

*А. В. Ильинский, Р. А. Кастро, Л. А. Набиуллина,
М. Э. Пашкевич, Е. Б. Шадрин*

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ СИЛИКАТА ВИСМУТА $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Исследован эффект Фарадея и полярный магнитооптический эффект Керра в нелегированном нецентросимметричном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Установлено, что зависимость угла поворота плоскости поляризации от напряженности магнитного поля для обоих эффектов нелинейна. Результаты интерпретированы в рамках модели комбинированного электромагнитогирационного эффекта. Электрогирационная часть вклада в угол поворота связывается с формированием продольного внутреннего электрического поля, индуцированного оптической ориентацией спинов. Показано, что в суммарный гиращонный эффект вносит вклад магнетизм неподеленных электронных пар Bi-O-гептаэдров.

Ключевые слова: силлениты, эффект Фарадея, магнитооптический эффект Керра, гирация.

*A. Ilinskii, R. Castro, L. Nabiullina,
M. Pashkevich, E. Shadrin*

MAGNETO-OPTICAL EFFECTS IN NONDOPED BISMUTH SILICATE CRYSTALS $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Faraday and polar magneto-optical Kerr effects in nondoped $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals are investigated. It is established that the dependence of the turn angle of polarization plane on magnetic field for both effects is nonlinear. The results are interpreted within the framework of combined electromagnet gyration model. Electro gyration part of the contribution is caused by the formation of the longitudinal internal electric field induced by optical spin orientation. It is shown that the magnetism of not divided electronic pairs Bi-O-heptaedra makes a contribution to the total gyration of BSO-crystal.

Keywords: sillenites, Faraday effect, magneto optical Kerr effect, gyration.

Актуальность исследования кристаллов силленитов сохраняется до настоящего времени ввиду сочетания в этих соединениях ряда уникальных свойств, к числу которых, на-

ряду с высокой фоточувствительностью и большими электрооптическими коэффициентами, относится высокая естественная оптическая активность (45 град/мм для $\lambda=5145 \text{ \AA}$) и наличие весьма сильных магнитооптических эффектов.

Данная работа посвящена исследованию эффекта Фарадея и магнитооптического эффекта Керра в специально нелегированных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

По симметрии кристаллической решетки силлениты относятся к классу кубических нецентросимметричных оксидов вида $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ (M: Si, Ge, Ti) и принадлежат к пространственной группе **I23** [2]. К настоящему моменту синтезировано более 60 соединений типа силленита $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{Me}_x\text{O}_{17-\delta}$ с катионами M^{n+} , а также их многочисленные твердые растворы. В стехиометрических кристаллах силленитов, исследованных в настоящей работе, элемент М четырехвалентен, а кислородная подрешетка полностью связана с подрешетками металлов ($X = 1, \delta = 0$).

Исследование эффекта Фарадея и магнитооптического (МО) эффекта Керра были проведены на образцах силиката висмута, выращенных методом Чохральского и имевших размеры $10 \times 10 \times 1 \text{ мм}$. Зондирующий луч He-Ne лазера падал перпендикулярно поверхности {100}. Принципиальная схема магнитооптических измерений представлена на рисунках 1а и 1б.

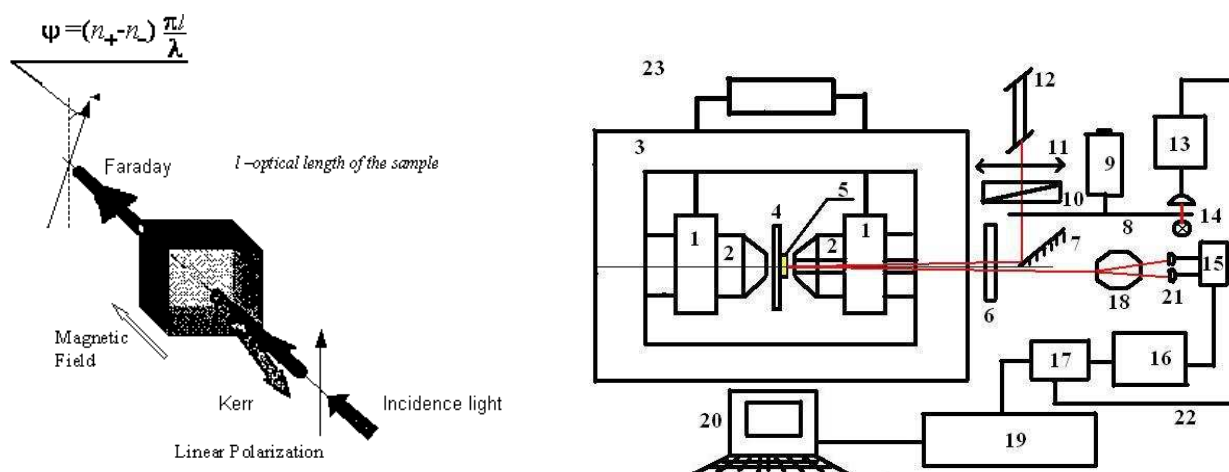


Рис. 1. Схема магнитооптических измерений:

- a* — оптическая схема наблюдения эффекта Фарадея и магнитооптического эффекта Керра (φ — угол поворота плоскости поляризации; n_+ и n_- коэффициенты преломления право- и левоциркулярных компонент линейно-поляризованного света, λ — длина волны излучения, l — толщина образца вдоль направления распространения света);
- б* — блок-схема экспериментальной установки по измерению МО эффекта Керра и эффекта Фарадея

При исследовании эффекта Фарадея луч He-Ne лазера ($\lambda=6328 \text{ \AA}$) дважды проходил образец: в прямом направлении (волновой вектор электромагнитной волны совпадал с направлением вектора индукции магнитного поля) и в обратном направлении, что исключало влияние на результат эксперимента поворота плоскости поляризации, обусловленного естественной оптической активностью кристалла силленита. Дело в том, что обусловленный оптической активностью знак угла поворота плоскости поляризации светового луча при его проходе в прямом направлении противоположен знаку угла поворота плоскости поля-

ризации при его проходе в обратную сторону (условно за положительный нами принимается угол поворота по часовой стрелке при распространении света вдоль оси аппликат праввинтовой системы координат). Смена знака угла поворота вызвана отсутствием какого-либо выделенного направления в кристалле, кроме направления распространения света. В результате сложения одинаковых по величине, но противоположных по знаку углов поворота суммарный поворот плоскости поляризации светового луча, вызванный естественной оптической активностью, оказывается равным нулю после прямого и обратного проходов через кристалл. В то же время при исследовании эффекта Фарадея в кристалле присутствует выделенное направление, определяемое направлением магнитного поля. Поэтому при обратном проходе луча через кристалл смена знака угла поворота происходит дважды: во-первых, по причине смены направления распространения света и, во-вторых, по той причине, что луч при обратном проходе распространяется, в отличие от первого прохода, против вектора магнитного поля. В результате этого угол поворота плоскости поляризации, индуцированный магнитным полем, суммируется при прямом и обратном проходе луча и может быть, таким образом, исследован в виде, не искаженном естественной оптической активностью кристалла силленита. Отметим, что эффект Фарадея имеет максимальное значение при наблюдении в области прозрачности материала вблизи края собственного поглощения (E_g около 3 эВ).

1) Магнитоэлектрогирация

На рисунке 2 представлена зависимость угла поворота плоскости поляризации света ($\lambda=6328 \text{ \AA}$) от напряженности магнитного поля, полученная при исследовании эффекта Фарадея в кристалле BSO.

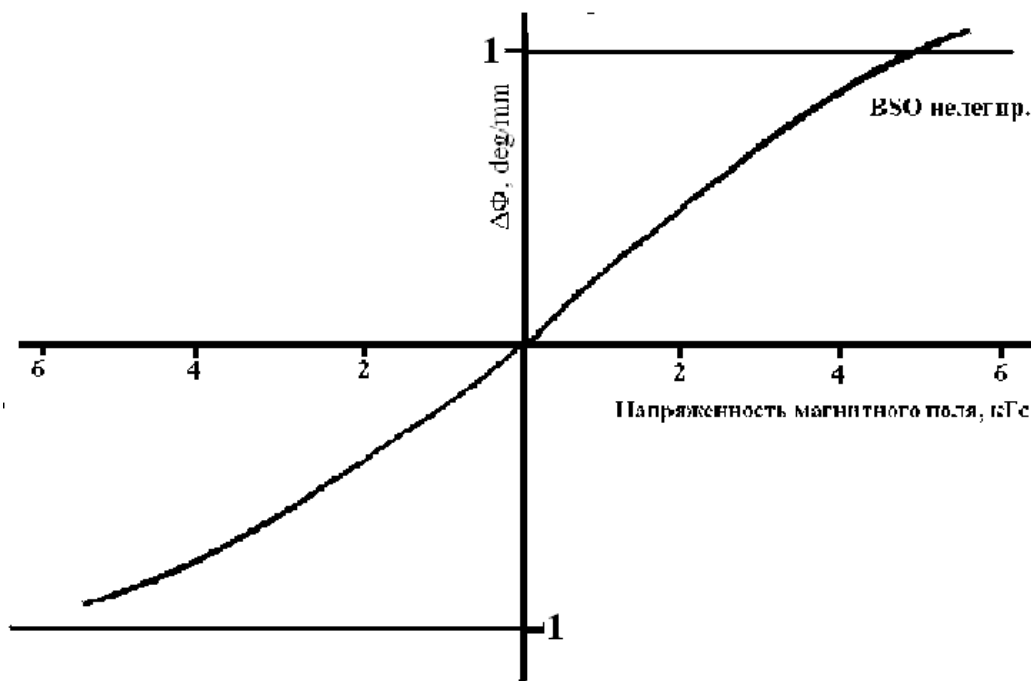


Рис. 2. Зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения He-Ne-лазера от величины напряженности магнитного поля в эффекте Фарадея кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Полное время регистрации кривой — 30 мин.

Постоянная времени системы регистрации — 4 мин

Обращает на себя внимание тот факт, что отсутствуют гистерезисные явления, но имеет место асимметрия ветвей кривой при реверсе направления магнитного поля, а также выраженная нелинейность полевой зависимости угла поворота плоскости поляризации.

Таким образом, обнаруживается наличие магнитооптических явлений в нелегированном кристалле BSO кубической симметрии, не содержащем магнитных ионов.

2) Кинетическая петля гистерезиса

На рисунке 3 представлена одна из петель «кинетического» гистерезиса эффекта Фарадея в нелегированном BSO. Время записи одной ветви петли гистерезиса — 10 с. Постоянная времени регистрирующей системы — 0,5 с. При остановке сканирования магнитного поля для любого значения напряженности наблюдается явление релаксации с постоянной времени около 100 секунд верхней кривой, представленной на рисунке 3, к нижней кривой, представленной на рисунке 2.

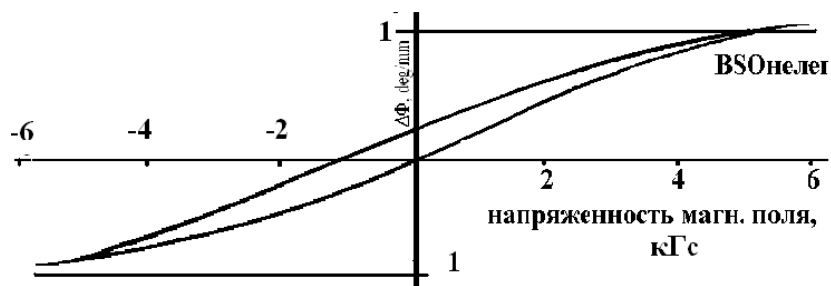


Рис. 3. «Кинетическая» петля гистерезиса эффекта Фарадея в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.
Время записи петли — 10 с. Постоянная времени системы регистрации — 0,5 с

3) Влияние подсветки на магнитоэлектрогирационный эффект

При подсветке образца монокристалла силленита светом с длиной волны, соответствующей области максимально эффективной генерации свободных носителей ($\lambda = 532 \text{ nm}$, плотность мощности облучения — 5 мВт/мм^2), обнаружено изменение на 30% величины угла поворота плоскости поляризации в эффекте Фарадея в магнитном поле 200 Гс. Плотность мощности зондирующего излучения ($\lambda = 0,633 \text{ nm}$): $1 \text{ мВт}/10^{-2} \text{ мм}^2$, что соответствует 100 мВт/мм^2 .

При выключении подсветки наблюдается явление релаксации фотоизмененного значения угла поворота к исходному значению с постоянной времени порядка ста секунд. Типичная кинетическая кривая представлена на рисунке 4. Условия эксперимента: напряженность магнитного поля 200 Гс, плотность мощности подсветки 100 мВт/мм^2 ($\lambda = 532 \text{ nm}$). Результат эксперимента: оптически индуцированное изменение (фотоизменение) угла поворота плоскости поляризации в эффекте Фарадея составляет 30% исходной величины (при 200 Гс). В поле 3 кГс фотоизменение составляет 10% исходной величины.

Предваряя обсуждение, приведенное далее, укажем, что результат данного опыта говорит о наличии, по крайней мере, двух механизмов возникновения поворота плоскости поляризации в BSO: фоточувствительного и нефоточувствительного, причем вклад в угол поворота фоточувствительного эффекта сложным образом зависит от величины напряженности \mathbf{H} магнитного поля. Вклад нефоточувствительного механизма поворота пропорционален величине \mathbf{H} .

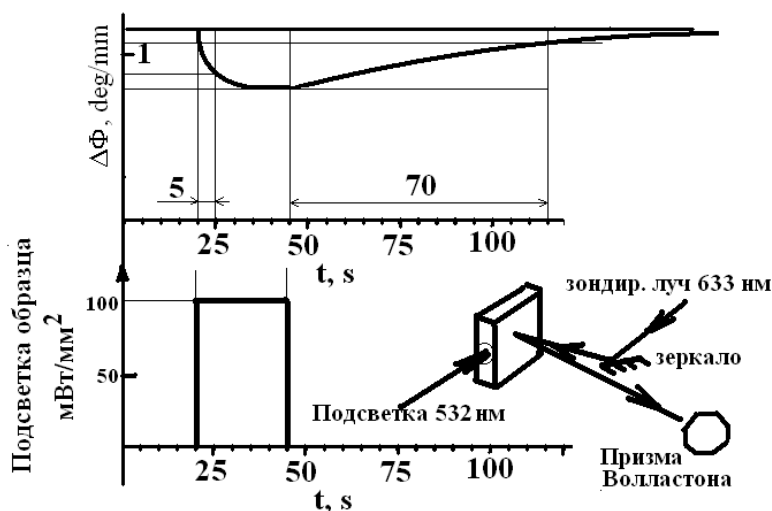


Рис. 4. Кинетика изменения угла поворота плоскости поляризации в эффекте Фарадея кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ под влиянием подсветки фотоактивным светом с плотностью мощности 100 мВт/см^2 ($\lambda = 532 \text{ нм}$). Напряженность магнитного поля — 200 Гс

4) Четность эффекта электрогирации

Установлена четность эффекта фотоизменения угла поворота плоскости поляризации в МО эффекте Фарадея по отношению к направлению магнитного поля. А именно: знак фотоизменения угла поворота не зависит от направления вектора \mathbf{H} магнитного поля, то есть эксперимент показывает, что при одном направлении вектора \mathbf{H} магнитного поля наблюдается уменьшение, а при другом — увеличение угла поворота плоскости поляризации в магнитном поле при облучении образца BSO фотоактивным светом.

5) Магнитооптический эффект Керра

На рисунке 5 представлена одна из кривых зависимости поворота плоскости поляризации отраженного от образца света (нормальное падение) от напряженности магнитного поля в полярном магнитооптическом (МО) эффекте Керра. Обращает на себя внимание наличие нелинейного (горизонтального) участка на полевой зависимости полярного МО эффекта Керра. Как и эффект Фарадея, МО эффект Керра характеризуется асимметрией ветвей кривой полевой зависимости угла поворота плоскости поляризации, наличием «кинетического» гистерезиса и зависимостью угла поворота от интенсивности фотоактивной подсветки образца.

Интерпретация перечисленных экспериментальных фактов может быть дана на основе сформулированных ниже положений, основанных на выводах из имеющихся в литературе теоретических и экспериментальных данных.

1. Силлениты обладают естественной оптической активностью благодаря киральности кристаллической решетки [2]. Как в случае естественной оптической активности, так и в случае оптической активности, индуцированной внешними полями, в величину угла поворота плоскости поляризации, помимо киральных свойств кристаллической решетки силленитов, определяемой отсутствием центра инверсии, могут давать вклад киральные свойства хромофорных молекулярных групп. Роль последних в BSO способны играть Bi-O -гептаэдры [19].

Магнито-оптический эффект
Керра на кристаллах BSO:Fe

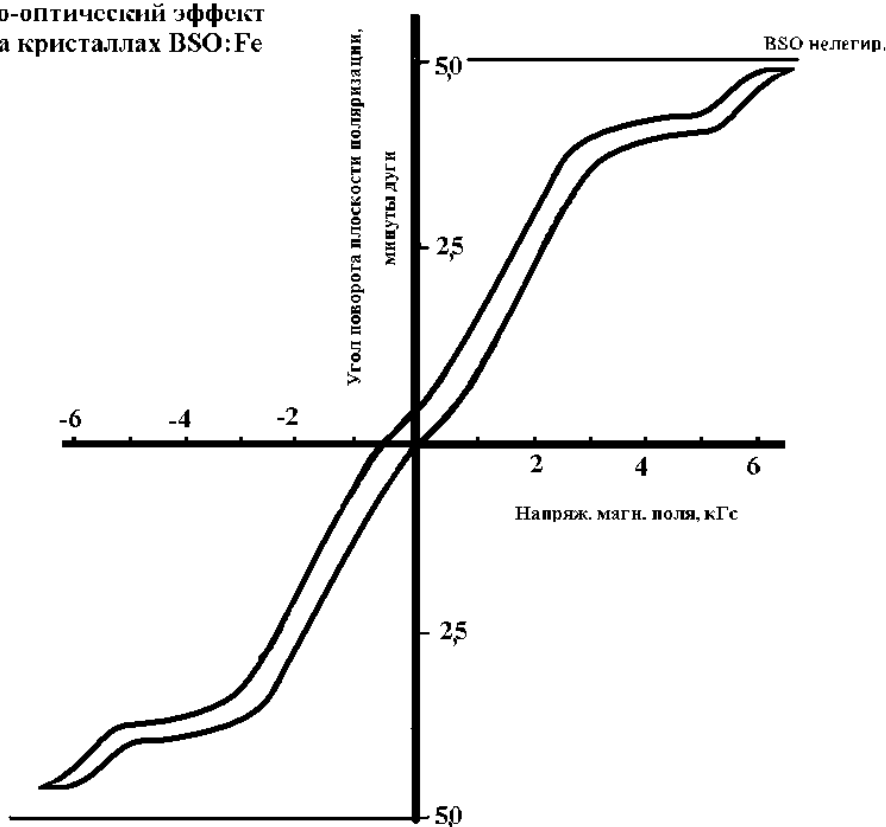


Рис. 5. МО эффект Керра на кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.
Полное время записи петли гистерезиса — 20 с.
Постоянная времени регистрирующей системы — 1 с

2. Атомы кислорода в составе гептаэдров являются четырехкоординированными, причем каждый из атомов кислорода содержит две неподеленные пары электронов (рис. 6).

Кристаллическая ячейка силленита содержит четыре гептаэдра с атомами кислорода, имеющими свободные неподеленные пары электронов, не участвующие в создании координационных химических связей с атомами висмута (рис. 6, 7). Наличие неподеленных пар способствует вовлечению орбитального магнитного момента атомов кислорода в общий магнитный отклик материала при наличии высокого спин-орбитального взаимодействия [11].

3. Атомы кислорода, содержащиеся в количестве 20 единиц в каждой элементарной ячейке кристалла BSO, обладают спин-орбитальным взаимодействием, которое необычно велико вследствие того, что константа спин-орбитальной связи резко увеличена за счет взаимодействия атомов кислорода с атомами висмута в составе Bi-O -гептаэдров (рис. 8), имеющими гигантскую константу спин-орбитальной связи.

Этот факт установлен теоретически и подтвержден экспериментально в работе [16], где показано, что за счет гигантской одноэлектронной константы спин-орбитального взаимодействия $6p$ -орбиталей ионов Bi^{3+} , ковалентно примешивающихся к $2p$ -орбиталям ионов кислорода, происходит резкое возрастание величины циркулярной магнетооптики, поскольку $6p$ -орбитали ионов Bi^{3+} характеризуются гигантскими значениями одноэлектронной константы спин-орбитального взаимодействия ζ_{6p} , равной 17000 см^{-1} .

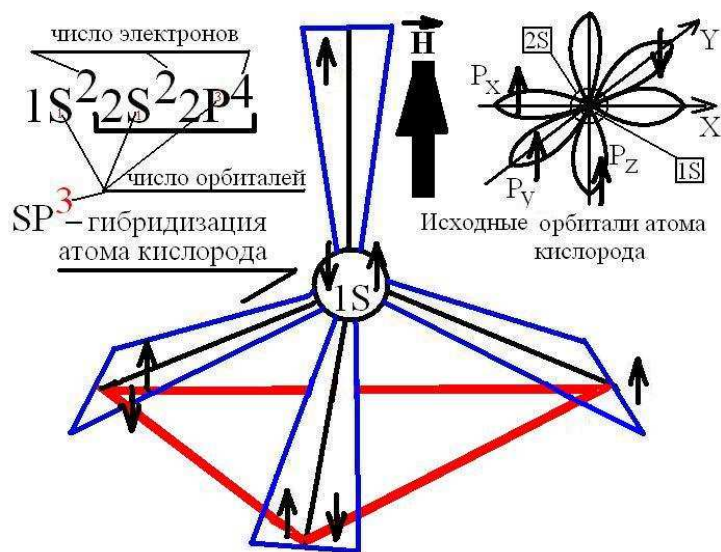


Рис. 6. Схема sp^3 -гибридизации орбиталей атома кислорода

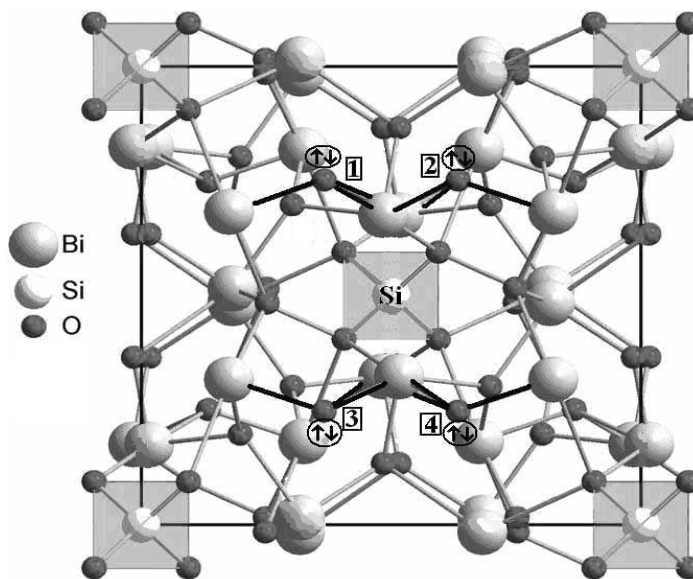


Рис. 7. Кристаллическая ячейка кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$ [19].
 Стрелками показаны неподеленные электронные пары, не участвующие в формировании химических связей

Говоря конкретнее, возрастание константы спин-орбитального взаимодействия на ионе кислорода происходит благодаря эффектам ковалентности при виртуальном переходе кислородного $2p$ -электрона на пустую $6p$ -оболочку иона Bi^{3+} , имеющего интенсивное спин-орбитальное взаимодействие. При этом влияние примешивания приводит не только к простому возрастанию спин-орбитального взаимодействия в атоме кислорода, но, в дополнение к этому, инициирует возникновение эффективной анизотропной тензорной добавки к спин-орбитальному взаимодействию и к циркулярной магнитооптике. Численные значения элементов тензора спин-орбитального (СО) взаимодействия зависят от конкретных

механизмов данного взаимодействия. В атомах кислорода Bi-O -групп константа CO -взаимодействия в атоме кислорода весьма велика и составляет величину $4000\text{--}8000\text{ см}^{-1}$ для случая виртуальной передачи неподеленной пары $2p$ -электронов кислорода на пустую гибридованную орбиталь висмута при образовании координационной связи в Bi-O -гептаэдре.

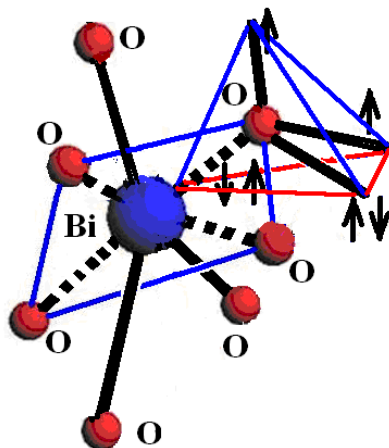


Рис. 8. Связь Bi^{3+} -гептаэдра и O^{2-} -тетраэдра. Пунктиром показаны вакантные орбитали висмута

4. Магнитные поля, обеспечивающие диполь-дипольное взаимодействие орбитальных магнитных моментов соседних атомов, являются дальнедействующими и зависят от константы λ спин-орбитального взаимодействия. Так, для кристаллов кубической симметрии взаимодействие орбитальных моментов соседних атомов пропорционально λ^4 . Этот факт с учетом доказанного в работе [1] положения о том, что при наличии взаимодействия между центрами, обеспечивающими магнетизм кристалла, зависимость угла поворота плоскости поляризации от величины напряженности магнитного поля является принципиально нелинейной, можно сделать следующий вывод: в висмут-содержащих материалах и, в частности, в силленитах, должен иметь место большой вклад орбитального магнетизма в общую величину магнитного взаимодействия, причем его полевая зависимость должна быть сугубо нелинейной.

Кроме того, известно [5], что спин-орбитальное взаимодействие в атомах решетки силленита — полупроводника без центра инверсии — приводит к расщеплению электронных энергетических зон в Γ -точке зоны Бриллюэна со сдвигом максимумов энергетических зон в сторону отличных от нуля значений волнового вектора. Другими словами, отсутствие центра инверсии приводит к тому, что в результате наличия сильного спин-орбитального взаимодействия спин электрона становится чувствителен к тому, как закручен кристаллический потенциал вокруг направления волнового вектора \mathbf{k} . Это приводит к тому, что поглощение циркулярно поляризованного света в процессе его распространения по кристаллу силленита сопровождается оптической ориентацией электронных спинов, а связь между спином и вектором квазиимпульса электрона, описываемая тензором, включающим спинорбитальное взаимодействие, приводит к направленному движению носителей заряда, то есть к электрическому току. Возникает явление, названное циркулярным фотогальваническим эффектом (ЦФГЭ), который уверенно наблюдается в силленитах [10]. В ЦФГЭ вносят вклад два различных механизма: асимметрия оптического возбуждения и

асимметрия спиновой релаксации оптически ориентированных носителей заряда [6]. Первый вклад вызван асимметрией распределения по квазиимпульсу носителей заряда в момент их фотовозбуждения циркулярно поляризованным светом. Второй вклад определяется релаксацией оптически ориентированных спинов, время которого в силленитах при комнатной температуре весьма мало. Таким образом, вклад второго эффекта в данном случае можно считать пренебрежимо малым. Следует сказать, что возникновение направленного движения заряда в кристалле силленита при ЦФГЭ эквивалентно возникновению в кристалле продольной (по отношению к направлению распространения света) фотоЭДС, индуцированной циркулярным светом и тянущей носители заряда в направлении распространения света.

Известно также [5], что асимметрия электронных зон в кристаллах без центра инверсии, атомы которых имеют сильное спин-орбитальное взаимодействие, не только приводит к направленному движению носителей заряда, но и дополнительно создаёт при фотовозбуждении внутреннее магнитное поле, описываемое гамильтонианом Дрессельхауза.

При распространении в кристалле силленита *линейно* поляризованного света, распадающегося в кристалле на две циркулярно поляризованные компоненты с резко различными сечениями взаимодействия с кристаллом, вследствие различия сечений взаимодействия возникает преимущественная оптическая ориентация спинов. А всякая ориентация спинов свободных носителей, индуцированная как поглощением света, так и внешними полями, создает, как указывалось, продольное тянущее электрическое поле (подтверждением чего служит существование ЦФГЭ). Резюмируя, укажем, что описанный комплекс явлений реализуется в кристаллах силленитов благодаря: киральности решетки, большого СО-взаимодействия, резкого различия коэффициентов диффузии электронов и дырок, большого различия сечений взаимодействия с кристаллом BSO лево- и правоциркулярно поляризованного света. Заметим, что существование двух циркулярных компонент, резко асимметрично взаимодействующих с кристаллом, с определенностью следует из наличия в кристаллах силленитов весьма сильной естественной оптической активности [2].

5. Неоднородность фотовозбуждения способна создавать в кристалле силленита внутренние поперечные электрические поля, являющиеся, в частности, основой принципа записи голограмм в фоторефрактивных кристаллах типа силленита (детально изученный в силленитах эффект [3]). Такие поля возникают при зондировании кристалла силленита резкосфокусированным лазерным излучением средней и высокой плотности мощности, что за счет электрооптического эффекта приводит к дополнительной самофокусировке зондирующего луча внутри кристалла: явлению, многократно наблюдавшемуся в кристаллах силленитов [7].

Важно, что во внутренних электрических полях возникают, помимо электрооптических эффектов, эффекты электрогирации, которые подробно изучены в кристаллах силленитов [18].

Следует сказать, что в силленитах, вследствие отсутствия центра инверсии, эффект электрогирации является четным, то есть не зависит от направления электрического поля [17]. Установлено, что явление электрогирации в силленитах квадратично по величине электрического поля и наблюдается в силленитах в продольных и поперечных электрических полях, причем как однородных, так и неоднородных [12].

Поскольку кристаллы силленита имеют высокую фоточувствительность, внутреннее электрическое поле может быть частично заэкранировано континуумом свободных фотоносителей заряда, индуцированных равномерной фотоактивной засветкой образца. При этом время релаксации внутренних электрических полей к новому значению определяется

максвелловским временем релаксации и составляет в нелегированных силленитах сотни секунд.

б. Длина и энергия химических связей в кристаллах силленитов резко изменяется при деформациях сжатия и растяжения и совсем не изменяется при действии на кристалл силленита деформации сдвига, что вызвано легкостью разрыва химических связей при скольжении слоев кристалла силленита относительно друг друга. Существование данного явления подтверждено результатами исследования спектров комбинационного рассеяния в силленитах [19].

Поскольку при механической полировке кристаллов абразивами на основе высокотвердых частиц возникают интенсивные сдвиговые деформации поверхностных слоев, то из-за использования при полировке хром-оксидных абразивов в нарушенном слое силленита с большой вероятностью образуются два типа кислородных гептаэдров: Bi-O и Cr-O . При этом Cr-O -связи возникают благодаря реакции замещения ионов Bi^{3+} ионами Cr^{3+} , что представляет собой типичный эффект, возникающий, согласно данным механохимии [13], в «мягких» кристаллах с низкой энергией связи элементов кристаллической решетки.

В связи с этим можно утверждать, что магнитооптический эффект Керра разыгрывается в кристалле силленита в поверхностном нарушенном слое, так как область оптической когерентности, в которой формируется отраженное излучение, составляет величину, на порядок меньшую толщины нарушенного полировкой приповерхностного слоя кристалла [9]. Отсюда непосредственно следует, что величина магнитооптического эффекта Керра определяется магнитными моментами хромофорных каталитических групп двух типов, входящих в состав Bi-O и Cr-O -гептаэдров. А поскольку, как известно [11], орбитальные магнитные моменты инициируются прецессией одиночных спинов в составе σ -связей, возбуждающих орбитальное движение неподеленных электронных пар в висмут-кислородных гептаэдрах (рис. 7), то инициирование магнитных моментов двух указанных типов должно происходить при резко различных значениях магнитных полей, поскольку энергии Bi-O и Cr-O связей отличаются, по крайней мере, на порядок [8].

На основе сведений, изложенных в пунктах 1–6, может быть сформулирован алгоритм интерпретации экспериментальных результатов, полученных в настоящей работе.

Ориентация спинов

Кристалл силленита обладает большой естественной оптической активностью. Отсюда следует, что кристалл силленита резко асимметрично взаимодействует с право- и левоциркулярным излучением.

В кристаллах силленитов при комнатной температуре наблюдается циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ) [4]. Это значит, что в силлените при комнатной температуре происходит оптическая ориентация спинов, степень которой различна при взаимодействии с право- и левоциркулярным светом.

Оптическая ориентация спинов эквивалентна возникновению в кристалле силленита внутреннего оптически индуцированного магнитного поля, описываемого гамильтонианом Дрессельхауза [5]. Отсюда следует, что возникшее при спиновой ориентации магнитное поле способно индуцировать в кристалле дополнительный орбитальный магнетизм неподеленной электронной пары за счет прецессии нескомпенсированного спина вокруг направления магнитного поля Дрессельхауза. Попутно заметим, что явление магнетизма неподеленной пары способно вызвать анизотропию g -фактора материала [11].

В кристаллах силленитов орбитальный магнетизм неподеленной пары эффективно индуцируется по той причине, что каждая кристаллическая ячейка силленита имеет, как указывалось, в своем составе четыре Vi-O -гептаэдра, причем каждый из гептаэдров содержит, как минимум, по две неподеленные электронные пары, локализованные на орбиталях каждого атома кислорода, входящего в состав Vi-O -гептаэдров (рис. 8). Благодаря этому даже слабое внешнее или внутреннее магнитное поле индуцирует орбитальный магнетизм в каждом Vi-O -гептаэдре. Индуцирование орбитального магнетизма, как указано выше, осуществляется за счет сильного спин-орбитального взаимодействия в атоме кислорода при прецессии свободного спина Vi-O - σ -связи вокруг направления магнитного поля [11].

В дополнение к сказанному следует учитывать, что в кристалле силленита при пропускании через него лазерного излучения средней и высокой плотности мощности возникает явление самофокусировки луча [7]. Это означает, что на границе освещенной зоны возникают (за счет большой разницы коэффициентов диффузии электронов и дырок) внутренние электрические поля большой напряженности, изменяющие показатель преломления материала и, кроме того, способные индуцировать электромиграцию [12].

Хорошо известно, что в кристалле силленита, как в полупроводнике без центра инверсии, эффект электромиграции квадратичен по величине электрического поля, то есть не зависит от направления поля [18]. Эффект электромиграции не зависит также от степени однородности электрического поля, но зависит лишь от его напряженности. Отсюда следует, что при неоднородном оптическом возбуждении силленита неизбежно возникновение электромиграции в электрическом поле, индуцируемом неоднородностью засветки, что детально описано в литературе [15].

Из сказанного очевидно, что при исследовании в кристаллах силленитов магнитооптических эффектов с помощью линейно-поляризованного лазерного луча должен наблюдаться комбинированный эффект магнито-электромиграции, нечетный по магнитному полю и четный по электрическому полю [14]. Отсюда, в свою очередь, следует, что при внешней подсветке фотоактивным светом однородная фотогенерация свободных электронов, способная экранировать лишь электрическое поле, будет по-разному воздействовать на суммарный поворот плоскости поляризации в комбинированном эффекте магнитоэлектромиграции, уменьшая или увеличивая его в зависимости от ориентации магнитного поля по отношению к направлению распространения зондирующего луча (6328 \AA). Необходимо также иметь в виду, что внешнее магнитное поле, вызывая спиновую ориентацию, дополнительную к оптической, способно усилить тянущее электрическое поле и, тем самым, — электромиграционный поворот плоскости поляризации, обусловленный по своей природе ориентацией спинов. Другими словами, магнито- и электромиграционные эффекты способны взаимно влиять друг на друга.

Итак, при возбуждении кристалла силленита линейно поляризованным светом, распадающимся на два циркулярно поляризованных луча с различной скоростью распространения, возникают (благодаря спиновой ориентации) одновременно внутренние электрическое (ЦФГЭ) и магнитное (Дрессельхауз) поля, взаимно влияющие друг на друга и способные вызывать электро- и магнитомиграцию. Дополнительный вклад в электромиграционный эффект могут давать поперечные электрические поля, возникающие на границе самофокусированного зондирующего луча. При этом релаксация к исходному значению электромиграционного угла поворота после выключения магнитного поля должна происходить за время порядка максвелловского времени релаксации, близкого ко времени рассасывания внутренних электрических полей.

Интерпретация полученных в настоящей работе экспериментальных результатов на основе положений предлагаемого алгоритма сводится к следующему.

1. Наличие большой величины естественной гирации и сильных магнитооптических явлений в нелегированном кристалле BSO кубической симметрии, не содержащем магнитных ионов, объясняется общей киральностью материала, вызванной нецентросимметричностью решетки, которая, в дополнение к этому, значительно усилена магнетизмом неподеленных пар Vi^{3+} -О-гептаэдра, обусловленным сильным спин-орбитальным взаимодействием.

2. Возникновение асимметрии кривой зависимости угла поворота плоскости поляризации от напряженности магнитного поля в МО эффектах (см. рис. 2, 3) связано с четностью электрогирационного вклада в суммарный угол поворота плоскости поляризации, в отличие от нечетности магнитогирационного вклада в суммарный угол поворота.

3. Нелинейный ход (с тенденцией к насыщению) кривой полевой зависимости угла поворота плоскости поляризации в эффекте Фарадея определяется нелинейной полевой зависимостью числа ориентированных по полю орбитальных моментов в условиях сильного диполь-дипольного взаимодействия между ними. Этот результат находится в полном соответствии с предсказаниями теории для подобного рода эффектов [1].

4. Наличие релаксирующего остаточного магнетизма в петле гистерезиса (см. рис. 3) после быстрого выключения магнитного поля 6 кГс в эффекте Фарадея имеет кинетическую природу и связано с большим временем релаксации измененного магнитным полем электрогирационного вклада к своему неизменённому значению. Величина такого «кинетического» остаточного магнетизма определяется соотношением между временем регистрации $t_{\text{рег}}$ кривой и максвелловским временем релаксации $\tau_{\text{М}}$ электрогирационного вклада к исходному значению после выключения магнитного поля. При $t_{\text{рег}} \ll \tau_{\text{М}}$ гистерезис уверенно наблюдается, в противоположном случае — отсутствует.

5. Неаддитивность электрогирационного вклада в фотоизменения общего угла поворота плоскости поляризации в малых полях (30% при 200 Гс) и в средних полях (10% при 3–4 кГс) связана с зависимостью электрогирационного угла поворота от напряженности внешнего магнитного поля.

6. Большое время (100–150 с) релаксации фотоизменений к исходному значению (рис. 3) определяется большим временем $\tau_{\text{М}}$ максвелловской релаксации в нелегированных кристаллах силленитов.

7. Четность эффекта фотоизменений электромагнитогирационного угла поворота определена четностью электрогирационного вклада в общую гирацию материала.

Нарушенный приповерхностный слой

Возмущенный процессом обработки приповерхностный слой кристалла изобилует оборванными химическими связями, разрыв которых вызван сдвиговой деформацией поверхностных слоев при полировке силленита. Отсюда следует, что приповерхностный слой насыщается продуктами реакции замещения химических элементов решетки силленита изовалентными химическими элементами полирующего состава (до 8 объемных процентов [13]).

Обработка образцов кристаллов BSO в настоящей работе проводилась абразивами на основе Cr_2O_3 . Известно, что энергия разрыва («прочность») Cr^{3+} -О-связей приблизительно на порядок выше таковой для связей Vi^{3+} -О-гептаэдра. Отсюда следует, что возбуждение магнетизма неподеленной пары Cr^{3+} -гептаэдра требует, вследствие особенностей механиз-

ма индуцирования [11], значительно более высоких напряженностей магнитных полей, чем Vi^{3+} -гептаэдра.

С учетом сказанного интерпретация результатов по исследованию МО эффекта Керра в $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}$ может быть проведена следующим образом.

Наличие двойного нелинейного участка на кривой полевой зависимости МО эффекта Керра (рис. 5) определяется, во-первых, тем, что, аналогично эффекту Фарадея, орбитальный магнетизм нелинеен по магнитному полю, и, во-вторых, тем, что этот эффект развивается в приповерхностном нарушенном слое кристалла BSO, в котором, наряду с Vi-O-гептаэдрами, присутствуют Cr-O-гептаэдры, энергия химических связей которых, по крайней мере, на порядок превосходит энергию Vi-O-связей. Поэтому дополнительный вклад в эффект Фарадея, связанный с магнетизмом неподеленных электронных пар Cr-O-гептаэдров, формируется в более высоких (5–7 кГс) магнитных полях, существенно больших по сравнению с полями, требуемыми для формирования вклада Vi-O-гептаэдров (1–2 кГс).

Таким образом, наличие плато на кривой $\Delta\Phi(H)$ (рис. 5) подтверждает в рамках предлагаемой схемы наличие значительного вклада магнетизма неподеленных электронных пар в общий МО эффект в кристаллах силленитов, а дополнительный подъем полевой зависимости МО эффекта Керра при 5 кГс указывает на существование двух типов гептаэдров в нарушенном обработкой приповерхностном слое кристалла.

Заключение

Подводя итоги, можно констатировать, что результаты исследования эффекта Фарадея и полярного магнитооптического эффекта Керра в нелегированном монокристалле $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}$ удается непротиворечиво интерпретировать в рамках логической схемы, согласно которой в силленитах имеет место комбинированный магнито-электрогирационный эффект, в большой степени определяемый орбитальным магнитным моментом атомов кислорода в составе Vi-O-гептаэдров. При этом спин-орбитальное взаимодействие в атоме кислорода усилено гигантским спин-орбитальным взаимодействием в атоме висмута за счет передачи на его вакантные орбитали, по крайней мере, двух неподеленных электронных пар $2S^2(1)2P^4(3)$ -гибридизованного атома кислорода (числа в скобках указывают количество участвующих в гибридизации атомных орбиталей, верхние индексы — количество электронов на них).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Максимова О. Г., Осипов Е. Б.* Влияние центров Mn-Ga в GaAs на эффект Фарадея вблизи края основной полосы поглощения // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 09. С. 1632–1637.
2. *Акустические кристаллы: Справочник.* М.: Наука, 1982. 631 с.
3. *Грачев А. И.* Голографическая запись в фоторефрактивных кристаллах // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 6. С. 1012–1018.
4. *Ивченко Е. Л.* Циркулярный фотогальванический эффект в наноструктурах // УФН. 2002. Т. 172. Вып. 12. С. 1461–1465.
5. *Глазов М. М., Ивченко Е. Л.* Влияние электрон-электронного взаимодействия на спиновую релаксацию носителей тока в полупроводниках // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. Вып. 6. С. 1465.
6. *Ивченко Е. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е.* Фототок в структурах с квантовыми ямами при оптической ориентации свободных носителей // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. Вып. 3. С. 156.
7. *Кашин О. А.* Самовоздействие световых пучков в кристаллах силленитов // Известия РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1748–1751.

8. Рабинович В. А., Хавин З. Я. Химический справочник. Л.: Химия, 1991. 432 с.
9. Сизов А. С., Спиринов Е. А., Чаплыгин А. Н., Булатников Д. В. Методика контроля качества механической обработки кристаллов силленитов // Заводская Лаборатория. 2008. Т. 74. № 11. С. 11–15.
10. Стурман Б. И., Фридкин В. М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. М.: Наука, 1992. 208 с.
11. Эмануэль Н. М., Кузьмин М. Г. Экспериментальные методы химической кинетики. М.: Изд-во Московского университета, 1985.
12. Adamenko D., Klymiv I., Duda V. M., Vlokh R. and Vlokh O. Electrically and Magnetically Induced Optical Rotation in $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}:\text{Cr}$ Crystals at the Phase Transition. 1. Electrogyration Effect in $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}:\text{Cr}$ // Ukr. J. Phys. Opt. 2007. V. 8. № 1. P. 42–53.
13. Baláž P. Mechanochemistry in extractive metallurgy: The modern science with old routes // Acta Metallurgica Slovaca. 2001. Spec. Issue 4. P. 23–28.
14. Kaminsky W., Fahnenstich A. and Haussühl S. Magneto-electrogyration in cubic $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ and $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ // Annalen der Physik. 1992. Volume 504. № 2. P. 92–97.
15. Kukhtarev N. V., Dovgalenko G. E. Self-diffraction electrogyration and electroellipticity in centrosymmetric crystals // Sov. J. Quantum Electron. 1986. Vol. 16. № 1. P. 113–114.
16. Moskvina A. S., Zenkov A. V. Huge magneto-optic effects in Bi-containing iron garnets: A theoretical consideration // Solid State Communications. 1991. Vol. 80. № 9. P. 739–746.
17. O'dell T. H. and White E. A. Electric field induced faraday rotation in chromic oxide // Phil. Mag. 1970. Vol. 22. P. 649–653.
18. Vlokh O. G., Zarik A. V. The effect of electric field on the polarization of light in the $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, NaBrO_3 crystals // Ukr. Fiz. Zhurn. 1977. Vol. 22. № 6. P. 1027–1031.
19. Wiehl L., Friedrich A., Haussühl E., Morgenroth W., Grzechnik A., Friese K., Winkler B., Refson K., Milman V. Structural compression and vibrational properties of $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ sillenite from experiment and theory // Journal of Physics: Condensed Matter. 2010. Vol. 22. № 50. 16 p.

REFERENCES

1. Averkiev N. S., Gutkin A. A., Maksimova O. G., Osipov E. B. Vliyanie tsentrov Mn-Ga v GaAs na efekt Faradeja vblizi kraja osnovnoj polosy pogloshchenija // FTP. 1990. T. 24. Vyp. 09. S. 1632–1637.
2. Akusticheskie kristally: Spravochnik. M.: Nauka, 1982. 631 s.
3. Grachev A. I. Golograficheskaja zapis' v fotorefraktivnyh kristallah // FTT. 1999. T. 41. Vyp. 6. S. 1012–1018.
4. Ivchenko E. L. Tsirkuljarnyj fotogal'vanicheskiy effekt v nanostrukturah // UFN. 2002. T. 172. Vyp. 12. S. 1461–1465.
5. Glazov M. M., Ivchenko E. L. Vliyanie elektron-elektronogo vzaimodejstviya na spinovuju relaksatsiju nositelej toka v poluprovodnikah // ZhETF. 2004. T. 126. Vyp. 6. S. 1465.
6. Ivchenko E. L., Ljanda-Geller Ju. B., Pikus G. E. Fototok v strukturah s kvantovymi jamami pri opticheskoj orientatsii svobodnyh nositelej // Pis'ma v ZhETF. 1989. T. 50. Vyp. 3. S. 156.
7. Kashin O. A. Samovozdejstvie svetovyh puchkov v kristallah sillenitov // Izvestija RAN. Ser. fiz. 2006. T. 70. № 12. S. 1748–1751.
8. Rabinovich V. A., Havin Z. Ja. Himicheskij spravochnik. L.: Himija, 1991. 432 s.
9. Sizov A. S., Spirin E. A., Chaplygin A. N., Bulatnikov D. V. Metodika kontrolja kachestva mehanicheskoj obrabotki kristallov sillenitov // Zavodskaja Laboratorija. 2008. T. 74. № 11. S. 11–15.
10. Sturman B. I., Fridkin V. M. Fotogal'vanicheskiy effekt v sredah bez tsentra simmetrii i rodstvennye javlenija. M.: Nauka, 1992. 208 s.
11. Jemanujel' N. M., Kuz'min M. G. Eksperimental'nye metody himicheskoj kinetiki. M.: Izd-vo Moskovskogo universiteta, 1985.
12. Adamenko D., Klymiv I., Duda V. M., Vlokh R. and Vlokh O. Electrically and Magnetically Induced Optical Rotation in $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}:\text{Cr}$ Crystals at the Phase Transition. 1. Electrogyration Effect in $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}:\text{Cr}$ // Ukr. J. Phys. Opt. 2007. V. 8. № 1. P. 42–53.
13. Baláž P. Mechanochemistry in extractive metallurgy: The modern science with old routes // Acta Metallurgica Slovaca. 2001. Spec. Issue 4. P. 23–28.

-
14. Kaminsky W., Fahnenstich A. and Haussühl S. Magneto-electrogyration in cubic $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ and $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ // *Annalen der Physik*. 1992. Volume 504. № 2. P. 92–97.
15. Kukhtarev N. V., Dovgalenko G. E. Self-diffraction electrogyration and electroellipticity in centrosymmetric crystals // *Sov. J. Quantum Electron*. 1986. Vol. 16. № 1. P. 113–114.
16. Moskvina A. S., Zenkov A. V. Huge magneto-optic effects in Bi-containing iron garnets: A theoretical consideration // *Solid State Communications*. 1991. Vol. 80. № 9. P. 739–746.
17. O'dell T. H. and White E. A. Electric field induced faraday rotation in chromic oxide // *Phil. Mag.* 1970. Vol. 22. P. 649–653.
18. Vlokh O. G., Zarik A. V. The effect of electric field on the polarization of light in the $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, NaBrO_3 crystals // *Ukr. Fiz. Zhurn.* 1977. Vol. 22. № 6. P. 1027–1031.
19. Wiehl L., Friedrich A., Haussühl E., Morgenroth W., Grzechnik A., Friese K., Winkler B., Refson K., Milman V. Structural compression and vibrational properties of $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ sillenite from experiment and theory // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2010. Vol. 22. № 50. 16 p.

*A. H. Макаренко, В. В. Обухов,
К. Е. Осетрин, И. В. Киринос*

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТИПА LITTLE RIP В ГРАВИТАЦИИ ГАУССА — БОННЕ

В статье построен ряд космологических моделей типа Little Rip, которые описывают ускоренное расширение Вселенной, свободное от сингулярностей будущего. Модели построены в рамках модифицированной теории гравитации Гаусса — Бонне.

Ключевые слова: космология, ускоренное расширение, сингулярность будущего, гравитация Гаусса — Бонне.

A. Makarenko, V. Obukhov, K. Osetrin, I. Kirnos

THE LITTLE RIP MODELS IN GAUSS-BONNET MODIFIED GRAVITY

The paper constructs Little Rip cosmological models which describe the accelerated expansion of the Universe free from singularities of the future. The models are constructed in the Gauss — Bonnet modified of gravity.

Keywords: cosmology, accelerated expansion, singularity of the future, Gauss-Bonnet gravity.

Недавние астрономические наблюдения показали, что современная Вселенная расширяется с ускорением [8]. Ускоренное расширение обеспечивает так называемая темная энергия, которая составляет более чем 70% всей энергии во Вселенной. Происхождение темной энергии не ясно, существуют различные модели, например: скалярные, спинорные, (не-)абелевы векторные теории, модели с космологической постоянной, с идеальной жидкостью со сложным уравнением состояния, модели с высшими производными и т. д. На сегодняшний момент нельзя однозначно выбрать одну из них, поскольку космологические параметры определены с недостаточной точностью. Даже их современные значения имеют погрешность в 3–5%. Однако подобные модели приводят к возникновению дополнительных компонент — инфлатонов, темной материи и т. д. В связи с этим возникает вопрос об их ненаблюдаемости и взаимодействии с обычной материей. Поэтому сценарии, свобод-