

Температурное поведение магнитооптических явлений в редкоземельном магнитном полупроводнике γ -Dy₂S₃

© Б.Б. Кричевцов, Х.-Ю. Вебер*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Университет Дортмунда,
44221 Дортмунд, Германия

(Поступила в Редакцию 9 июня 2004 г.)

В области прозрачности кубического (класс симметрии T_d) магнитного полупроводника γ -Dy₂S₃ на длине волны $\lambda = 633$ nm в диапазоне температур $\Delta T = 25$ –294 K исследованы температурные зависимости линейного по магнитному полю \mathbf{B} эффекта Фарадея (ЭФ), невязанного линейного двупреломления света (НД), связанного с проявлением магнитоиндуцированной пространственной дисперсии, и квадратичного по магнитному полю \mathbf{B} эффекта Коттона–Мутона (ЭКМ). При понижении температуры величина ЭФ и двух основных компонент НД, α_{001} и α_{011} , возрастает пропорционально магнитной восприимчивости χ . Такое поведение свидетельствует о том, что величина этих явлений определяется магнитным моментом иона Dy³⁺ \mathbf{m} , наведенным магнитным полем \mathbf{B} . Компонента ЭКМ β_{001} ($\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$, $\mathbf{B} \parallel [001]$) возрастает пропорционально квадрату магнитной восприимчивости χ^2 , т.е. $\beta_{001} \sim \mathbf{m}^2$. В отличие от этого компонента β_{111} ($\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$, $\mathbf{B} \parallel [111]$) имеет более слабую температурную зависимость, что свидетельствует о проявлении в β_{111} ЭКМ микроскопических механизмов, отличных от β_{001} .

Работа выполнена при поддержке программы РФФИ–DFG (проект N 02-02-04003).

В последние годы большой интерес вызывает изучение полупроводниковых материалов с большой шириной запрещенной зоны E_g . К ним, в частности, относятся полупроводники редких земель γ -Ln₂S₃ — магнитные полупроводники с шириной запрещенной зоны $E_g \approx 3$ eV [1]. Они кристаллизуются в нецентросимметричной кубической решетке (класс T_d) и обладают рядом свойств, обусловленных отсутствием в них центра инверсии. Так, в кристаллах семейства γ -Ln₂S₃ наблюдался большой по величине электрооптический эффект [2], фотогальванический эффект [3], пьезоэлектрический эффект [4] и др. Присутствие в структуре редкоземельных (РЗ) ионов определяет магнитные свойства и относительно большую величину магнитооптических явлений. Например, эффект Фарадея (ЭФ) в области прозрачности некоторых полупроводниковых сульфидов достигает величины $\approx 10^3$ °/смТ [5].

Недавно в полупроводниках редких земель было обнаружено магнитное линейное двупреломление света (МЛД) [6]. В отличие от кристаллов, обладающих центром инверсии, МЛД в γ -Ln₂S₃ определяется не только квадратичным по магнитному полю \mathbf{B} эффектом Коттона–Мутона (ЭКМ), но и линейным по магнитному полю \mathbf{B} невязанным двупреломлением (НД). Природа последнего обусловлена проявлением магнитоиндуцированной пространственной дисперсии и непосредственно связана с отсутствием центра инверсии в кристаллической структуре [7].

В отличие от ЭФ ЭКМ и НД в кубическом кристалле анизотропны и для описания этих явлений необходимо определить величину ЭКМ и НД по крайней мере при двух различных направлениях магнитного поля \mathbf{B} относительно кристаллографических осей. Как показали исследования МЛД в области прозрачности

γ -Dy₂S₃, основные компоненты ЭКМ, β_{001} ($\mathbf{k} \parallel [110]$, $\mathbf{B} \parallel [001]$) и β_{111} ($\mathbf{k} \parallel [110]$, $\mathbf{B} \parallel [111]$), имеют разный знак и характеризуются различной дисперсией [8]. Энергия эффективного осциллятора $E_{\text{эф}}$, определяющего дисперсию $\beta_{001}(E)$, имеет величину $E_{\text{эф}} \approx 3.4$ eV, что примерно на 0.6 eV выше края фундаментального поглощения. Компонента β_{111} слабо зависит от энергии фотона E и не показывает резонансного увеличения с ростом E в области энергий $\Delta E = 1.5$ –2.5 eV. Различное спектральное поведение в γ -Dy₂S₃ имеют и основные компоненты НД — α_{001} ($\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$, $\mathbf{B} \parallel [001]$) и α_{011} ($\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$, $\mathbf{B} \parallel [011]$). Если α_{011} , как и β_{001} , резонансно увеличивается с энергией фотона E и определяется переходами с энергией $E \approx 3.4$ eV, то α_{001} аналогично β_{111} слабо зависит от E . Различие в спектральном поведении компонент МЛД свидетельствует о том, что они определяются электронными переходами с различной энергией. Энергия переходов, ответственных за компоненты ЭКМ (β_{111}) и НД (α_{001}) должна быть значительно больше ($E \gg 3.4$ eV), чем для β_{001} и α_{011} . Однозначная интерпретация переходов, определяющих магнитооптические свойства в полупроводниках, в настоящее время отсутствует. Тем не менее, можно предполагать, что электронные переходы, ответственные за магнитооптические явления в γ -Dy₂S₃, происходят из основного состояния иона Dy³⁺ (⁶H_{15/2}) и их поведение во многом определяется расщеплением этого состояния в магнитном поле. В связи с этим представляется важным определение связи между величиной линейных и квадратичных магнитооптических явлений в γ -Dy₂S₃ и магнитным моментом \mathbf{m} редкоземельной подрешетки, индуцированным внешним магнитным полем. Последний, как известно, определяется заселенностью уровней основного состояния РЗ иона в магнитном поле. Та-

кая связь может быть получена при сравнении температурных зависимостей магнитооптических явлений и магнитной восприимчивости. Насколько нам известно, до настоящего времени изучение магнитооптических свойств в $\gamma\text{-Ln}_2\text{S}_3$ ограничивалось исследованием их спектрального поведения при фиксированных температурах. Поэтому цель настоящей работы — изучение температурных зависимостей линейных по магнитному полю (ЭФ, НД) и квадратичных (ЭКМ) магнитооптических явлений в $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$ и сравнение их с температурным поведением магнитной восприимчивости.

1. Методика измерений и образцы

Исследования ЭФ и МЛД проводились с помощью поляризметрической методики, описанной в [9], на длине волны света $\lambda = 633 \text{ nm}$. Экспериментально измерялись изменения поворота плоскости поляризации ξ (в случае ЭФ) или эллиптичности φ (в случае МЛД) света, вызванные приложением к кристаллу внешнего магнитного поля \mathbf{V} . При измерениях МЛД использовалась поперечная геометрия эксперимента $\mathbf{k} \perp \mathbf{V}$. Максимальная величина магнитного поля \mathbf{V} , создаваемая электромагнитом, составляла $\pm 0.5 \text{ T}$. Угловые зависимости ЭКМ и НД измерялись при температуре $T = 294 \text{ K}$ в геометриях $\mathbf{E} \parallel \mathbf{V}$ и $\mathbf{E}45\mathbf{V}$ [8,9] при изменении азимута образца θ (θ — угол между направлением магнитного поля \mathbf{V} и кристаллографической осью типа [001]) в диапазоне $0\text{--}360^\circ$ с точностью $\sim 0.1^\circ$. Для разделения четного по магнитному полю ЭКМ и нечетного НД при заданном значении угла θ измерялись величины φ при $\mathbf{V} = 0$ (φ_0) и при $\mathbf{V} = \pm 0.5 \text{ T}$ (φ_{\pm}). Величина ЭКМ (β) и НД (α) определялась по формулам

$$\beta = \frac{\varphi_+ + \varphi_- - 2\varphi_0}{2dB^2}, \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2dB}, \quad (2)$$

где d — толщина образца. Величина φ_0 обусловлена присутствием в кристаллах не зависящего от магнитного поля спонтанного двупреломления, связанного с внутренними напряжениями и дефектами.

Температурные исследования проводились в оптическом криостате с замкнутым циклом в интервале температур $\Delta T = 25\text{--}294 \text{ K}$ при стабилизации температуры не хуже $\sim 0.5 \text{ K}$. Кристалл располагался в вакуумном объеме на охлаждаемом держателе. ЭКМ измерялся при $\mathbf{V} \parallel [001]$ ($\theta = 0$) и $\mathbf{V} \parallel [111]$ ($\theta = 55^\circ$) в геометрии $\mathbf{E}45\mathbf{V}$, а НД — при $\mathbf{V} \parallel [001]$ в геометрии $\mathbf{E} \parallel \mathbf{V}$ (α_{001}) и при $\mathbf{V} \parallel [110]$ в геометрии $\mathbf{E}45\mathbf{V}$ (α_{110}). Точность ориентации кристаллографических осей относительно магнитного поля $\Delta\theta$ была не хуже 5° . Для исключения ЭФ, который может проявляться из-за неточности в ориентации магнитного поля \mathbf{V} перпендикулярно направлению \mathbf{k} , перед измерениями МЛД проводилась юстировка магнита. Для этого из оптической схемы убиралась

четвертьволновая пластинка и магнит поворачивался таким образом, чтобы приложение магнитного поля не вызывало поворотов плоскости поляризации. Чувствительность измерений поворотов плоскости поляризации составляла $\sim 10''$.

Образцы $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$ представляли собой плоскопараллельные полированные пластинки, вырезанные в плоскости (110), размером $\sim 3 \times 3 \times 1 \text{ mm}$. Ориентация образцов проводилась рентгенографическим методом. Точность ориентации составляла $\sim 3^\circ$. Величина спонтанного двупреломления кристаллов, связанного с внутренними напряжениями и присутствием дефектов, не превышала $\Delta n = 10^{-6}$. Присутствие такого двупреломления не влияло на величину измеряемого МЛД и ЭФ [6]. При измерениях температурных зависимостей ЭФ магнитное поле $\mathbf{V} = \pm 0.01 \text{ T}$ прикладывалось вдоль направления распространения света \mathbf{k} . Магнит располагался внутри криостата, что позволяло исключить проявление ЭФ от окон криостата. Параметр Верде $V [^\circ/\text{cmT}]$, характеризующий величину ЭФ, определялся по формуле $V = (\xi_+ - \xi_-)/dB$.

2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены типичные угловые зависимости ЭКМ (β) и НД (α) в $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$ в плоскости типа (110), измеренные в геометрии $\mathbf{E}45\mathbf{V}$. Зависимость квадратичного по магнитному полю ЭКМ $\beta(\theta)$ в этой плоскости описывается комбинацией гармоник 0-го, 2-го и 4-го порядков $\beta(\theta) = a_1 + b_1 \cos 2\theta + c_1 \cos 4\theta$. Анизотропия нечетного по \mathbf{V} НД описывается гармониками

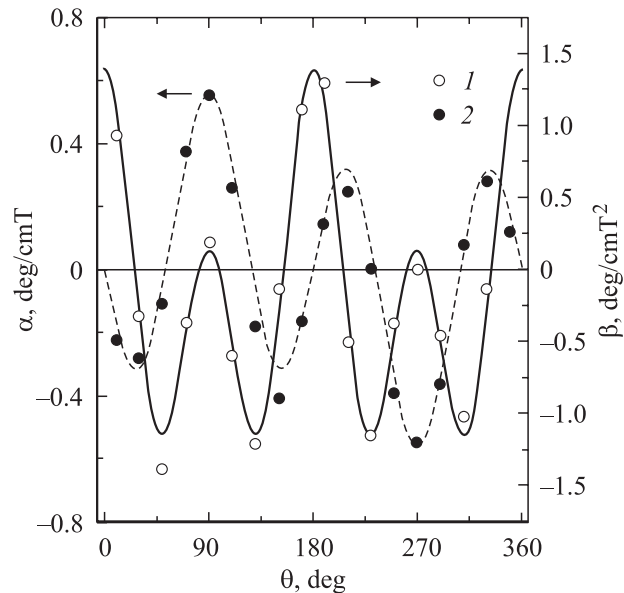


Рис. 1. Угловые зависимости ЭКМ (β) — 1 и НД (α) — 2 в $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$ в плоскости (110) при $\lambda = 633 \text{ nm}$, измеренные в геометрии $\mathbf{E}45\mathbf{V}$. Сплошной линией показан расчет ЭКМ по формуле $\beta(\theta) = a_1 + b_1 \cos 2\theta + c_1 \cos 4\theta$. Штриховая линия — расчет НД по формуле $\alpha(\theta) = a_2 \sin \theta + b_2 \sin 3\theta$.

1-го и 3-го порядков $\alpha(\theta) = a_2 \sin \theta + b_2 \sin 3\theta$. В соответствии с феноменологическим описанием квадратичных магнитооптических явлений в кубическом кристалле класса T_d компоненты ЭКМ, измеренные в геометрии E45B, β_{001} ($\mathbf{B} \parallel [001]$) и β_{111} ($\mathbf{B} \parallel [001]$), определяются тензором четвертого ранга ρ_{ijk1} , симметричного по двум парам индексов [10]: $\beta_{001} = -\pi(1/2)n^3(\rho_{11} - \rho_{12})/\lambda$ и $\beta_{111} = -\pi n^3 \rho_{44}/\lambda$. НД в геометрии E45B при $\mathbf{B} \parallel [011]$ (α_{011}) определяется компонентами A и g и тензора γ_{ijk1} , описывающего связь между компонентами тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} , волновым вектором света \mathbf{k} и магнитным полем \mathbf{B} ($\delta\epsilon_{ij} = \gamma_{ijm1} k_m B_1$), $\alpha_{011} = \pi(3A + 2g)k/4n\lambda$. В геометрии E || B при $\mathbf{B} \parallel [001]$ НД (α_{001}) определяется только компонентой g : $\alpha_{001} = \pi g k/n\lambda$ [9]. Компоненты β_{001} , β_{111} , α_{001} и α_{011} полностью определяют МЛД кубического кристалла, поэтому исследовались температурные зависимости именно этих компонент.

На рис. 2 показаны температурные зависимости компонент ЭКМ β_{001} и β_{111} в $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$. При понижении температуры абсолютная величина обеих компонент монотонно увеличивается. При $T = 25$ К величина β_{001} достигает значений $\beta \approx 70^\circ/\text{cmT}^2$, что в 45 раз превышает значение β_{001} при $T = 294$ К. В отличие от β_{001} компонента β_{111} при понижении температуры увеличивается значительно слабее. При $T = 25$ К ее величина ($\beta_{111} \approx -15^\circ/\text{cmT}^2$) всего в 15 раз больше, чем при комнатной температуре.

На рис. 3 представлены температурные зависимости НД $\alpha_{001}(T)$ и $\alpha_{011}(T)$. Обе компоненты НД увеличиваются при понижении температуры почти одинаковым образом и их значения при $T = 25$ К примерно на порядок больше, чем при $T = 294$ К.

На рис. 4 показана температурная зависимость ЭФ в $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$. Зависимость $V(T)$ аналогична температурной

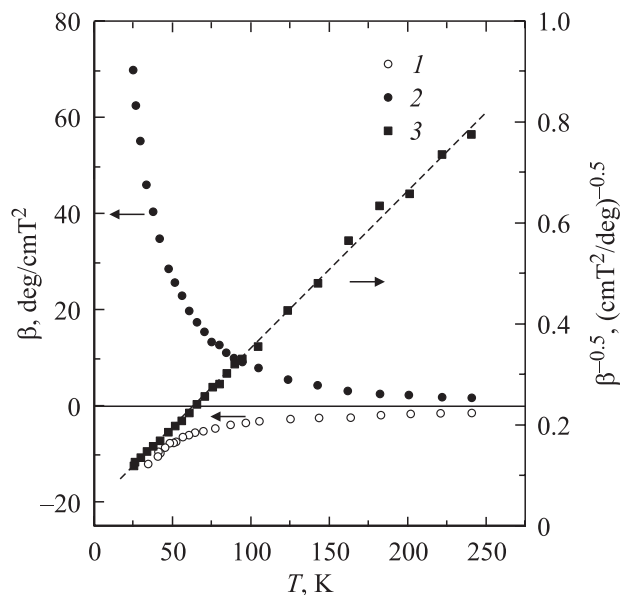


Рис. 2. Температурные зависимости ЭКМ β_{001} (1) и β_{111} (2), 3 — температурная зависимость $\beta_{001}^{-0.5}$. Штриховая линия соответствует линейной аппроксимации.

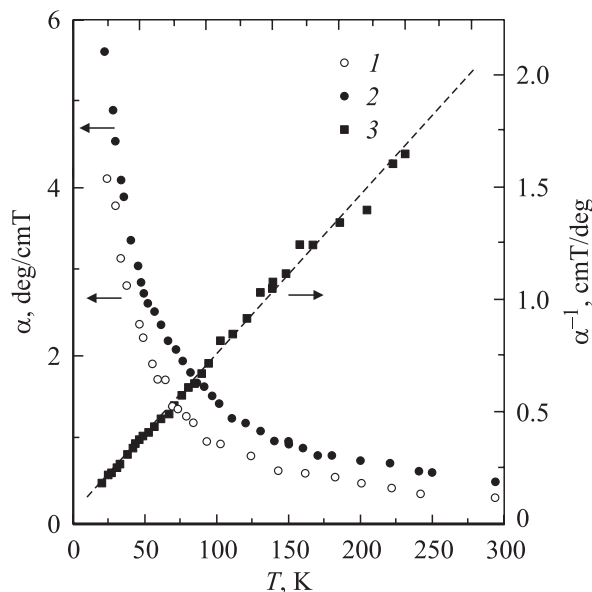


Рис. 3. Температурные зависимости НД α_{011} (геометрия E45B, $\mathbf{B} \parallel [011]$) — 1, и α_{001} (геометрия E || B, $\mathbf{B} \parallel [001]$) — 2; 3 — температурная зависимость α_{011}^{-1} . Штриховая линия соответствует линейной аппроксимации.

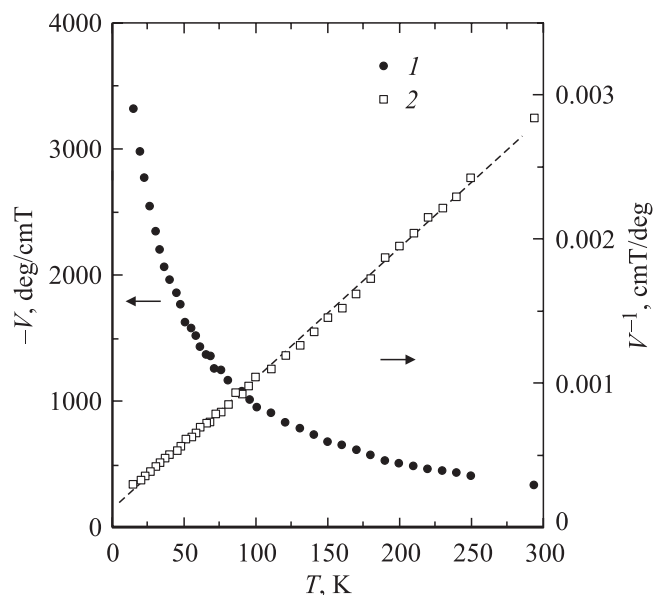


Рис. 4. Температурная зависимость ЭФ V (1) и величины обратной ЭФ V^{-1} (2) в $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$ при $\lambda = 633$ nm. Штриховая линия соответствует линейной аппроксимации $V^{-1}(T)$.

зависимости компонент НД $\alpha_{001}(T)$ и $\alpha_{011}(T)$. Величина ЭФ монотонно увеличивается при уменьшении температуры и достигает значений $\sim 3000^\circ/\text{cmT}$ при $T = 25$ К.

Таким образом, понижение температуры приводит к сильному увеличению линейных и квадратичных магнитооптических явлений в $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$. Линейные по магнитному полю явления, ЭФ и НД, увеличиваются при понижении температуры одинаково и их величина при $T = 25$ К примерно на порядок больше, чем при

$T = 294$ К. Компоненты квадратичного по магнитному полю ЭКМ β_{001} и β_{111} имеют различное поведение при понижении температуры. Компонента β_{001} увеличивается почти в два порядка, в то время как β_{111} возрастает только на порядок.

3. Обсуждение результатов

Относительно большая величина линейных и квадратичных магнитооптических явлений в полупроводниках редких земель γ -Ln₂S₃, в частности при $T = 294$ К, связана с присутствием в их структуре трехвалентных РЗ ионов с незаполненной $4f^N$ -оболочкой, определяющих парамагнетизм этих соединений, а также с особенностями их электронной структуры. В отличие от парамагнитных диэлектриков, содержащих РЗ ионы (например, гранатов-галлатов, гранатов-алюминатов, фосфатных и силикатных стекол), в которых энергия оптических переходов между состояниями $4f^N \rightarrow 4f^{N-1}5d$ РЗ ионов, ответственных за магнитооптические явления, расположена в области энергий $E \sim 5-7$ эВ [11], в редкоземельных полупроводниках γ -Ln₂S₃ энергия оптических переходов существенно меньше ($E = 3.5-4$ эВ) и ее величина коррелирует с шириной запрещенной зоны E_g [12]. Парамагнитные свойства γ -Dy₂S₃ среди кристаллов семейства полупроводников выражены наиболее ярко вследствие большой величины магнитного момента иона Dy³⁺ ($10.6 \mu_B$) в основном состоянии (${}^6H_{15/2}$). В этом семействе γ -Dy₂S₃ характеризуется также наибольшей силой магнитооптического осциллятора B_{eff} , который входит в выражение для дисперсии ЭФ в одноосцилляторной модели: $V(E) = B_{\text{eff}}E^2/(E_{\text{eff}}^2 - E^2)$ [5].

Температурное поведение магнитооптических явлений в парамагнетиках в области прозрачности при частотах света вдали от резонансов определяется действием различных механизмов. Механизм смешивания и диамагнитный механизм определяют температурно-независимую часть ЭФ, в то время как парамагнитный механизм описывает зависящий от температуры ЭФ [13]. В слабых магнитных полях, т.е. в том случае, когда зависимость $\mathbf{m}(\mathbf{B})$ является линейной, парамагнитный механизм обеспечивает линейную связь между ЭФ и магнитным моментом \mathbf{m} редкоземельной подрешетки, наводимым магнитным полем \mathbf{B}

$$V = Am(T)/B = A\chi(T), \quad (3)$$

где $\chi(T)$ — магнитная восприимчивость, A — магнитооптическая восприимчивость.

В кристаллах, содержащих РЗ ионы с отличным от нуля орбитальным моментом в основном состоянии, парамагнитный вклад в магнитную восприимчивость редкоземельной подрешетки обычно существенно превосходит диамагнитный и ван флекковский вклады. Температурная зависимость ЭФ в таких кристаллах определяется в основном парамагнитным механизмом,

т.е. температурным поведением магнитной восприимчивости $\chi(T)$ [13]. Магнитооптическая восприимчивость A в выражении (3) определяется энергией оптических переходов, ответственных за ЭФ, матричными элементами типа $\text{Im}\{d_{ab}d_{ba}\}$, где a и b обозначают основное и возбужденное состояния оптического перехода, d_{ab} — оператор дипольного момента, и величиной показателя преломления n . Поскольку в γ -Gd₂S₃, в котором РЗ ион находится в S -состоянии, и в диамагнитном γ -La₂S₃ величина НД и ЭКМ при $T = 294$ К по крайней мере на порядок меньше, чем в γ -Dy₂S₃ и γ -Pr₂S₃ [6], можно ожидать, что парамагнитный механизм определяет также температурное поведение линейного по магнитному полю НД в γ -Dy₂S₃

$$\alpha = Cm(T)/B = C\chi(T) \quad (4)$$

и квадратичного по магнитному полю ЭКМ

$$\beta = Dm^2(T)/B^2 = D\chi^2(T), \quad (5)$$

где C и D — магнито-оптические восприимчивости.

Следует отметить, что выражения (3)–(5) справедливы только в области линейной зависимости $\mathbf{m}(\mathbf{B})$, где выполняется условие $g\mu_B B \ll kT$, где g — фактор спектроскопического расщепления основного состояния. Нарушение этого условия может приводить к появлению ЭФ в кубическом кристалле в поперечном магнитном поле \mathbf{B} из-за анизотропии g -фактора [14], зависимости величины ЭФ от направления распространения света \mathbf{k} , нарушению правила четных эффектов в случае ЭКМ, анизотропии магнитной восприимчивости [15], появлению линейной зависимости ЭКМ от магнитного поля [16] и т.д. В диапазоне температур и магнитных полей, исследованных в настоящей работе, условие $g\mu_B B \ll kT$ выполнялось.

Исследование температурного поведения магнитной восприимчивости γ -Dy₂S₃, проведенное на измельченных монокристаллах, показало, что этот кристалл находится в парамагнитном состоянии вплоть до гелиевых температур ($T = 4.2$ К) и температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости χ^{-1} приближенно описывается линейной функцией температуры $\chi^{-1} = C_m(T - \theta_m)$, где $\theta_m \cong 5$ К [17]. На рис. 3, 4 представлены температурные зависимости обратных значений НД $\gamma_{001}^{-1}(T)$ и ЭФ $V^{-1}(T)$ в γ -Dy₂S₃. Эти зависимости хорошо описываются линейными функциями от температуры. Данный факт свидетельствует о том, что основной вклад как в ЭФ, так и в НД определяется парамагнитным механизмом. На рис. 2 представлена температурная зависимость квадратного корня из обратной величины ЭКМ — $\beta_{001}^{-0.5}(T)$. Зависимость $\beta_{001}^{-0.5}(T)$ является линейной функцией температуры, т.е. компонента ЭКМ β_{001} , так же как НД и ЭФ, связана с проявлением парамагнитного механизма. Следует отметить, что точки пересечения зависимостей $V^{-1}(T)$, $\alpha_{001}^{-1}(T)$ и $\alpha_{011}^{-1}(T)$ с осью абсцисс (рис. 3, 4) сдвинуты в область отрицательных температур на величину

примерно 10 К. Отрицательные значения температуры Кюри θ_m , как известно, характерны для антиферромагнетиков, поэтому, несмотря на то что на температурное поведение магнитооптических явлений может оказывать влияние температурная зависимость магнитооптических восприимчивостей A , C и D и показателя преломления n вследствие температурного сдвига края зоны $E_g(T)$, нельзя исключить возможность перехода γ - Dy_2S_3 в антиферромагнитное состояние при температурах $T < 4.2$ К. Отметим, что антиферромагнитное упорядочение при низких температурах ($T \approx 2.5$ К) наблюдается в диэлектрических кристаллах $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Dy}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$.

Температурное поведение компоненты ЭКМ $\beta_{111}(T)$ отличается от $\beta_{001}(T)$. Если отношение величины ЭКМ к квадрату ЭФ, $\beta_{001}(T)/V(T)^2 = 9.1 \cdot 10^{-6}$ (см/°), остается постоянным с точностью 10% в температурном диапазоне $\Delta T = 25-300$ К, то отношение $\beta_{111}(T)/V(T)^2$ в этом же температурном диапазоне изменяется в несколько раз. Температурная зависимость $\beta_{111}^{-0.5}(T)$ не описывается линейной функцией температуры, и, следовательно, эта компонента определяется не только парамагнитным механизмом. Возможной причиной отличия температурной зависимости $\beta_{111}(T)$ от $m^2(T)$ может быть присутствие небольшого по величине температурно-независимого вклада, обусловленного диамагнитным или ван Флекковским механизмом, или проявление механизма, связанного с совместным действием квадратичного магнитоэлектрического эффекта и эффекта Поккельса [8]. В последнем случае температурная зависимость $\beta_{111}(T)$ должна определяться произведением магнитоэлектрической восприимчивости второго порядка и линейного электрооптического коэффициента и может отличаться от зависимости $\beta_{001}(T)$.

Таким образом, проведенное исследование показало, что компоненты линейного по магнитному полю НД α_{001} и α_{011} в γ - Dy_2S_3 в исследованном диапазоне температур и магнитных полей, так же как и ЭФ, изменяются пропорционально намагниченности редкоземельной подрешетки, т. е. определяются парамагнитным механизмом. Компонента квадратичного по магнитному полю ЭКМ, β_{001} , изменяется пропорционально квадрату намагниченности, а компонента β_{111} имеет более слабую температурную зависимость. Различие спектральных и температурных зависимостей β_{001} и β_{111} позволяет сделать вывод о проявлении различных микроскопических механизмов этих компонент ЭКМ.

Список литературы

- [1] В.П. Жузе, А.И. Шельх. ФТП **23**, 393 (1990).
- [2] В.П. Жузе, А.А. Камарзин, В.В. Соколов, Т.И. Волконская, И.А. Смирнов, А.И. Шельх. Письма ЖТФ **7**, 1435 (1981).
- [3] Т.М. Батиров, К.А. Верховская, А.А. Камарзин, Ю.Н. Маловицкий, В.И. Лисовайн, В.М. Фридкин. ФТТ **24**, 1313 (1982).
- [4] Т.И. Волконская, А.И. Шельх, А.В. Сотников, В.В. Соколов, Ф.Р. Ахмеджанов. ФТТ **29**, 2, 559 (1987).
- [5] Р. Дагис, Г. Барбонас, Г. Пукинскас. Литов. физ. сб. **28**, 5, 559 (1988).
- [6] Б.Б. Кричевцов. ЖЭТФ **119**, 954 (2001).
- [7] D.L. Portigal, E. Burstein. J. Phys. Chem. Solid. **32**, 1396 (1975).
- [8] Б.Б. Кричевцов, Х.-Ю. Вебер. ФТТ **46**, 488 (2004).
- [9] Б.Б. Кричевцов, Р.В. Писарев, А.А. Ржевский, Х.-Ю. Вебер. ЖЭТФ **114**, 3, 1018 (1998).
- [10] Р.В. Писарев. В кн.: Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 454 с.
- [11] А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. Наука, М. (1985). 204 с.
- [12] G. Babonas, R. Dagis, G. Pukinskias. Phys. Stat. Sol. (b) **153**, 741 (1989).
- [13] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia (1997). 386 p.
- [14] В.М. Запасский. ФТТ **19**, 964 (1977).
- [15] А.К. Звездин, А.И. Попов, Х.И. Туркменов. ФТТ **28**, 1760 (1986).
- [16] Н.Ф. Ведерников, А.К. Звездин, С.В. Копчик, Р.З. Левитин, К.М. Мукимов, А.П. Петров, А.И. Попов, Х.И. Туркменов. Письма в ЖЭТФ **43**, 1, 38 (1986).
- [17] H.L. Beeler, J.V. Gruber. Chem. Phys. **13**, 359 (1976).