

03

## Синхронное управление прошедшим и отраженным светом в полупроводниковых хромхалькогенидных шпинелях

© А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН,  
620108 Екатеринбург, Россия  
e-mail: telegin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 13.08.2021 г.

В окончательной редакции 05.10.2021 г.

Принята к публикации 05.10.2021 г.

Предложен способ синхронного управления внешним магнитным полем интенсивностью прошедшего и отраженного света в магнитных полупроводниках в инфракрасной спектральной области. Для иллюстрации получены спектры магнитоотражения и магнитопропускания неполяризованного света в монокристаллах шпинели  $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ .

**Ключевые слова:** магнитоотражение, магнитопропускание, шпинели, ИК диапазон, неполяризованный свет, монокристаллы.

DOI: 10.21883/OS.2022.02.51994.2639-21

### Введение

Традиционно управление светом в различных оптоэлектронных устройствах основано на изменении в результате внешнего воздействия интенсивности отраженного или прошедшего через оптический элемент света, преимущественно в видимом диапазоне спектра. Как правило, свет является линейно- или циркулярно-поляризованным, а источниками воздействия могут быть электрическое поле (эффекты Погекельса и Керра), магнитное поле (эффекты Фарадея, Керра), упругие напряжения (фотоупругость) и т.п. [1–5]. В ИК области спектра эффективность классических магнитооптических эффектов, связанных со спин-орбитальным взаимодействием, значительно падает, при этом возрастает роль негиротропных эффектов, имеющих иные физические механизмы. Например, в манганитах с колоссальным магнитосопротивлением (КМС) было показано существование гигантских (несколько десятков процентов) эффектов магнитопропускания (или магнитопоглощения) и магнитоотражения неполяризованного излучения в ИК диапазоне спектра в магнитных полях меньше 10 кОе (обзор [6] и ссылки в нем). Обнаружение больших эффектов магнитопропускания и магнитоотражения в тонких пленках манганитов позволило предложить простую однолучевую схему одновременного управления интенсивностями отраженного и прошедшего неполяризованного света [7]. В разработанном на ее основе устройстве была существенно усилена надежность и устойчивость стандартной модуляционной системы. Недостатком применения манганитов с КМС является узкая рабочая температурная область реализации способа. Этот недостаток обусловлен физическим механизмом магнитоотражения и магнитопропускания, связанным с подавлением внешним магнит-

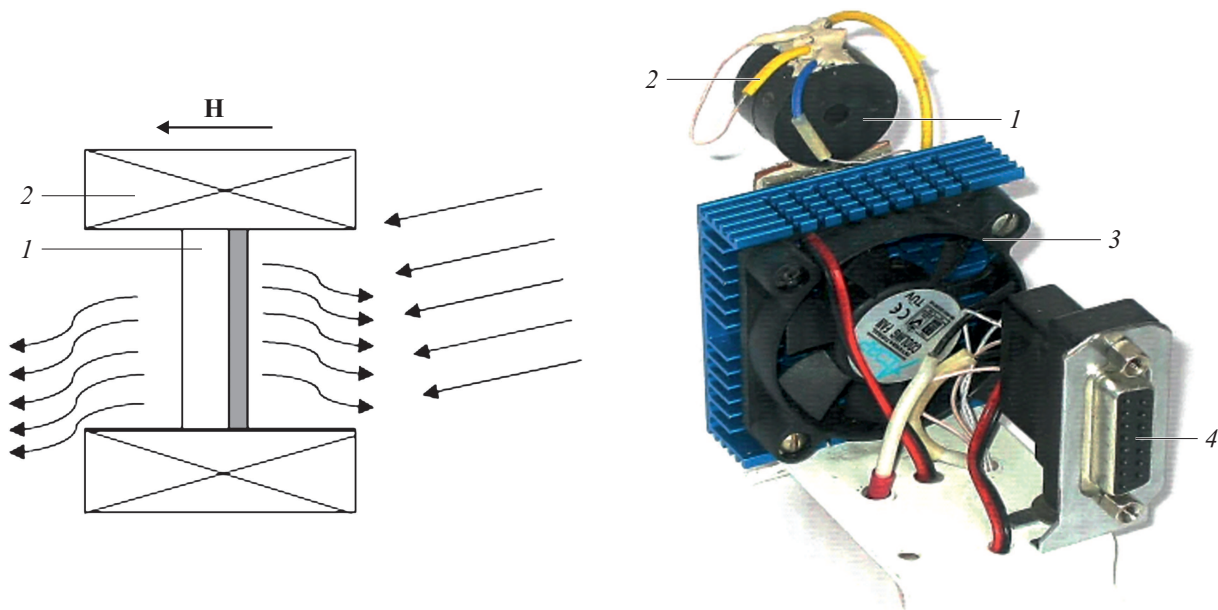
ным полем флуктуаций магнитных моментов носителей заряда вблизи магнитного фазового перехода. Попытка расширения температурной области магнитоотражения и магнитопропускания за счет эффектов, связанных с наноструктурированием манганитов или созданием многослойных структур, повлекла за собой существенное уменьшение величин эффектов и увеличение потерь на поглощение света [8–11].

Расширение технических возможностей предложенного способа одновременного управления интенсивностью отраженного и прошедшего света возможно за счет других материалов, обладающих эффектами магнитоотражения и магнитопропускания света в ИК диапазоне. Одним из перспективных материалов является ферромагнитная полупроводниковая хромхалькогенидная шпинель  $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$  [4,12–14].

В настоящей работе приводится описание способа синхронного управления интенсивностями отраженного и прошедшего неполяризованного ИК излучения в шпинелях  $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$  *n*- и *p*-типа. Проводится краткий сравнительный анализ особенностей способа при использовании ферромагнитных шпинелей и манганитов с КМС.

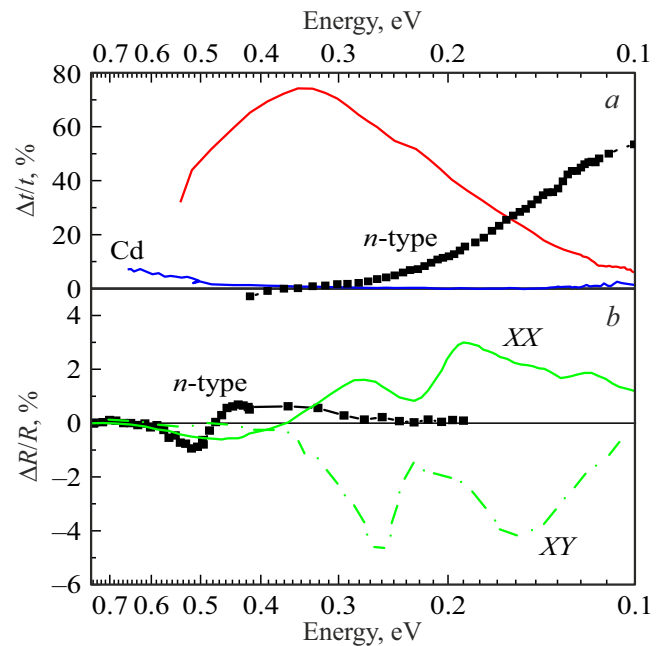
### Описание способа

Способ одновременного управления интенсивностями отраженного и прошедшего неполяризованного света основан на использовании больших по величине эффектов магнитоотражения и магнитопропускания света в магнитном материале. Магнитоотражение ( $\Delta R/R$ ) и магнитопропускание ( $\Delta t/t$ ) в простой однолучевой схеме (например, [1,15]) определяются как относительное изменение отражательной способности и прозрачности образца в магнитном поле:  $\Delta R/R = (R_H - R)/R$  и



**Рис. 1.** Слева — схематическое изображение способа одновременного управления магнитным полем интенсивностями отраженного и прошедшего света в кристалле шпинели (1 — магнитооптический элемент, 2 — источник магнитного поля), справа — рабочий макет модулятора ИК излучения (3 — система термостабилизации, 4 — разъемы подключения).

$\Delta t/t = (t_H - t)/t$ , где  $R_H$  и  $R$ ,  $t_H$  и  $t$  — коэффициенты отражения и пропускания соответственно в поле  $\mathbf{H}$  и без поля. В качестве магнитооптического элемента для реализации способа предлагается использовать монокристаллы классического магнитного полупроводника  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ,  $0 \leq x \leq 1$ . Монокристаллы шпинелей могут быть получены различными методами (например методами газотранспортных реакций, твердофазного синтеза и т.д. [16–18]). В высококачественных кристаллах с малым коэффициентом поглощения света отношение  $\Delta R/R$  может достигать  $\sim 4\%$ , а  $\Delta t/t \sim 80\%$  в широком ИК спектральном интервале при температурах ниже температуры Кюри ( $T_C$ ) [19,20]. Поскольку поглощение шпинели уменьшается в магнитном поле (увеличивается прозрачность) и эффект  $\Delta t/t$  максимален в области малых коэффициентов поглощения, то оптические потери магнитооптических устройств, созданных на монокристаллах шпинели  $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ , являются сравнительно малыми [21,22]. Именно это обстоятельство позволит использовать одновременно оба эффекта (магнитоотражение и магнитопропускание) в монокристаллах для управления интенсивностями прошедшего и отраженного света под действием магнитного поля. На рис. 1 схематически изображено устройство реализации способа одновременного управления интенсивностями отраженного и прошедшего света в шпинели. Своими габаритами и схемой такое устройство практически не отличается от габаритов устройства с отдельным управлением интенсивностью либо прошедшего, либо отраженного света. Свет на оптический элемент из шпинели может подаваться под углом  $5^\circ < \varphi < 75^\circ$  относительно нормали к его поверхности. Верхняя граница —



**Рис. 2.** Спектры магнитопропускания  $\Delta t/t$  (a) и магнитоотражения  $\Delta R/R$  (b) для монокристаллов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  при  $T = 80\text{ K}$  и  $H = 3\text{ kOe}$  (для  $x = 0$  — кривая XX для  $\mathbf{H} \parallel [110]$  и XY для  $\mathbf{H} \perp [110]$ , для  $x = 1$  — кривая Cd; сплошная линия с символами — спектры для  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  при  $T = T_C$ ).

определяется углом Брюстера, а нижняя граница — минимальным углом регистрации  $R$ , обусловленным габаритами источника излучения, оптического элемента и приемника отраженного света.

На рис. 2 представлены экспериментальные спектры  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  монокристаллических пластин шпинели  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  и  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  с разным типом носителей заряда и толщиной порядка  $200\ \mu\text{m}$ . Наличие больших по величине магнитооптических эффектов в широком спектральном интервале  $0.1\text{--}0.7\ \text{eV}$  (до  $13\ \mu\text{m}$ ) наглядно демонстрирует возможность как раздельного, так и одновременного использования  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  для предложенного способа. В последнем случае существенно увеличивается надежность регистрации оптического сигнала. Например, когда один параметр становится малым ( $\Delta R/R \sim 1\%$ ), то другой остается большим ( $\Delta t/t \sim 70\%$ ), и наоборот. Это также позволяет повысить помехоустойчивость потенциальной оптической системы и расширить ее спектральный диапазон.

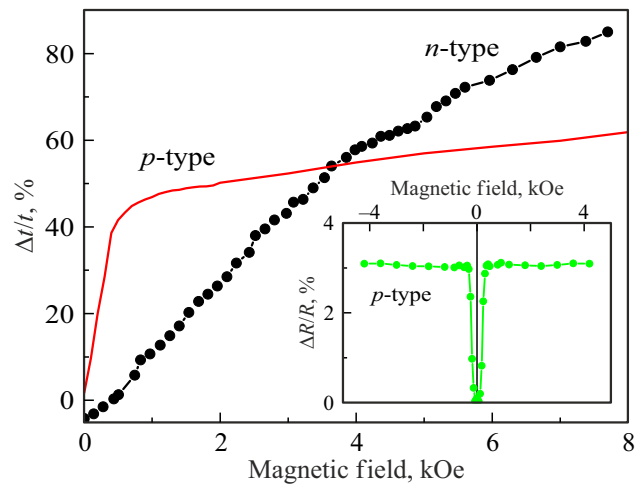
Важным фактом при реализации способа является то, что знак и величина  $\Delta R/R$  в шпинели зависят от азимутальной ориентации магнитного поля. Наиболее сильно это проявляется при ориентации поля относительно кристаллографических осей кристалла (рис. 2, *b*). Такое поведение  $\Delta R/R$  объясняется эллипсоидальностью формы валентной зоны  $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$   $p$ -типа [19,23].

Другим важным фактом является сосуществование положительных  $\Delta t/t$  и  $\Delta R/R$  в широком спектральном диапазоне, т.е. имеет место увеличение прозрачности кристалла при приложении внешнего магнитного поля. Спектральные зависимости  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  в шпинели имеют достаточно сложный характер, что обусловлено несколькими вкладками: сдвигом под действием магнитного поля края полосы фундаментального поглощения („красный сдвиг“), изменением интенсивности и положения полос примесного поглощения, плазменной частоты, фонованного поглощения и вкладом от взаимодействия света со свободными носителями заряда [14,19,22–25].

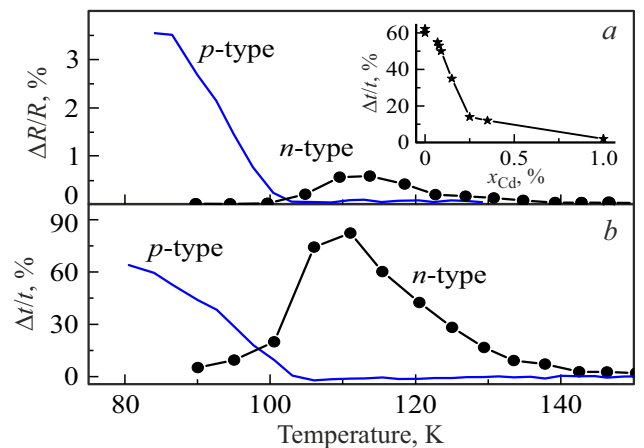
Необходимо отметить, что спектральный диапазон способа может быть расширен до ТГц-области. В [26] в монокристаллах  $p\text{-Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$  был изучен магнитооптический отклик (линейное двулучепреломление и дихроизм) в диапазоне  $0.2\text{--}2.2\ \text{THz}$  в магнитном поле порядка  $1\ \text{kOe}$ . При этом верхняя граница эффектов по частоте была ограничена лишь техническими возможностями установки.

Важным элементом при реализации способа является источник магнитного поля, в поток которого помещается кристалл шпинели. В качестве источника поля могут использоваться как электромагниты (рис. 1) постоянного тока, так и высокоточные импульсные цепи и подобные им устройства. Полевые зависимости  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  в шпинели демонстрируют четность эффектов по намагниченности (рис. 3). Это означает, что в случае переменных магнитных полей величины эффектов будут меняться с удвоенной частотой.

Проведенные исследования динамических характеристик  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  показали, что в переменных магнитных полях до  $\omega = 4 \cdot 10^4\ \text{Hz}$  полевые зависимости  $\Delta t/t$  имеют те же значения, что и в постоянном магнитном поле. Это связано с тем, что быстроедействие  $\Delta t/t$  и  $\Delta R/R$



**Рис. 3.** Полевые зависимости магнитопротекания  $\Delta t/t$  для  $\lambda = 7\ \mu\text{m}$  ( $E = 0.18\ \text{eV}$ ) для монокристаллов  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  (при  $T = 80\ \text{K}$ ) и  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  шпинелей (при  $T = T_c$ ). На вставке — полевая зависимость магнитоотражения  $\Delta R/R$  для  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  при тех же условиях.



**Рис. 4.** Температурные зависимости магнитоотражения (*a*) при  $H = 3\ \text{kOe}$  и магнитопротекания (*b*) в поле  $H = 5\ \text{kOe}$  для монокристаллов  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  и  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  на длине волны  $\lambda = 7\ \mu\text{m}$  ( $E = 0.18\ \text{eV}$ ). На вставке — зависимость эффекта магнитопротекания в  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  для  $x$  от 0 до 1 при тех же условиях.

и, следовательно, предлагаемого способа определяется динамикой перемагничивания доменов в монокристалле и в пределе может достигать  $1\ \text{MHz}$  [27,28]. Быстродействие способа может быть также повышено при создании монокристаллической пленки шпинели, где определяющим процессом будет перемагничивание на толщине скин-слоя [29,30]. Отметим, что еще более высоких (порядка ТГц) частот можно достичь в случае использования лазерных возбуждающих импульсов [26,31,32].

Рассмотрим различия в динамических, полевых и температурных характеристиках  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$ , а следовательно, и предложенного способа для шпинели

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  и манганитов с КМС. Первое отличие проявляется в отсутствие для шпинелей прямой зависимости  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  от магнитосопротивления, характерной для манганитов. Второе отличие связано с анизотропным поведением и насыщением эффектов для  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  в относительно слабых полях порядка 2 кОе. В шпинели  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$   $n$ -типа, как и для манганитов, эффекты линейно зависят от поля вплоть до 10 кОе. Различие в поведении  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  для шпинелей  $n$ - и  $p$ -типа связано с особенностями их зонной структуры [23]. В  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  имеет место сильное обменное взаимодействие электронов с локализованными моментами в  $4s\text{Cr} + s\text{Hg}$ -зоне проводимости, наиболее существенное вблизи магнитного фазового перехода. Это приводит к достижению максимума для  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  вблизи  $T = T_C \approx 106$  К (рис. 4) и отсутствию насыщения и анизотропии эффектов в полях до 10 кОе (рис. 3). В  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  обменное взаимодействие в 4Se-валентной зоне на порядок величины меньше, чем в  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ , что приводит к отсутствию аномалий вблизи  $T_C$  (рис. 4). Полевые и температурные зависимости  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  для шпинели  $p$ -типа имеют вид, подобный намагниченности  $M(H)$ , и зависят от ориентации поля относительно кристаллографических осей кристалла.

Третье отличие связано с температурной областью применения предлагаемого способа, которая определяется вышеизложенными физическими механизмами, ответственными за возникновение эффектов  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$ . Если в  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ , как и в манганитах, способ реализуется в узкой температурной области вблизи  $T_C$ , то для  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  способ может быть реализован в интервале  $0 < T < 100$  К. Рис. 4 наглядно демонстрирует разное температурное поведение  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  монокристаллов  $n$ - и  $p$ -типа для одной длины волны. Такое поведение сохраняется в широком спектральном интервале до 0.1 eV. Величину  $T_C$  в шпинелях  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  и температурный интервал реализации способа можно увеличить по мере увеличения замещения катионов ртути кадмием ( $T_C \sim 130$  К для  $x = 1$ ). Однако при этом происходит уменьшение величин эффектов, например, магнитопротекания (вставка к рис. 4).

## Заключение

Рассмотрен способ синхронного управления магнитным полем интенсивностями отраженного и прошедшего неполяризованного ИК излучения в монокристаллах ферромагнитной шпинели  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) за счет эффектов магнитоотражения и магнитопротекания. Предложенный способ позволяет усилить устойчивость магнитооптической системы к оптическим помехам, тем самым увеличить надежность обработки сигнала. Технические характеристики устройства реализации предложенного способа являются различными для шпинели  $n$ - и  $p$ -типа и для манганитов с КМС. В  $n$ -типа  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  способ реализуется в узком интервале

температур с максимумом вблизи  $T_C \approx 106$  К. Полевые зависимости эффектов магнитоотражения и магнитопротекания не имеют насыщения в полях до 10 кОе. В  $p$ -типа кристаллах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  способ реализуется в широком температурном интервале ниже  $T_C$ . Эффекты магнитоотражения и магнитопротекания зависят от ориентации поля относительно кристаллографических осей кристалла и насыщаются в поле  $H > 2$  кОе. Эти характеристики сохраняются в интервале длин волн от 3 до 10  $\mu\text{m}$  (0.1–0.7 eV). Различие технических характеристик для монокристаллов шпинели  $n$ - и  $p$ -типа связано с особенностями зонной структуры шпинели.

Быстродействие предложенного способа при переходе к пленкам может достигать 1 МГц. Достижение более высоких коммутирующих частот возможно за счет использования импульсного лазерного воздействия.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (тема „Спин“ № АААА-А18-118020290104-2).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин. *Методы модуляции и сканирования света* (М.: Наука, 1970).
- [2] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. *Прикладная магнитооптика* (М.: Энергоатомиздат, 1990). ISBN 5-283-01513-0
- [3] А.Н. Георгобиани. Соросовский образовательный журнал, 7 (6), 75 (2001).
- [4] S.D. Smith. In: *Encyclopedia of physics: Light and matter Ia*, ed. by S. Flugger, L. Genzel (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, New York, 1967), vol. XXV/2a. p. 329.
- [5] В.Ф. Коваленко, Э.Л. Нараев. УФН, 148, 561 (1986).
- [6] A.B. Granovsky, Yu.P. Sukhorukov, E.A. Gan'shina, A.V. Telegin. In: *Magnetophotonics: from theory to applications*, ed. by M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev (Berlin, Heidelberg, Germany, Springer Series in Materials Science, 2013) vol. 178. p. 107. DOI: 10.1007/978-3-642-35509-7\_1
- [7] Е.В. Мостовщикова, А.В. Телегин, Н.Н. Лошкарева, Б.А. Гижевский, С.В. Наумов. Модулятор инфракрасного излучения, Патент РФ, бюл. № 129665 от 27.06.2013.
- [8] O.V. Melnikov, Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, E.A. Gan'shina, N.N. Loshkareva, A.R. Kaul, O.Yu. Gorbenko, A.N. Vinogradov, I.B. Smoljak. J. Phys.: Condens. Matter., 18, 3753 (2006). DOI: 10.1088/0953-8984/18/15/020
- [9] Ю.П. Сухоруков, Е.А. Ганьшина, А.Р. Кауль, О.Ю. Горбенко, Н.Н. Лошкарева, А.В. Телегин, М.С. Картавецца, А.Н. Виноградов. ЖТФ, 78, 43 (2008). DOI: 10.1134/S1063784208060078
- [10] Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, A.P. Nosov, E.A. Gan'shina, E.A. Stepantsov, F. Lombardi, D. Winkle. Superlattices and Microstructures, 75, 680 (2014). DOI: 10.1016/j.spmi.2014.09.005

- [11] A.V. Telegin, S. Barsaume, V.A. Bessonova, Yu.P. Sukhorukov, A.P. Nosov, A.V. Kimel', E.A. Gan'shina, A.N. Yurasov, E.A. Lysina. *JMMM*, **459**, 317 (2018). DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.10.006
- [12] K. Ohgushi, Y. Okimoto, T. Ogasawara, S. Miyasaka, Y. Tokura. *J. Phys. Soc. Jap.*, **77**(3), 034713 (2008). DOI: 10.1143/JPSJ.77.034713
- [13] С.И. Радауцан. *Магнитные полупроводниковые шпинели типа  $CdCr_2Se_4$*  (Кишинев, Штиинца, 1978).
- [14] Ю.П. Сухоруков, Н.Г. Бебенин, А.В. Телегин, А.П. Носов. *ФММ*, **119**(12) 1229 (2018). DOI: 10.1134/S0015323018120215
- [15] А.А. Ковалёв. *Приборы и техника эксперимента*, **6**, 53 (2020).
- [16] В.Г. Бамбуров, А.С. Борухович, А.А. Самохвалов. *Введение в физико-химию ферромагнитных полупроводников* (М.: Металлургия, 1988).
- [17] Е.И. Ярембаш, А.А. Елисеев. *Халькогениды редкоземельных элементов* (М.: Наука, 1975).
- [18] A. Selmi, M. Heritier, P. Gibart. *Progress in Crystal Growth and Characterization*, **13**(2), 121 (1986). DOI:10.1016/0146-3535(86)90033-X
- [19] Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин, Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, Е.В. Мостовщикова, Н.А. Виглин, Е.А. Ганьшина, Г.С. Зыков, В.А. Федоров, Т.К. Менщикова, А.А. Бучкевич. *ЖЭТФ*, **148**(3), 503 (2015). DOI: 10.1134/S1063776115090137
- [20] R.K. Ahrenkiel, F. Moser, S. Lyu, C.R. Pidgeon. *J. Appl. Phys.*, **42**, 1452 (1971). DOI: 10.1063/1.1660289
- [21] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Б.А. Гижевский, А.А. Самохвалов. *Письма в ЖТФ*, **15**(17), 83 (1989).
- [22] T. Arai, M. Wakaki, S. Onari, K. Kudo, T. Satoh, T. Tsushima. *Phys. Soc. Jpn.*, **34**, 68 (1973). DOI: 10.1143/JPSJ.34.68
- [23] M.I. Auslender, N.G. Bebenin. *Sol. State Commun.*, **69**(7), 761 (1989). DOI: 10.1016/0038-1098(89)90826-0
- [24] G.I. Vinogradova, L.V. Anzina, V.G. Veselago, M.V. Glushkov, T.N. Menshchikova, E.G. Zhukov. *Physics of the Solid State*, **49**, 912 (2007). DOI: 10.1134/S1063783407050186
- [25] K. Miyatani, F. Okamoto, P.K. Baltzer, S. Osaka, T. Oka. *AIP Conference Proceedings*, **5**, 285 (1972). DOI: 10.1063/1.3699440
- [26] T.J. Huisman, R.V. Mikhaylovskiy, A.V. Telegin, Yu.P. Sukhorukov, A.B. Granovsky, S.V. Naumov, Th. Rasing, A.V. Kimel. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 132411 (2015). DOI: 10.1063/1.4916884
- [27] В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. *Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации* (М.: Физматлит, 2019).
- [28] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. *УФН*, **146**, 417 (1985).
- [29] А.В. Чжан, П.Д. Ким, Н.А. Дрокин, И.А. Турпанов. *ФТТ*, **24**(6), 1177 (1984).
- [30] Р.А. Дорошенко, М.М. Фарзтдинов, Л.И. Антонов, Т.Г. Аминов, В.Т. Калинин. *ФТТ*, **21**(1) 227 (1979).
- [31] A.D. Walser, R.R. Alfano. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 592 (1988). DOI: 10.1063/1.99376
- [32] V.G. Veselago, G.I. Vinogradova, A.A. Garmonov, S.G. Rudov, E.G. Zhukov, I. Kurbanklychev, V.A. Levshin. *Sov. Phys. JETP*, **70**(2), 311 (1990).