и [1\bar{1}0] соответственно, I — интенсивность прошедшего через образец неполяризованного зондирующего луча. В качестве последнего использовался монохроматический свет малой интенсивности с $\lambda = 1,2$ мкм, для которого коэффициент оптического поглощения $k = 43$ см⁻¹. Внешнее магнитное поле 8000 Э прикладывалось вдоль [100]. Дихроизм в этом случае в силу выбранной геометрии равен нулю. Однако в результате подсветки, в качестве которой использовался интенсивный источник белого линейно поляризованного света, величина Δ изменялась, как показано на рис. 7. Фотоприемник во время подсветки закрывался во избежание его насыщения.

Экспериментальное и теоретическое исследование рассмотренных выше двух эффектов проводилось также в работах^{28, 118-135}

4.2.3. Фотоиндуцированное механическое напряжение было зарегистрировано в³⁰ на образцах ЖИГ: Si ($x = 0,028$ и $0,042$) при температуре 4,2 К и 1,5 К. Вдоль направления [111] образца, вырезанного в плоскости (110), прикладывалось внешнее магнитное поле $H = 8$ кЭ. При облучении кристалла белым светом с $E \parallel [111]$ и $E \perp [111]$ индуцировалось механическое напряжение, стремящееся растянуть кристалл вдоль [111] в первом случае или сжать его вдоль этого же направления во втором.

Наиболее интересно фотоиндуцированная одноосная анизотропия может проявиться в изменении доменной структуры. Первые указания на возможность этого были получены¹³⁶ в виде вывода о фотоиндуцированном переключении намагниченности. Однако четкое и однозначное доказательство перестройки доменной структуры, индуцированной линейно поляризованным светом, впервые было дано в^{23, 24}.

4.2.4. *Фотоиндукционное переключение намагниченности* наблюдалось на монокристаллическом образце $Y_3Fe_{4.96}Si_{0.02}O_{12}$, вырезанном в форме диска с плоскостью (110). Диск, намагниченный до 5 кГс вдоль [111], охлаждался до 1,9 К. Величина линейного дихроизма, наведенного такой обработкой — термомагнитным отжигом (см. раздел 4.3), составляла 9,6% при оси дихроизма (направлении максимального пропускания) вдоль [111]. После

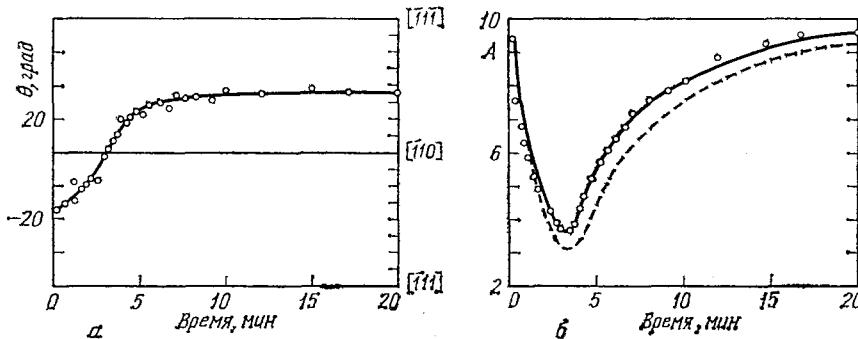


Рис. 8. Зависимость угла θ между осью дихроичности и направлением [110] (а) и амплитуды линейного дихроизма A (б) в зависимости от времени освещения образца $Y_3Fe_{4.96}Si_{0.02}O_{12}$ ¹³⁶

выключения поля эта величина дихроизма оставалась неизменной. Это возможно, если образовалась доменная структура с M вдоль [111] и [111] направлений (180° доменные границы). Затем образец освещался интенсивным (0,5 Вт/см²) белым светом с $E \parallel [111]$, что вызывало изменение величины дихроизма (рис. 8). Если направить снова вектор поляризации облучающего света вдоль [111], то ось дихроизма вновь возвращается в старое направление [111]. С включенным магнитным полем описанные эффекты не наблюдались. Авторы объяснили свои результаты как *фотоиндукционное переключение направления намагниченности* $[111] \rightleftharpoons [111]$.

4.2.5. *Фотоиндукционная перестройка доменной структуры* наблюдалась^{23,24} в пластине $Y_3Fe_{4.96}Si_{0.04}O_{12}$, вырезанной в форме диска в плоскости (110). Доменная структура визуализировалась магнитооптическим способом по эффекту Фарадея при помощи широкого луча света, зондирующего всю поверхность образца. Этот луч должен обладать хотя бы одним из 3-х свойств: малой интенсивностью, неактивной к фотомагнитному эффекту длиной волны (например, 3,39 мкм), вектором поляризации $E \parallel$ оси трудного намагничивания пластины. Тогда он не может оказать воздействие на доменную структуру. Последняя в отсутствие активного освещения при 77 К представляет собой лабиринтообразные домены с вектором M , перпендикулярным поверхности пластины (структура фарадеевского типа). Заметим, что в пластине размагничивающее поле стремится установить другой тип структуры — коттоновский, в котором вектор намагниченности расположен в плоскости пластины. Возникновение же в размагниченной пластине структуры доменов фарадеевского типа вызвано присутствием однососной магнитной анизотропии, перпендикулярной ее поверхности. Такая анизотропия возникает, вероятно, в результате механической обработки пластины и, как было проверено, снимается термическим отжигом и травлением поверхности кислотой.

При освещении пластины активным светом с длиной волны 1,15 мкм происходит изменение доменной структуры: первоначальная структура фарадеевского типа переходит в полосовые 180° доменные границы коттоновского типа. Такое изменение зависит от ориентации вектора поляризации активного света относительно кристаллографических осей пластины (рис. 9, а). Видно, что свет с E , параллельным оси трудного намагничивания,

не влияет на доменную структуру. (Это свойство используется для луча зондирования.) Вектор M переориентируется при перестройке в направление оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости образца. Ее роль играет пространственная диагональ, с которой вектор E составляет меньший угол.

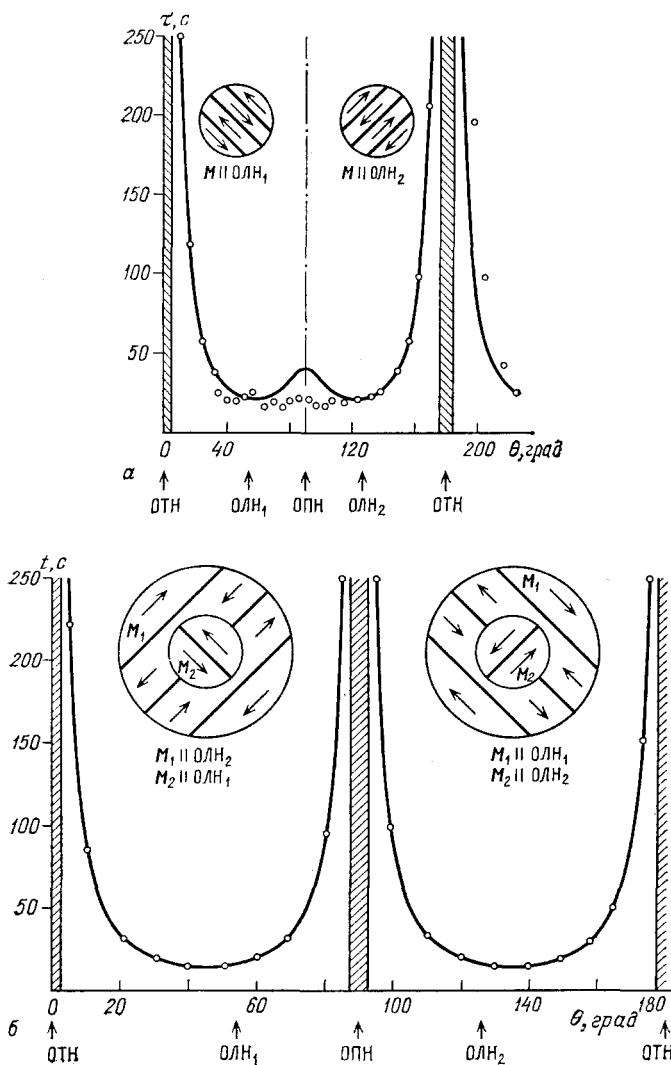


Рис. 9. Зависимость времени фотоиндуцированного разрушения доменной структуры фарадеевского типа (а) и перестройки доменной структуры коттоновского типа (б) в пластине $Y_3Fe_{4.96}Si_{0.04}O_{12}$ в плоскости (110) от угла ориентации вектора поляризации облучающего света²⁴

Меняя направление вектора поляризации, можно менять оси легкого намагничивания, вызывая соответствующую перестройку доменной структуры коттоновского типа (рис. 9, б). Этот процесс обратим.

После выключения активного света неравновесная доменная структура сохраняется до тех пор, пока поддерживается азотная температура — по крайней мере, не менее 24 часов^{196, 201}.

Длина волны активного света находится на самом краю полосы поглощения ЖИГ, где образец в значительной степени прозрачен (для $\alpha = 1,15 \text{ мкм}$ коэффициент поглощения $\alpha \sim 40 \text{ см}^{-1}$). Этот факт может быть использован в практических приложениях эффекта^{201, 202}.

4.3. Влияние неполяризованного света на магнитную анизотропию

Такое влияние наблюдается, в основном, в присутствии внешнего магнитного поля или остаточной намагниченности в эффектах последствия. Оно имеет ряд специфических проявлений.

4.3.1. Фотомагнитный отжиг и изменение кубической анизотропии.

Хорошо известен эффект индуцирования одноосной магнитной анизотропии в ферритах с кубической структурой путем их термомагнитного отжига¹³⁷⁻¹⁴⁰. Режим отжига заключается в охлаждении феррита (часто, но не обязательно с переходом через температуру магнитного упорядочения) во внешнем магнитном поле, в результате чего в нем наводится одноосная магнитная анизотропия. В³³ было обнаружено, что свет увеличивает скорость релаксации одноосной магнитной анизотропии в ЖИГ: Si, наведенной отжигом. Неполяризованный свет, кроме изменения скорости релаксации анизотропии, индуцированной отжигом, может сам по себе вызывать появление одноосной магнитной анизотропии в намагниченных образцах ЖИГ: Si³¹. Для этого в момент освещения образца неполяризованным светом к нему прикладывается внешнее магнитное поле. Это явление по аналогии с термомагнитным отжигом было названо фотомагнитным отжигом. Влияние фотомагнитного отжига на поле ФМР³¹ эквивалентно дальнейшему охлаждению образца. Температура, при которой осуществляется фотомагнитный отжиг, должна быть низкой (4,2; 20; 66 К³³ и 77 К³¹), чтобы исключить термоактивированную релаксацию.

Однако, как показали последние эксперименты¹⁹⁴, неполяризованный свет может оказывать влияние на магнитную анизотропию ЖИГ: Si и в том случае, когда и охлаждение образца, и последующее воздействие на него света осуществляются в отсутствие магнитного поля. Эксперимент выполнялся при 77 К на монокристаллических образцах в виде пластин и эпитаксиальных пленок ЖИГ: Si. Время насыщения эффекта при интенсивности воздействующего света $6 \cdot 10^{-2}$ Вт/см² составляло ~ 10 мин. С таким же временем после выключения света величина δH_p релаксировала. Эффект имел место для белого и монохроматического ($\lambda = 0,63$ и 1,15 мкм) света. Геометрия образца такова, что одна из локальных осей симметрии $\langle 111 \rangle$ перпендикулярна поверхности образца, вырезанной в плоскости $\langle 111 \rangle$. Оси трех других состояний выходят под одинаковым углом 19,5° из плоскости образца. Таким образом, эти три оси неэквивалентны четвертой. Эффект имеет простое объяснение.

В образце имеются комплексы, в которые входят ионы Si. В каждом из таких комплексов электронная волновая функция вытянута вдоль одной из осей $\langle 111 \rangle$. Поскольку направление вектора распространения света фиксировано, то фиксирована и плоскость, в которой лежит электрический вектор света. В этой плоскости все его направления равновероятны, и, следовательно, он с равной вероятностью возбуждает те три состояния комплексов, у которых одинаковая проекция осей $\langle 111 \rangle$ на эту плоскость. Вероятность же возбуждения четвертого состояния, поляризованного перпендикулярно электрическому вектору, гораздо меньше¹⁹⁴.

Недавно было обнаружено влияние неполяризованного света на эффект магнитного последействия в спиновом стекле¹⁴¹. Непроводящее кобальтовое алюминосиликатное стекло при $T \sim 1,3$ К испытывало влияние неполяризованного света ближней ИК области с максимальной плотностью $3 \cdot 10^{-4}$ Вт/см². Эффект проявлялся в изменении релаксации намагниченности, происходящей после выключения магнитного поля. Измерения проводились по повороту плоскости поляризации зондирующего луча (по эффекту Фарадея).

Влияние неполяризованного света на анизотропию CdCr₂Se₄:Ga в магнитном поле исследовалось в^{84, 85, 144}. Для этой цели измерялось изменение

составляющих намагниченности, параллельной полю (M_{\parallel}) и перпендикулярной ему (M_{\perp}), под действием лазерного излучения (плотность энергии 3×10^{-2} Дж/см², $\tau_{ими} = 20$ нс, частота следования 12,5 Гц, $\lambda = 1,06$ мкм). Обнаружено, что в полях, меньших поля исчезновения доменной структуры H_s , оба M_{\parallel} и M_{\perp} возрастают под действием света. При полях, превышающих H_s , «световая» добавка к M_{\parallel} меняет знак, а добавка к M_{\perp} остается положительной, хотя и убывает с ростом поля. Эффект очень чувствителен к концентрации Ga в образцах. Возможность фотомагнитного отжига в ^{84,85,144} не исследовалась. Авторы считают, что симметрия гамильтониана анизотропии не меняется под действием неполяризованного света, а меняется только константа кубической анизотропии. Однако предложенная ими микроскопическая модель сводится к появлению под действием света ионов Cr^{2+} , обладающих большой анизотропией. О неадекватности такой модели уже говорилось в разделах 2.2, 2.5 и 4.2.

4.3.2. Фотоиндуцированное магнитное двупреломление в FeBO_3 было измерено ³² по эллиптичности поляризации зондирующего света ($\lambda = 0,51$ мкм) на выходе кристалла (эффект Коттона — Мутона). Этот материал имеет в полях $H \geq 100$ Э, приложенных в базисной плоскости, величину естественного магнитного двупреломления, равную $\Delta n = 1,5 \cdot 10^{-4}$. Изменение последней под влиянием дополнительного освещения образца интенсивным белым светом на величину $\pm \delta n = 10^{-6}$ зависит, кроме времени экспозиции, от направления и напряженности магнитного поля, в котором образец подвергается воздействию света. Знак фотоиндуцированного магнитного двупреломления меняется при продолжающемся освещении и изменении направления магнитного поля на перпендикулярное. С ростом напряженности поля величина δn увеличивается, достигая насыщения в полях $H \geq 100$ Э. Время достижения насыщения эффекта при интенсивности подсветки 1 Вт/см² составляет $\sim 1,5$ мин. Фотоиндуцированное состояние после выключения освещения при поддержании температуры 78 К сохраняется без заметной релаксации достаточно продолжительное время, но стирается при нагревании образца до 130 К. Спектральная зависимость эффекта в диапазоне длин волн от 0,5 до 0,7 мкм носит практически бездисперсионный характер. Продолженное в ¹⁴² исследование этого эффекта, однако выполненное уже не по измерению эллиптичности световой волны, а по измерению **фотоиндуцированного вращения плоскости поляризации** за счет эффекта Коттона — Мутона, показало сложный характер спектральной зависимости эффекта в ближней ИК области спектра.

Определение ориентации оси анизотропии, фотоиндуцированной в борате железа, показало ¹⁴³, что легкая ось анизотропии направлена перпендикулярно к магнитному моменту, направление которого задано внешним полем во время освещения.

На основе обнаруженных эффектов в FeBO_3 возможно фотоиндуцированное формирование оптических и магнитных локальных неоднородностей с различной оптической градацией по контрасту ¹⁴².

4.3.3. Фотоиндуцированная неустойчивость доменной структуры. В $\text{FeBO}_3 : \text{Ni}$ обнаружено ^{62, 187} новое проявление фотомагнетизма, ранее не наблюдавшееся ни в одном другом материале. Заключается оно в том, что при включении света в спектральной области 0,8—1 мкм, кроме наблюдаемых в образце при 78 К скачков и перемещений на некоторое заметное расстояние отдельных доменных границ (см. раздел 5.1), появившаяся в образце субструктура в виде тонких полос трех видов, отличающихся различной ориентацией относительно друг друга под углом 60° или 120°, испытывает коллективное перемещение. Скорость его составляет десятки микрон в секунду и растет с увеличением интенсивности возбуждающего света. Направление

движения перпендикулярно направлению полос субструктур и может без видимых причин инвертироваться в одно из трех направлений. Истоками и стоками движущихся полос служат доменные границы и поверхностные дефекты кристаллов. Величина периода движущейся решетки составляет несколько десятков мкм. При введении в возбуждающий поток фильтра, отсекающего активную ближнюю ИК область, движение полосовой субструктуры и скачки доменных границ прекращаются.

Описанное выше явление происходит в отсутствие внешнего подмагничивающего поля. Влияние магнитного поля на параметры динамической субструктуры проявляется в некотором изменении ее периода, а также в преимущественном выделении того типа субструктуры из трех существующих, направление движения которой близко к направлению магнитного поля.

Как и другие фотоиндуцированные эффекты в FeBO_3 , наблюдаемый эффект существует лишь до температуры ~ 130 К.

В $^{192}\text{FeBO}_3 : \text{Ni}$, вызванного светом. Считается, что значения констант анизотропии близки к тем, при которых происходит переориентационный фазовый переход I рода между состояниями со взаимно перпендикулярными направлениями моментов. Свет, возбуждая ионы, изменяет константы анизотропии. Поскольку его поглощение зависит от направления моментов, по кристаллу возникает неоднородное распределение возбужденных ионов. Из-за этого появляются силы давления, действующие на доменные стенки и заставляющие их двигаться. Такой процесс можно классифицировать как автоворновой.

4.4. Влияние света на резонансные явления

4.4.1. Влияние света на ФМР в CdCr_2Se_4 впервые наблюдалось в 145,146 , более подробно этот эффект исследован в 147 . Влияние света на ФМР проявлялось в увеличении поля ФМР в интервале температур от 77 К до температуры Кюри (~ 130 К) при облучении образцов импульсами белого света длительностью ≤ 1 мс и интенсивностью $\sim 10^{-1}$ Вт/см². При этом ширина линии и амплитуда сигнала поглощения менялись незначительно. Время релаксации к исходному полю составляло $\sim 10^{-1}$ с. Величина эффекта и время релаксации существенным образом зависят от интенсивности и длительности светового импульса, температуры и длины волны падающего излучения. Установлено, что спектральная область максимальной чувствительности в данном случае находится в районе 1 мкм.

При касательном намагничивании образцов, вырезанных в форме диска, изменение поля ФМР ($\delta H_p = H_p^c - H_p^t$) имеет положительный знак, т. е. световое облучение приводит к увеличению резонансного поля. При намагничивании образца перпендикулярно его плоскости знак δH_p менялся на противоположный, и величина изменения — в два раза больше, чем в случае параллельного намагничивания. Для $\varphi = 45^\circ$ изменения не наблюдается (рис. 10). Обнаруженный эффект изотропен относительно кристаллографических направлений.

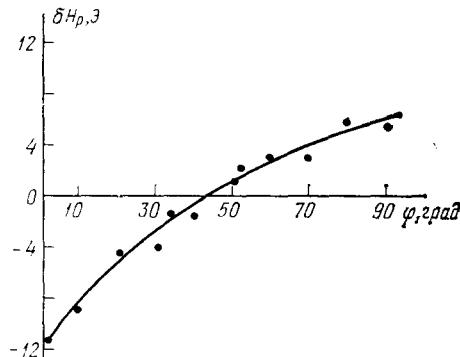


Рис. 10. Зависимость фотоиндуцированного изменения поля ФМР от угла φ между внешним магнитным полем и нормалью к поверхности образца CdCr_2Se_4 ¹⁴⁶

4.4.2. Влияние электрического поля на фотоиндуцированное изменение параметров ФМР заключалось в том, что при превышении напряженности электрического поля выше некоторого порогового ($E > E_{\text{пор}}$) величина δH_p увеличивается в несколько раз по сравнению со случаем, когда электрического поля нет (до 50 Э вместо 5—10 Э). При интенсивностях подсветки $I > I_0 \sim 10^{-2}$ Вт/см² в полях $E \sim 1$ кВ наблюдается неустойчивость, связанная с самопроизвольным изменением δH_p . Включение электрического поля в темноте к изменению H_p не приводит.

Совместные исследования ¹⁴⁷ электрических, фотоэлектрических и фотомагнитных свойств CdCr₂Se₄ показали, что между ними существует определенная связь. Так, например, освещение образца CdCr₂Se₄ монохроматическим светом ($\lambda = 0,88$ мкм) вызывает неустойчивость также в электрической подсистеме: на вольт-амперной характеристике возникают автоколебания фототока, амплитуда и частота которых зависят от интенсивности света и величины электрического поля. Кроме того, обнаруженное «гашение» фото проводимости в CdCr₂Se₄ имеет свой аналог в фотоиндуцированном сдвиге поля ФМР ¹⁴⁷. Заключается это явление в том, что при одновременном облучении образца CdCr₂Se₄ от двух независимых источников света (постоянная подсветка с $\lambda = 0,88$ мкм, вызывающая фототок и δH_p , и дополнительная подсветка белого или с $\lambda = 0,94$ мкм света «гашения») происходит уменьшение величин фототока и δH_p .

4.4.3. Фотоиндуцированное уширение линии поглощения ФМР наблюдалось ¹⁴⁸ в поликристаллических образцах ЖИГ: Si при температуре 77 К. Учитывая, что ширина линии ФМР связана с процессами релаксации, можно предположить, что вновь образовавшиеся под действием света центры создают более интенсивный релаксационный канал. Однако природа его требует дополнительного исследования.

Влияние оптического возбуждения примесных ионов Ho³⁺ на ФМР в ЖИГ ¹⁴⁹ проявляется в изменении ширины линии и сдвиге резонансного поля. Время релаксации ~ 5 мс связывается с временем жизни иона Ho³⁺ в возбужденном состоянии с последующим излучательным переходом с энергией ~ 400 см⁻¹. На этом переходе была получена генерация на $\lambda = 2,1$ мкм ¹⁵⁰. Влияние импульсного лазерного излучения с $\lambda = 1,06$ мкм на ФМР в ЖИГ: Ho пропадает при температуре ~ 25 К.

4.4.4. Свет оказывает влияние также на параметры линии резонанса доменных границ в эпитаксиальных пленках состава (YBi)₃(FeGa)₅O₁₅ ¹⁵¹, увеличивает резонансную частоту и уширяет кривую поглощения. Такое изменение кривой резонанса доменных границ свидетельствует об изменении параметров, характеризующих границы, а именно, об увеличении k/m и β/m , где k — коэффициент упругости, β — коэффициент затухания, m — эффективная масса.

4.4.5. Фотоиндуцированное изменение спектра спин-волнового резонанса (СВР) ^{152—154} наблюдалось на эпитаксиальных пленках Y₃Fe₅O₁₂, специально легированных кремнием или отожженных в атмосфере кислорода. Критические углы между внешним магнитным полем и нормалью к поверхности пленки, при которых возбуждаются моды СВР, зависят от облучения неполяризованным светом.

Фотоиндуцированная одноосная магнитная анизотропия была обнаружена в FeBO₃ ⁴⁷, когда измерялось поле магнитоакустического резонанса на частоте 1,25—2,5 МГц при 77 К. Это поле изменялось после освещения образца в течение 60 с белым светом интенсивностью 10⁻⁴ Вт/см².

5. ВЛИЯНИЕ СВЕТА НА ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ СТЕНОК, МАГНИТНУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ

5.1. Экспериментальные данные

Сразу же оговоримся, что эффекты, рассматриваемые в данном разделе, не являются поляризационно чувствительными, т. е. наблюдаются под влиянием неполяризованного света. Отметим также тот хорошо известный факт, что дефекты в кристаллах (точечные и линейные) влияют на кинетику гораздо сильнее, чем на термодинамические свойства кристалла. Это наблюдается и при освещении магнетиков светом: фотоиндукционные дефекты гораздо сильнее влияют на кинетику намагниченности, чем на ее стационарное значение, что приводит к тому, что рассматриваемые в этом разделе эффекты наблюдаются, как правило, под влиянием маломощных источников света (ламп накаливания), хотя, как мы видели в разделе 4, для других эффектов необходимы источники типа лазеров. И наконец, еще одно, что объединяет рассматриваемые в настоящем разделе эффекты, — это их концентрационная зависимость: все они как функция концентрации проходят через максимум.

Укажем материалы, на которых наблюдаются рассматриваемые в этом разделе эффекты:

1. $Y_3Fe_5O_{12}$ с примесью Si^{33,34}, Co³⁶, Ca³⁷, Mn³⁸, Cu³⁹, Pb⁴⁰, Ni⁴¹, Ti^{42,43}, Zr⁴³, Sr⁴⁴.
2. $CdCr_2Se_4$ с примесью Ga²⁸, Zn⁴⁵.
3. $FeBO_3$ с примесью Mg, Cu, Ni⁴⁶⁻⁴⁸.
4. Li — феррит, легированный Ru⁴⁹ и Li-феррит состава $Li_{0,5}Fe_{2,5}O_{4,0}$ ⁵⁰.
5. Mn — Mg-феррит⁵¹, Mg-феррит с примесью Co⁵², Mn-феррит⁵³.
6. Li — Mn-феррит⁵⁴.
7. Ni — Zn-феррит с примесью Co^{55,56}.
8. Fe_3O_4 (магнетит)⁵⁷.

5.1.1. *Фотоиндукционное изменение магнитной проницаемости* впервые наблюдалось³⁴ на монокристаллическом образце ЖИГ: Si; динамическая магнитная проницаемость $\mu(\omega)$, измеренная при частоте 10 КГц поля предельно малой амплитуды, уменьшалась под действием белого света.

Спектральная характеристика эффекта в ЖИГ: Si измерена в¹⁶⁷ на серии эпитаксиальных пленок. Это позволило исключить сильное поглощение оптического излучения с короткими длинами волн, наблюдаемое в массивных образцах³⁴. Спектральная зависимость эффекта характеризуется теми же особенностями, что и спектр оптического поглощения. Эффект наблюдается, начиная от края полосы оптического поглощения ($\lambda \sim 1,2$ мкм) и вплоть до $\lambda \sim 0,3$ мкм. Для другого фотомагнетика — $FeBO_3$ спектральная характеристика этого эффекта столь же широка: от 0,4 мкм до 1,0 мкм⁴⁶. В $CdCr_2Se_4$ активная часть спектра для фотомагнитного эффекта лежит от 0,6 до 1,2 мкм¹⁶⁸.

Фотоиндукционное изменение $\Delta\mu(\omega)$ высокочастотной восприимчивости $\mu(\omega)$ было обнаружено и в $CdCr_2Se_4$ ²⁸. Спектральная характеристика эффекта была затем исследована в²⁰⁶ (рис. 11). Ее сравнение со спектральной характеристикой фотопроводимости, представленной на том же

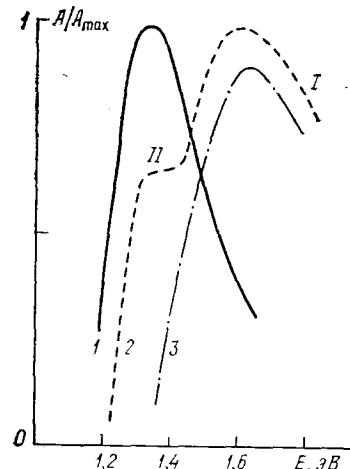


Рис. 11. Спектральная зависимость фотоиндукционной магнитной проницаемости (I) и фотопроводимости при 77 K (II) и 300 K (III) в $CdCr_2Se_4$ ²⁰⁶

рисунке, показывает, что максимум $\Delta\mu$ расположен в той же спектральной области II, что и максимум в спектре фотопроводимости при 77 К. Этот максимум отсутствует при 300 К.

Эффект фотоиндуцированного изменения μ может наблюдаться также в поликристаллических образцах фотомагнетиков¹⁵⁸. Оказалось, что его величина и скорость в этом случае даже выше аналогичных параметров в монокристаллических образцах. Основная трудность экспериментирования с поликристаллическими образцами фотомагнетиков заключается в их плохих

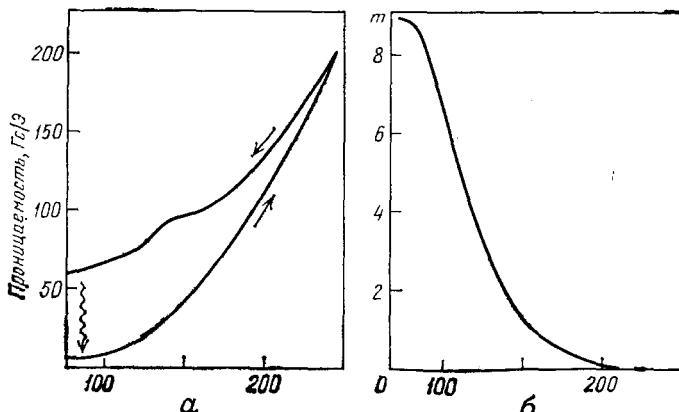


Рис. 12. Зависимость начальной магнитной проницаемости поликристаллического образца $\text{ЖИГ:Si}_{0.006}$ (а) и величины $m = 10^{-2} [(\mu^0)^{-1} - (\mu^1)^{-1}]$ (б) от температуры¹⁵⁸

оптических характеристиках по сравнению с монокристаллами. Поэтому применяются специальные способы приготовления поликристаллов, уменьшающие пористость образцов, и производится выбор толщин образцов, пропускаемых светом.

Исследование температурной зависимости эффекта показывает, что, например, в $\text{ЖИГ:Si}_{0.006}$ он сохраняется до температуры $\sim 150 - 200$ К

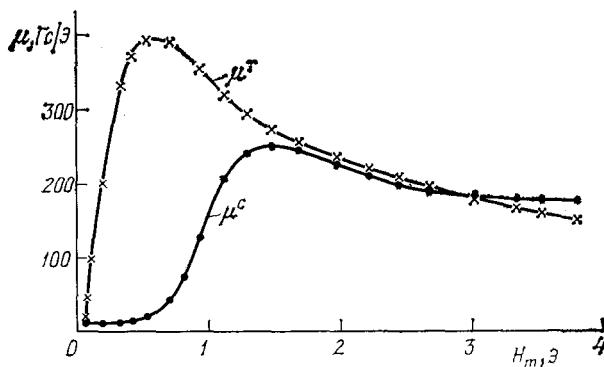


Рис. 13. Зависимость магнитной проницаемости образца $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.98}\text{Si}_{0.04}\text{O}_{12}$ при 77 К в темноте (μ^T) и после освещения (μ^C) от величины амплитуды перемагничивающего поля ($H = H_m \sin \omega t$)⁶¹

(рис. 12). Фотоиндуцированная часть μ при намагничивании фотомагнетика может частично восстанавливаться^{46, 159}. Зависимость $\Delta\mu$ от магнитного поля говорит о том, что оно влияет на состояние или число фоточувствительных центров.

Обсудим теперь случай произвольных магнитных полей, при помощи которых производится измерение $H_m \sin \omega t$. Сама $\mu(\omega)$ является функцией H_m . Как было показано сначала для ЖИГ:Si ⁶¹, а затем для $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$ ¹⁶¹, от амплитуды перемагничивающего поля зависят величина и характер изменения фотоиндуцированной $\mu(\omega)$ (рис. 13). Существует оптимальное зна-

чение $(H_m)^{opt}$, при котором величина фотоиндукционного изменения проницаемости $\Delta\mu$ максимальна, а время фотоответа минимально. Для освещенного образца на кривой $\mu(H_m)$ в области малых H_m есть участок, где $\mu(\omega)$ постоянна. Из такого перминвар-состояния (от англ. *permeability invariable* — проницаемость постоянная) образец не выводит даже насыщающее постоянное магнитное поле. В $CdCr_2Se_4^{165}$ обнаружен температурный аналог перминвар-состояния: на кривой зависимости $\mu(T)$ тоже есть участок постоянства μ . Таким образом, сорвать стабилизированные светом доменные границы с центров закрепления можно не только переменным магнитным полем, но и нагревом. В обоих случаях этот эффект пороговый.

5.1.2. *Фотоиндукционные скачки восприимчивости и намагниченности.* Если выбрать величину H_m вблизи $(H_m)^{opt}$, то после начала освещения $\mu(\omega)$ в ЖИГ: Si спадает, как функция времени, не непрерывно, а скачками

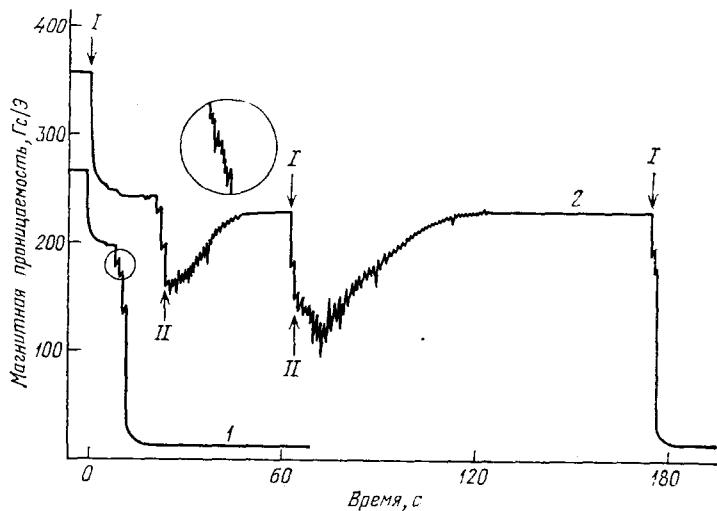


Рис. 14. Зависимость магнитной проницаемости монокристаллического образца $Y_3Fe_{4.98}Si_{0.04}O_{12}$ при температуре 77 К от времени¹⁶⁰.

I — момент включения, II — момент выключения света. Кривая 1: $H = 0.25$ Г; 2: $H_{\alpha} = 0.4$ Г

(рис. 14)^{61, 160, 162}. Они напоминают скачки Баркгаузена на кривой зависимости намагничивания от поля в области доменной перестройки. Однако величина скачков $\mu(t)$ гораздо больше. Области фотоиндукционных скачков $\mu(t)$ предшествует область нестабильного состояния (рис. 14). Это проявляется в том, что, если в момент скачка выключить свет, то возникают колебания магнитной проницаемости с достаточно большим (~ 0.5 —3 мин) временем релаксации в сторону увеличения μ . Такое проявление нестабильности доменной структуры на экране анализатора спектра наблюдается в виде «белого» шума в области гармоник магнитной проницаемости высших порядков.

После фотоиндукционного скачка спектр магнитной проницаемости содержит лишь первую гармонику, т. е. $B(H)$ изменяется по линейному закону, что подтверждается измерениями кривой намагничивания и говорит о переходе вещества в перминварное состояние. В результате фотоиндукционного скачка амплитуда третьей гармоники магнитной проницаемости уменьшается более, чем в 400 раз. При этом первая гармоника уменьшается приблизительно в 30 раз.

Исследование влияния света на скачки Баркгаузена, индуцированные полем, в ЖИГ: Si проведено в¹⁶³. Наблюдались они также в $CdCr_2Se_4^{164}$. Визуальное исследование зависимостей амплитуды колебаний доменной границы в этом фотомагнетике от напряженности переменного поля H_m^{60} по-

казало наличие больших скачков в величине смещения границы. В отсутствие освещения скачок наблюдается, если амплитуда поля H_m превышает некоторое поле H_1 , а при освещении — при значительно большем поле H_2 . В области полей $H_1 < H_m < H_2$ происходит большое фотоиндуцированное уменьшение амплитуды колебаний границы. Аналогичные результаты о наличии экстремума в зависимости фотоиндуцированного изменения μ от величины H_m были получены ранее^{61, 160} для ЖИГ: Si, что говорит об общности деталей эффекта и его механизма в разных фотомагнетиках.

Прямое наблюдение доменных границ магнитооптическим способом сначала в ЖИГ: Si⁵⁸, а затем в CdCr₂Se₄^{59, 60} позволило непосредственно наблюдать стабилизацию движения отдельных границ в переменном магнитном поле под влиянием облучения образца светом вплоть до полной их остановки.

Влияние света на магнитную проницаемость FeBO₃ имеет ту особенность, что μ может как уменьшаться, так и увеличиваться в зависимости от легирующей примеси^{46, 47}. Для номинально чистого (специально не легированного, но, как показывает химический анализ, содержащего $\sim 0,5\%$ ионов железа в двухвалентном состоянии) FeBO₃ при 77 К наблюдается фотоиндуцированное увеличение μ (ω). Как функция времени освещения μ обнаруживает

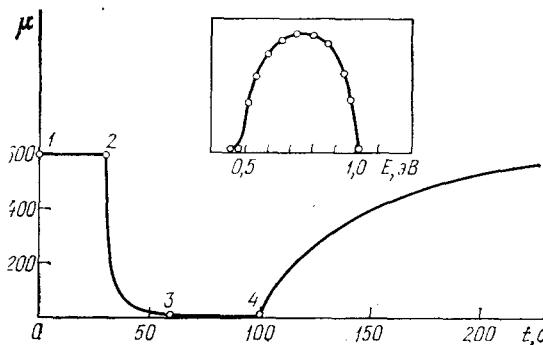


Рис. 15. Влияние света на магнитную проницаемость при $T \sim 7$ К¹⁶⁵.

1 — образец CdCr₂Se₄ в темноте; 2 — включен свет с энергией 1,1 эВ; 3 — свет выключен; 4 — включена инфракрасная подсветка с энергией $\sim 0,7$ эВ

на одном из участков своего роста осцилляции небольшой амплитуды. Освещение образцов FeBO₃ с примесью Cu или Mg приводит к плавному уменьшению μ (ω).

Наряду с оптическим гашением фотопроводимости и фотоиндуцированного сдвига поля ФМР в CdCr₂Se₄¹⁴⁷ (см. раздел 4.3), происходит и гашение фотоиндуцированного изменения μ (ω)¹⁶⁵. Оно проявляется следующим образом. В области низких температур ~ 40 К для CdCr₂Se₄ после выключения подсветки наблюдается остаточная величина $\Delta\mu$: лишь часть $\Delta\mu$ релаксирует за время ~ 1 мин. Время распада всего $\Delta\mu$ оценивается в несколько часов. (Следует отметить, однако, что остаточной фотопроводимости при этом не наблюдается.) Если в момент времени t_3 (рис. 15) образец осветить дополнительным светом с энергией $\sim 0,7$ эВ и интенсивностью до 10^{-4} Вт/см², то наблюдается полный распад $\Delta\mu$ за время ~ 2 мин. Спектральная область излучения, вызывающего гашение $\Delta\mu$, находится от 0,45 эВ до 1 эВ.

Определенную информацию о механизме, обусловливающем зависимость μ от освещенности, можно было бы получить из данных по релаксации μ (ω) после выключения света. Изменение $\Delta\mu$ достаточно долго сохраняется после выключения света при низких температурах (77 К для ЖИГ: Si и 4,2 К для CdCr₂Se₄), но быстро исчезает при более высоких температурах (~ 175 К для ЖИГ: Si и 77 К для CdCr₂Se₄). К сожалению, экспериментальные данные по этому вопросу не позволяют пока создать однозначной картины. Согласно²⁸, релаксация в CdCr₂Se₄ при $f = 10$ кГц и $T = 77$ К происходит очень медленно с $\tau \sim 10$ с. Согласно же¹⁶⁶, где частота переменного поля в отличие от²⁸ составляла 2,6 МГц, время релаксации в этом материале на-

3 порядка ниже. На этом основании в ¹⁶⁷ было высказано предположение, что в ¹⁶⁶ наблюдался принципиально новый эффект, осуществляющийся по иному механизму, чем наблюдавшийся в ²⁸. Однако в работе ¹⁶¹, выполненной в той же лаборатории, не упоминаются результаты и выводы работ ^{166, 167}, и фактически подтверждаются результаты ²⁸.

Чтобы разрешить это противоречие, в ¹⁶⁹ было проведено исследование зависимости μ от силы и частоты магнитного поля, вызывающего перемагничивание. Обнаружено, что τ падает с ростом этих величин. В ¹⁶⁹ было высказано мнение, что такая зависимость времени релаксации свидетельствует о существовании целого спектра дефектов, тормозящих доменную стенку. Чем сильнее поле, тем меньше дефектов способно эффективно повлиять на

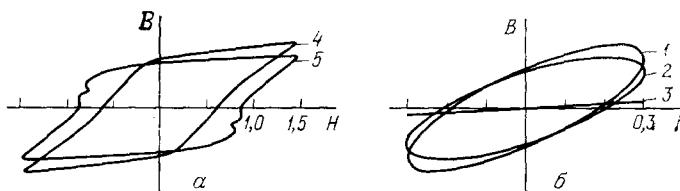


Рис. 16. Кривые перемагничивания B (H) для разных амплитуд перемагничивающего поля ¹⁶⁰. H_m (Э) = 1,5 (а) и 0,3 (б). Кривые 1 и 4 сняты для образца $\text{Y}_3\text{Fe}_{4,96}\text{Si}_{0,04}\text{O}_{12}$ при 77 К в темноте, 2 — через 5 с, 3 — через 20 с, 5 — через 100 с после начала освещения

границу, и аналогично обстоит дело с ростом ω . Представления о новом типе фотомагнетизма ¹⁶⁷ в ¹⁶⁹ не используются. Не используются они и в ¹⁶⁸ и ¹⁷⁰, где обнаружена зависимость τ от концентрации в образце примеси, точечных и протяженных дефектов (дислокаций, пор и др.), а также от длины волны облучающего света *). Хотелось бы, чтобы этот вопрос был исследован до конца **).

В связи с этим, обратим также внимание на довольно часто встречающееся в литературе (например, ¹⁷¹) неверное, на наш взгляд, мнение о значительно большей инерционности фотоиндукционных эффектов в ЖИГ по сравнению с CdCr_2Se_4 . На самом деле время фотоответа в ЖИГ: Si еще в пионерских работах по фотомагнетизму определялось как $2 \cdot 10^{-2}$ с ³³, менее 10^{-4} с в ³⁴, а в ⁴³ — менее $6,6 \cdot 10^{-7}$ с.

Отметим, что магнитная проницаемость ЖИГ может меняться не только под действием света, но и при воздействии на образец рентгеновского и γ -излучений, а также при электронной бомбардировке ^{34, 172-174}.

5.1.3. *Влияние света на петлю магнитного гистерезиса* впервые наблюдалось ³⁴ в монокристаллическом образце ЖИГ: Si. При этом было обнаружено изменение коэрцитивной силы от 0,8 Э для неосвещенного образца до 2 Э для образца после освещения, а также коэффициента прямоугольности петли. Известны работы, в которых наблюдалось влияние света на параметры магнитного гистерезиса в других материалах: поликристаллическом ЖИГ: Si¹⁵⁸, литиевом феррите $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$, легированном рутением ⁴⁹, никель-цинковом феррите с примесью кобальта $\text{Co}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{4-y}\text{O}_4$ ⁵⁵, магнитном полупроводнике CdCr_2Se_4 ³⁵ и FeBO_3 ⁴⁸.

*) Результаты ^{168, 170} согласуются с фактом, отмеченным другими сотрудниками той же лаборатории: из-за недостатков технологии при выращивании кристаллов в этой лаборатории воспроизводимость фотоферромагнитного эффекта на них оказывается очень плохой ²⁰⁴.

**) У фотоэлектрических материалов разброс времен релаксации photoносителей на 5—6 порядков в зависимости от степени дефектности кристаллов — стандартное явление. Для его объяснения нет необходимости привлекать представления о существовании принципиально разных типов фотопроводимости.

Величина и характер фотоиндуцированных изменений параметров петли гистерезиса, а также время их установления, как и в случае магнитной проницаемости, сильно зависят от амплитуды перемагничивающего поля H_m . В области оптимальных значений H_m , в которой наблюдался фотоиндуцированный скачок магнитной проницаемости, скачок с ростом времени освещения испытывает также и петлю гистерезиса (рис. 16). Этот скачок происходит в процессе освещения образца в виде схлоонивания петли магнитного гистерезиса и перехода ее к безгистерезисному циклу перемагничивания¹⁶⁰.

5.2. О природе фотозакрепления доменных стенок

Хорошо известно, что в полях, при которых существует доменная структура, магнитная проницаемость определяется в первую очередь перестройкой доменной структуры: ростом доменов с энергетически выгодным направлением. Кроме того, моменты остальных доменов поворачиваются в пространстве. Известно также, что движение стенок между доменами, а, следовательно, $\mu(\omega)$ при конечных частотах, чрезвычайно чувствительны к степени дефектности кристалла. В принципе поворот момента тоже должен чувствовать дефекты, коль скоро они меняют анизотропию кристалла, но эффект гораздо более слабый, и поэтому здесь обсуждаться не будет.

Многие типы дефектов создают потенциальную яму для доменной стенки: ее энергия понижается вследствие взаимодействия с дефектами. Какими свойствами должны обладать для этого дефекты, качественно ясно из того, что в одноосном магнетике удельная энергия доменной стенки пропорциональна $(KJ)^{1/2}$, где K — константа анизотропии, J — интеграл обмена^{116, 177, 178}. Поэтому ей энергетически выгодно располагаться в областях с пониженными анизотропией и интенсивностью обмена. В частности, она активно захватывается немагнитными областями.

Естественно, потенциальные ямы для границ затрудняют их движение в магнитных полях, уменьшая, тем самым, $\mu(\omega)$. Захватом доменных стенок потенциальными ямами объясняется также существование коэрцитивной силы и скачков Баркгаузена: чтобы изменить намагниченность образца, нужно приложить внешнее магнитное поле, достаточно сильное, чтобы вырвать стенку из потенциальной ямы.

Как обсуждалось в разделах 2 и 4, воздействие света приводит к появлению центров с повышенными значениями анизотропии и обмена. Роль потенциальных ям для стенок могли бы играть те области, где таких центров аномально мало. В связи с этим обратим внимание на ошибочность интерпретации фототорможения доменных стенок, данной в^{84, 144, 180}. Там считается, что в $CdCr_2Se_4$ фототорможение осуществляется фотоиндуцированными ионами Cr^{2+} , захватывающими доменную стенку из-за того, что их магнитная анизотропия выше, чем у регулярных ионов Cr^{3+} . О том, что такая модель фотоиндуцированных дефектов неверна, уже говорилось в разделе 2.2. Но даже если рассмотреть более реалистическую модель с лишним электроном, размазанным по ионам Cr вблизи дефекта, положение дел все равно не изменится. Во-первых, говорить о том, что стенки тормозятся под влиянием света в результате захвата их центрами с высокой анизотропией, неверно. Наоборот, стенки стараются эти центры избежать, они выталкиваются этими центрами.

Физический смысл этого очевиден: чем больше J , тем труднее отклонить один спин от другого. А чем больше K , тем сильнее тенденция спинов быть параллельными одному и тому же направлению — легкой оси. Следовательно, при малых углах отклонения обмен, как и анизотропия, стремится удержать спины параллельными друг другу. Иными словами, локальный рост J , как и рост K , повышает энергию доменной стенки, создавая для нее не потенциальную яму, а потенциальный горб.

Во-вторых, в^{84, 144} считается, что доменную стенку могут удерживать хаотически расположенные фотоиндуцированные точечные дефекты. На

самом же деле в магнитномягких материалах точечные дефекты повлиять на движение доменных стенок не могут из-за большой их толщины: такие стенки воспринимают среду с точечными дефектами как однородную. Действительно, даже при концентрации дефектов $\sim 1\%$ ее относительная флуктуация на толщине стенки всего лишь 10^{-6} или еще меньше. Прекрасным подтверждением малой роли точечных дефектов служит хорошо известный факт, что свойства пермаллоев улучшаются, а не ухудшаются в результате закалки, приводящей к разупорядоченному состоянию¹⁸³.

Скорее всего для торможения доменной стенки необходима врожденная неоднородность распределения дефектов с характерной длиной, сравнимой с размером стенки, но малой по сравнению с размером домена. Эффективным для захвата стенки могут оказаться одно- или двумерные дефекты типа дислокаций или плоскостей двойникования, состояние которых может изменяться под действием света. В частности, изменение электронных состояний в примесной атмосфере, окружающей дислокацию*), приводит к изменению ее поля напряжений. Напряжения же сильно влияют на движение доменных границ^{177, 178}.

Экспериментальные данные^{156, 170} по $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$ подтверждают точку зрения авторов этого обзора о роли дислокаций. Что же касается ЖИГ, то на предмет дислокаций исследовались только образцы, в которые не вводился Si, а фотоактивные центры создавались гамма-облучением и электронной бомбардировкой. В них не обнаружено влияния пластической деформации, создающей дислокации¹⁷⁴. Впрочем, возможно, в CdCr_2Se_4 дислокации гораздо более важны, чем в ЖИГ, поскольку в CdCr_2Se_4 толщина доменных стенок больше.

Центры закрепления в CdCr_2Se_4 и ЖИГ: Si экспериментально исследовались методом измерения переходных процессов в магнитном^{179, 180} или электрическом¹⁸¹ полях, а также под давлением¹⁸². Установлено, что центры закрепления и потенциальные ямы для доменных стенок в освещенных и неосвещенных образцах характеризуются различными параметрами: временем образования и временем релаксации, глубиной и конфигурацией потенциальных ям¹⁶⁹. Различно и их количество, а также плотность распределения по кристаллу.

Важным экспериментальным результатом, играющим ключевую роль в определении природы центров фотозакрепления доменных границ и механизма их взаимодействия, является зависимость величины фотоиндукционного эффекта от концентрации легирующей примеси, которая всегда проходит через максимум¹⁹⁷ (рис. 17). В¹⁹⁵ фоточувствительные центры в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12} : \text{Si}$ исследуются новой для фотомагнетиков методикой термостимулированной деполяризации.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислив в нашем обзоре достижения в исследовании фотомагнетизма, мы специально хотели бы отметить ряд задач, которые ждут своего решения. Хотя обнаружено фотоиндукционное увеличение намагниченности в ФМ

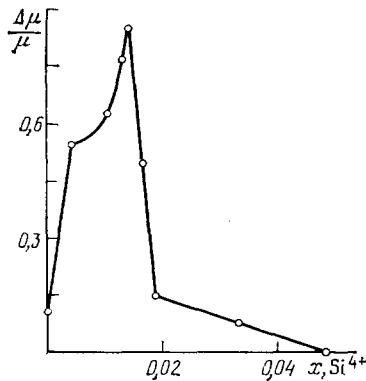


Рис. 17. Зависимость относительного фотоиндукционного изменения магнитной проницаемости $\text{Y}_3\text{Fe}_{5-x}\text{SrxO}_{12}$ от концентрации кремния¹⁸³

*) Под примесной атмосферой подразумевается повышение концентрации примеси вблизи дислокаций.

иолупроводниках, до сих пор не проведено четкого разделения вкладов в нее от фотоиндуцированных дальнего и ближнего порядков. Не установлено, за сколько поднимается T_c , и какие особенности появляются у скорости генерации энтропии. Отсутствуют экспериментальные данные, по которым можно судить об относительной роли различных механизмов установления фотопорядочения. В частности, не проведено измерений концентраций фотонов и фотоиндуцированного изменения объема кристалла. Проведение таких экспериментов дало бы стимул для дальнейшего развития теории неравновесных фазовых переходов порядок — беспорядок. Что же касается фотоиндуцированных переходов порядок — порядок, то хотелось бы, чтобы их исследование было проведено до конца, в частности, чтобы нейтронографическими исследованиями была установлена магнитная структура фотоиндуцированной фазы. Хотелось бы также, чтобы был расширен круг материалов, исследуемых на предмет обнаружения в них фотоиндуцированного магнетизма, в частности, за счет синглетных магнетиков.

Много нерешенных проблем остается и по части фотомагнетизма доменных границ. Настало время отказаться от моделей, в которых воздействие света на эти границы приписывается образованию ионов Fe^{2+} и Cr^{3+} , и всерьез заняться изучением природы таких центров и механизма их взаимодействия с доменными границами. Далее, необходимо теоретически и экспериментально исследовать магнитную структуру области в ЖИГ, индуцированной линейно поляризованным светом, и динамику ее образования, подробно исследовать природу и свойства магнитной (доменной) неустойчивости в $FeBO_3$, а также решить ряд других вопросов.

Среди задач, требующих, на наш взгляд, первоочередного решения и являющихся принципиально важными для дальнейшего прогресса в этой области, следует выделить следующие: 1) поиски новых магнитных материалов с фотомагнитными свойствами и путей целенаправленного изменения параметров уже найденных фотомагнетиков; 2) переход к интенсивному исследованию фотомагнетизма в магнитных пленках; 3) начало исследований возможности практического использования фотомагнетиков, определение круга приборов, в которых такое использование целесообразно; 4) решение проблемы повышения предельной температуры существования фотоиндуцированного магнетизма вплоть до комнатных температур, что особенно важно для практики¹⁹⁶.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко
НПО «Квант», Москва

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Diggle D., Gehring R.— J. Phys. Ser. C, 1975, v. 8, p. 1423.
2. Zakharchenya B.— In: Proc. of XI Intern. Conference on Physics of Semiconductors.— Warsaw, 1972, p. 1315.
3. Van der Ziel J., Bloembergen N.— Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 138, p. 1287.
4. Van der Ziel J., Pershan S., Malmstrom L.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 190.
5. Pershan S., van der Ziel J., Malmstrom L.— Phys. Rev., 1966, v. 143, p. 574.
6. Holzrichter J., Macfarlane R., Schawlow A.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 652.
7. Нагаев Э. Л.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 2346.
8. Матвеев В. М., Нагаев Э. Л.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 2483.
9. Лидоренко Н. С., Матвеев В. М., Нагаев Э. Л.— ДАН СССР, 1976, т. 230, с. 1085.
10. Бердышев А. А.— ФТТ, 1962, т. 8, с. 1382.
11. Карпенко Б. В., Бердышев А. А.— ФТТ, 1963, т. 5, с. 3397.
12. Нагаев Э. Л.— УФН, 1975, т. 117, с. 437.
13. Лахно В. Д., Нагаев Э. Л.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 2123.

14. Головенчик Е. И., Лайхтман Б. Д., Саннина В. А.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 243.
15. Головенчик Е. И., Саннина В. А., Шаплыгина Т. А.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1911.
16. Куд П. С., Коваленко В. Ф., Рубан В. А.— ФТТ, 1973, т. 15, с. 3707.
17. Афанасьев М. М., Компан М. Е., Меркулов И. А.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 2068.
18. Афанасьев М. М., Компан М. Е., Меркулов И. А.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 621.
19. Афанасьев М. М., Компан М. Е., Меркулов И. А.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 2, с. 982.
20. Нагаев Э. Л.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 484.
21. Wachter P.— CRC Crit. Rev. Sol. State Sci., 1972, v. 3, p. 189.
22. Генкин Г. М., Ноздрин Ю. Н., Токман И. Д., Шастин В. Н.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 162.
23. Коваленко В. Ф., Куд П. С., Сохапкий В. П.— ФТТ, 1982, т. 24, с. 145.
24. Коваленко В. Ф., Колежук Е. С., Куд П. С.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1399.
25. Коваленко В. Ф., Куд П. С., Ляхимец С. Н.— ФТТ, 1982, т. 24, с. 2428.
26. Pearson R., Annis A., Komprfner P.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 1805.
27. Dillon J., Gyorgy E., Remeika J.— Ibidem, 1969, v. 23, p. 643.
28. Lems W., Rijnierse P., Bongers P., Enz U.— Ibidem, 1968, v. 21, p. 1643.
29. Dillon J., Gyorgy E., Remeika J.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 1211.
30. Dillon J., Gyorgy E., Remeika J.— Appl. Phys. Lett., 1969, v. 15, p. 221.
31. Куд П. С., Коваленко В. Ф., Рубан В. А.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1976, № 9, с. 138.
32. Федоров Ю. М., Лексиков А. А.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 389.
33. Teale R., Temple D.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 904.
34. Van der Heide H., Enz U.— Sol. State Commun., 1968, v. 6, p. 347.
35. Анина Л. В., Веселаго В. Г., Рудов С. Г.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 520.
36. Lotgering F.— J. Phys. and Chem. Sol., 1975, v. 36, p. 1183.
37. Hisatake K.— Japan J. Appl. Phys., 1974, v. 13, p. 2069.
38. Hisatake K., Hirasaki K.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1975, v. 27, p. K61.
39. Hisatake K., Hirasaki K.— Trans. Inst. Electron and Commun. Eng. Japan. Ser. C, 1975, v. 58, p. 160.
40. Hisatake K. et al.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1974, v. 26, p. K75.
41. Hisatake K., Hirasaki K.— Japan J. Appl. Phys., 1974, v. 13, p. 2065.
42. Teale R. et al.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 1435.
43. Metselaar R., Huuberts M.— Philips Res. Rept., 1974, v. 29, p. 453.
44. Hisatake K., Ohta K.— In: Proc. Intern. Conference on Ferrites.— Japan, 1970, v. 1, p. 14.
45. Махоткин В. Е. и др.— ФТТ, 1974, т. 16, с. 3141.
46. Lacklison D., Chadwick J., Page L.— J. Phys. Ser. D, 1972, v. 5, p. 810.
47. Seavey M.— Sol. State Commun., 1973, v. 12, p. 49.
48. Саланский Н. М., Федоров Ю. М., Руденко В. В.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 2471.
49. Jonker H.— J. Sol. State Chem. 1974, v. 10, p. 116.
50. Hisatake K. et al.— Japan J. Appl. Phys., 1976, v. 15, p. 1823.
51. Саланский Н. М., Дрокин Н. А.— В кн.: Магнитные пленки: Труды VI Международного коллоквиума.— Минск, 1974, с. 290.
52. Hisatake K., Ohta K.— J. de Phys., 1977, т. 38, p. 219.
53. Luminata D. et al.— Bull. Inst. politehn. Gh. Greorghiu-Dej (Bucuresti). Ser. chem.-metalurg., 1979, v. 41, p. 9.
54. Bernstein P., Mergeson T.— J. de Phys., 1977, т. 38, p. 211.
55. Holtwijk T. et al.— IEEE Trans. Magn., 1970, v. Mag-6, p. 853.
56. Mergeson T., Bernstein P.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1976, v. 35, p. 681.
57. Дрокин Н. А., Чернов В. К.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 1230.
58. Haasma J., Robertson J., Enz U.— Sol. State Commun., 1972, v. 10, p. 1021.
59. Дорошенко Р. А. и др.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 292.
60. Дорошенко Р. А. и др.— Ibidem, с. 2193; 1980, т. 22, с. 2216.
61. Коваленко В. Ф.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 1866.
62. Федоров Ю. М., Лексиков А. А., Аксенов А. Е.— Письма ЖЭТФ 1983, т. 37, с. 134.

63. Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников.— М.: Наука, 1979.
64. Павков Ж. Оптические процессы в полупроводниках.— М.: Мир, 1973.
65. Генкин Г. М., Токман И. Д.— ФНТ, 1981, т. 7, с. 1068.
66. Токман И. Д.— ФТП, 1983, т. 17, с. 1160.
67. Бару В. Г., Греков Е. В., Суханов А. А.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 948.
68. Ларкин А. И., Хмельницкий Д. А.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 2345.
69. Нагаев Э. Л.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 1013.
70. Нагаев Э. Л.— ФММ, 1970, т. 29, с. 905.
71. Изюмов Ю. А., Медведев М. В.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 553.
72. Метфесель С., Маттис Д. Магнитные полупроводники.— М.: Мир, 1969.
73. Shastry B., Mattis D.— Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 24, p. 5340.
74. Nagaev E. L. Physics of Magnetic Semiconductors.— M.: Mir Publ., 1983.
75. Larsen P., Metselaar R.— Phys. Rev. Ser. B, 1976, v. 14, p. 2520.
76. Enz U., Metselaar R., Rijnierse P.— J. de Phys. Suppl., 1971, t. 32, p. Cl-703.
77. Lemz W. et al.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 1248.
78. Harris A.— J. Phys. Ser. C, 1974, v. 7, p. 1671.
79. Harris A., Lubensky T.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1540.
80. Lubensky T.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 11, p. 3573.
81. Хмельницкий Д. Е.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1960.
82. Шрайбер Ю., Хандрих Ю.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 57.
83. Wagner D., Wohlfarth E.— J. Phys. Ser. F, 1979, v. 9, p. 717.
84. Рудов С. Г., Веселаго В. Г.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 3250.
85. Рудов С. Г. Влияние фотоиндуцированных центров на магнитные свойства магнитного полупроводника $CdCr_2Se_4$: Автореферат канд. диссертации.— М.: ФИАН СССР, 1983.
86. Белов К. П., Королева Л. И. и др.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 191.
87. Sanford N. et al.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1803.
88. Веселаго В. Г., Рудов С. Г., Черников М. А.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 181.
89. Westerholt K., Eiling A., Bach H.— J. Magn. and Magn. Mater. 1982, v. 28, p. 214.
90. Fujiwara H. et al.— Sol. State Commun., 1982, v. 42, p. 509.
91. Kato J.— J. Phys. Soc. Japan, 1979, v. 47, p. 1367.
92. Shapira J., Foner S., Oliveira N.— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 10, p. 4765.
93. Oliveira N., Foner S., Shapira J., Read T.— Ibidem, 1972, v. 5, p. 2634.
94. Shapira J. et al.— Ibidem, p. 2647.
95. Vitins J., Wachter P.— Sol. State Commun., 1973, v. 13, p. 1273.
96. Vitins J., Wachter P.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 12, p. 3529.
97. Петров Э. Г. Теория магнитных экситонов.— Киев: Наукова думка, 1976.
98. Головенчик Е. И., Санина В. А.— ФТТ, 1984, т. 26, с. 1640.
99. Головенчик Е. И., Санина В. А.— ФТТ, 1982, т. 24, с. 375.
00. Kurita S. et al.— Sol. State Commun., 1981, v. 38, p. 235.
01. Kubo R., Tojozawa J.— Progr. Theor. Phys., 1955, v. 13, p. 160.
02. Lax M.— J. Chem. Phys., 1952, v. 20, p. 1752.
03. Rickauzen G.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1957, v. 241, p. 480.
04. Задаринный О. И., Нагаев Э. Л.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 505.
05. Нагаев Э. Л., Подельщиков А. И.— ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 1831.
06. Hasanain S. et al.— Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 24, p. 5165.
07. Yoshizawa H. et al.— Ibidem, 1983, v. 27, p. 448.
08. Матвеев В. М., Нагаев Э. Л.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 2151.
09. Афанасьев М. М., Захарченя Б. П., Компан М. Е., Флейшер В. Г., Шульман С. Г.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 486.
00. Scott G. et al.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 12, p. 2562.
01. Генкин Г. М., Токман И. Д.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1532.
02. Генкин Г. М., Токман И. Д., Zil'berg V.— Sol. State Commun., 1982, v. 44, p. 631.
03. Генкин Г. М., Токман И. Д.— ФТТ, 1983, т. 25, с. 2206.
04. Генкин Г. М., Токман И. Д.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 119.
05. Меркулов И. А., Самсонидзе Г. Г.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 2437.
06. Ландай Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
07. Генкин Г. М. и др.— ФТТ, 1983, т. 25, с. 3706.
08. Reik H., Schirmeg R.— Sol. State Commun., 1972, v. 10, p. 1209.
09. Alben R. et al.— Phys. Rev. Ser. B, 1972, v. 5, p. 2560.
10. Teale R., Temple D., Weatherley D.— J. Phys. Ser. C, 1970, v. 3, p. 1376.
11. Pearson R., Annis A., Page J.— In⁴⁴, v. 1, p. 8.

122. Dillon J., Gyorgy E., Remeika J.— *Ibidem*, p. 3.
 123. Flanders P. et al. *J. Appl. Phys.*, 1971, v. 42, p. 1443.
 124. Churchill R., Flanders P., Graham C.— *Ibidem*, p. 1451.
 125. Alben R. et al.— *Ibidem*, p. 1447.
 126. Hawkes J., Teale R.— *J. Phys. Ser. C*, 1972, v. 5, p. 481.
 127. Tucciarone A.— *Lett. Nuovo Cimento*, 1972, v. 4, p. 919.
 128. Barreto F., Reik H., Schirmer R.— *Sol. State Commun.*, 1973, v. 12, p. 231.
 129. Tucciarone A.— *Lett. Nuovo Cimento*, 1973, v. 6, p. 20.
 130. Teale R., Weatherley D.— *J. Phys. Ser. C*, 1973, v. 6, p. 750.
 131. Sharpe B., Teale R.— *Ibidem*, 1974, v. 7, p. 965.
 132. Antonini B. et al.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1975, v. 12, p. 3840.
 133. Tucciarone A.— *IEEE Trans. Magn.*, 1978, v. Mag-14, p. 871.
 134. Antonini B. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 1556.
 135. Писарев Р. В., Тучароне А.— ФТТ, 1981, т. 23, с. 2743.
 136. Hawkes J., Teale R.— *J. Phys. Ser. C*, 1972, v. 5, p. 2200.
 137. Neel L.— *J. de Phys. et Rad.*, 1954, т. 15, p. 225.
 138. Taniguchi S.— *Sci. Rept. Res. Inst. Tohoku Univ. Ser. A*, 1956, v. 8, p. 173.
 139. Slonczewski I. C.— In: *Magnetism/Eds G. T. Rado, H. Suhl*, N.Y.; Lnd: Academic Press, 1963, v. 1, p. 205.
 140. Hunt R. P.— *J. Appl. Phys.*, 1967, v. 38, p. 2826.
 141. Ayadi M., Ferre J.— *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 50, p. 274.
 142. Лексиков А. А., Федоров Ю. М.— Письма ЖТФ, 1982, т. 8, с. 934.
 143. Федоров Ю. М., Лексиков А. А., Аксенов А. Е.— ФТТ, 1983, т. 25, с. 2531.
 144. Веселаго В. Г., Минаков А. А., Рудов С. Г.— ЖЭТФ, 1984, т. 87, с. 629.
 145. Саланский Н. М., Дрокин Н. А.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 331.
 146. Саланский Н. М., Дрокин Н. А., Чернов В. К.— *Ibidem*, с. 3705.
 147. Саланский Н. М., Дрокин Н. А., Чернов В. К., Борисов А. Н.— ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 1317.
 148. Hisatake K.— *Japan J. Appl. Phys.*, 1974, v. 13, p. 2069.
 149. Петраковский Г. А., Патрик Г. С.— ФТТ, 1983, т. 25, с. 3147; *Sol. State Commun.*, 1983, v. 48, p. 25.
 150. Johnson L. F., Remeika J. P., Dillon J. F.— *Phys. Lett.*, 1966, v. 21, p. 37.
 151. Ким П. Д., Дрокина Т. В., Балбашов А. М., Черкасов А. П.— ЖТФ, 1980, т. 50, с. 653.
 152. Stakelon T. S., Yen P., Puszkarzski, Wigen P. E.— *AIP Conf. Proc.*, 1975, v. 29, p. 660.
 153. Yen P., Stakelon T. S., Wigen P. E.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1979, v. 19, p. 4575.
 154. Uematsu K., Deguchi M., Kito Y.— *J. Magn. and Magn. Mater.*, 1983, v. 35, p. 65.
 155. Криничик Г. С., Ганьшина Е. А. и др.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1978, т. 42, с. 1646.
 156. Веселаго В. Г. и др.— ФТТ, 1984, т. 26, с. 2203.
 157. Metsealaag R., Huuberts M. A. H., Logmans H.— *J. Appl. Phys.*, 1975, v. 46, p. 3171.
 158. Enz U. et al.— *IEEE Trans. Magn.*, 1969, v. Mag-5, p. 467.
 159. Куп П. С., Коваленко В. Ф.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 1481.
 160. Коваленко В. Ф., Кондиленко И. И., Куп П. С.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 734.
 161. Анизина Л. В., Веселаго В. Г. и др.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 2947.
 162. Диндун С. С., Райтман Э. А.— ФТТ, 1978, т. 20, с. 1914.
 163. Кузнецов В. Н. и др.— ФТТ, 1984, т. 26, с. 926.
 164. Веселаго В. Г., Кузнецов В. Н., Махоткин В. Е.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1981, т. 45, с. 1646.
 165. Анизина Л. В. и др.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 3001.
 166. Веселаго В. Г. и др.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 316.
 167. Веселаго В. Г., Прохоров А. М. Препринт ФИАН СССР № 30.— Москва, 1977.
 168. Рудов С. Г. и др.— Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1975, № 4, с. 3.
 169. Кузнецов В. Н., Махоткин В. Е.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 3700.
 170. Веселаго В. Г., Кузнецов В. Н., Махоткин В. Е.— ФТТ, 1982, т. 24, с. 1526.
 171. Дрокин Н. А. Автореферат канд. диссертации.— Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1975.
 172. Hisatake K. et al.— *Phys. Stat. Sol. Ser. a*, 1974, v. 26, p. K79.
 173. Дедух Л. М., Полянский А. А.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 899.

174. Дедух Л. М., Кабанов Ю. П., Полянский А. А.—ФТТ, 1980, т. 22, с. 383.
175. Dillon J. F. et al.—J. de Phys., 1971, т. 31, р. Cl-794.
176. Guroguy E. M. et al.—J. Appl. Phys., 1971, v. 42, р. 1454.
177. Kittel C., Galt J.—Sol. State Phys., 1956, v. 3, р. 437.
178. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах.—М.: Мир, 1977.
179. Махоткин В. Е., Виноградова Г. И., Веселаго В. Г.—Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 84.
180. Мягков А. В., Махоткин В. Е., Кузнецов В. Н.—Тр. ФИАН СССР, 1982, т. 139, с. 87.
181. Дорошенко Р. А., Веселаго В. Г.—ФТТ, 1981, т. 23, с. 1170.
182. Веселаго В. Г., Дорошенко Р. А.—Тр. ФИАН СССР, 1982, т. 139, с. 67.
183. Wurlitzer M., Schaller W.—Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1975, v. 28, р. K41.
184. Нагаев Э. Л.—ФТТ, 1985, т. 27, с. 1870.
185. Нагаев Э. Л., Подельщиков А. И.—В кн.: XVII Всесоюзная конференция по физике магнитных явлений: Тезисы докладов.—Донецк, 1985, с. 93.
186. Кацнельсон Э. З., Кароза А. Г.—Ibidem, с. 278.
187. Федоров Ю. М., Лексиков А. А., Воротынова О. В.—Ibidem, с. 197.
188. Эшлеби Дж. Континуальная теория дислокаций.—М.: ИЛ, 1963.
189. Нагаев Э. Л., Соколова Э. Б.—Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 105.
190. Нокс Р. Теория экситонов.—М.: Мир, 1966.
191. Mauger A., Mills D.—Phys. Rev. Ser. B, 1985, v. 31, р. 8024.
192. Звездин А. К., Мухин А. А.—Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, с. 129.
193. Вонсовский С. В., Магнетизм.—М.: Наука, 1971.
194. Жуковский А. В., Коваленко В. Ф., Куд П. С., Нам Б. П., Хе А. С.—ФТТ, 1985, т. 27, с. 2841.
195. Находкин Н. Г., Вознюк В. В., Коваленко В. Ф., Куд П. С.—ФТТ, 1984, т. 26, с. 918.
196. Коваленко В. Ф., Ляхимец С. Н.—Ibidem, с. 3014.
197. Ляхимец С. Н., Коваленко В. Ф., Куд П. С.—УФЖ, 1985, № 10, с. 1522.
198. Коваленко В. Ф., Чеховой А. Ю.—ФТТ, 1985, т. 27, с. 2479.
199. Куд П. С., Коваленко В. Ф., Жуковский А. В.—В кн.: Фундаментальные основы оптической памяти и среды.—Киев: Вища школа, 1984, вып. 15, с. 67.
200. Гуменюк-Сычевская Ж. В., Коваленко В. Ф., Ляхимец С. Н.—ФТТ, 1986, т. 28, с. 675.
201. Коваленко В. Ф., Колежук Е. С., Куд П. С.—Письма ЖТФ, 1981, т. 7, с. 1012.
202. Коваленко В. Ф., Куд П. С.—В кн. ¹⁹⁹, 1985, вып. 16.
203. Нагаев Э. Л.—ЖЭТФ, 1986, т. 90, с. 652.
204. Шаханов А. В., Голант К. М.—ФТТ, 1984, т. 26, с. 2639.
205. Нагаев Э. Л., Подельщиков А. И.—ЖЭТФ, 1986, т. 90, с. 1360.
206. Виноградова Г. И.—В кн. ¹⁸⁰, с. 3.