

УДК 535.564

А.-В.В. Цакаев, В.П. Кочерешко

ЭФФЕКТЫ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ ЭКСИТОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ СЕЛЕНИДА ЦИНКА

A.-V.V. Tsakaev¹, V.P. Kochereshko^{1,2}

¹St. Petersburg State University,
7 – 9 Universitetskaya Emb., St. Petersburg, 199034, Russia.

²A.F. Ioffe Physical-Technical Institute,
26 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

EFFECTS OF EXITON SPATIAL DISPERSION IN ZINC SELENIDE QUANTUM WELLS

В данной работе по спектрам наклонного отражения света обнаружено и исследовано явление естественной оптической активности в гетероструктуре с одиночной квантовой ямой ZnSe/ZnSSeMg.

ГИРОТРОПИЯ, ЕСТЕСТВЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ, ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИСПЕРСИЯ.

The phenomenon of the natural optical activity has been found and studied in ZnSe/ZnSSeMg single quantum well using reflectivity spectra at oblique light incidence.

GYROTROPY, NATURAL OPTICAL ACTIVITY, SPATIAL DISPERSION.

Гиротропией называют явление поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного света при его прохождении через кристалл, причем знак поворота меняется при изменении направления распространения на противоположное [1–4]. Не все кристаллы являются гиротропными, в частности, таковыми не являются кубические кристаллы с симметрией T_d [1]. Однако в неоднородной негиротропной среде гиротропия может неожиданно проявиться. Простейшим примером неоднородной среды является полубесконечная среда, например гетеропереход. В полубесконечной среде, даже составленной из изотропных сред, возможно проявление гиротропии. Причина этого состоит в том, что полубесконечная среда не может иметь центра инверсии. Появление гиротропии в оптически однородной, изотропной, полубесконечной среде аналогично появлению линейного по волновому вектору расщеплению зоны про-

водимости вблизи гетероперехода, предсказанному Рашбой [5]. Эффект Рашбы для электронов подробно изучался в полупроводниках. Однако для света подобные эффекты до сих пор не наблюдались.

Структура ZnSe. Многие полупроводниковые соединения классов $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ имеют структуру цинковой обманки (класс T_d). К таким соединениям относится и селенид цинка ZnSe. Данная структура представляет собой гранцентрированную кубическую решетку с базисом из двух атомов разного сорта, сдвинутых друг относительно друга на четверть пространственной диагонали куба. Если в структуре заменить все атомы на одинаковые, то будет получена структура алмаза, характерная для кремния и германия.

Структура обладает полной симметрией тетраэдра, которая включает следующие элементы:

четыре оси третьего порядка C_3 (про-



пространственные диагонали куба);

шесть плоскостей отражения (в каждой плоскости лежат две оси C_3);

три оси второго порядка C_2 (проходят через центр куба параллельно ребрам);

три зеркально-поворотных оси S_4 (совпадают с C_2);

Важной особенностью, которая отличает симметрию тетраэдра T_d от полной симметрии куба O_h , является отсутствие в тетраэдре центра инверсии. Благодаря этому в структуре цинковой обманки разрешены эффекты, описываемые тензорами третьего ранга, в том числе любые эффекты зависимости тензора диэлектрической проницаемости от волнового вектора света (пространственная дисперсия) или от напряженности постоянного электрического поля (электрооптический эффект Поккельса).

Гиротропные и негиротропные среды. Из симметрии тензора диэлектрической проницаемости по отношению к обращению времени следует равенство:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_{ji}(-\mathbf{k}, \omega). \quad (1)$$

Это условие означает, что при изменении направления движения всех частиц на обратное они будут двигаться в обратном направлении по своим прежним траекториям.

В зависимости от конкретных свойств пространственной симметрии среды, могут встретиться два случая.

1. В среде имеется центр симметрии. В этом случае направления \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ эквивалентны, т. е. для всех \mathbf{k} и ω справедливо равенство:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_{ij}(-\mathbf{k}, \omega). \quad (2)$$

Соотношения симметрии (1) и (2) в этом случае означают, что тензор $\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ является симметричным по индексам i и j для любых \mathbf{k} и ω :

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_{ji}(\mathbf{k}, \omega).$$

Такая среда называется негиротропной.

2. В среде имеется хотя бы одно направление, неэквивалентное противоположному направлению, тогда соотношение (2) не выполняется:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) \neq \varepsilon_{ij}(-\mathbf{k}, \omega). \quad (3)$$

Вместе с соотношениями симметрии (1) это означает, что в такой среде тензор $\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ будет несимметричным:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) \neq \varepsilon_{ji}(\mathbf{k}, \omega).$$

Среда в этом случае называется гиротропной.

Согласно неравенству (3), гиротропной может быть только среда без центра симметрии. Обратное утверждение, вообще говоря, неверно: не всякая среда без центра симметрии является гиротропной, так как соотношение (2) может выполняться ввиду наличия других элементов симметрии.

При отсутствии пространственной дисперсии симметричность тензора диэлектрической проницаемости автоматически следует из соотношений симметрии (1), и такая среда всегда негиротропна. Другими словами, гиротропией могут обладать лишь среды с пространственной дисперсией.

Естественная оптическая активность. Величина пространственной дисперсии определяется отношением характерного радиуса межатомного взаимодействия a (a – порядка постоянной решетки) и длины волны излучения λ . Данное отношение в оптическом диапазоне мало (порядка $10^{-2} - 10^{-3}$), что говорит о малости влияния пространственной дисперсии на оптические свойства среды по сравнению с частотной дисперсией. В этом случае в разложении тензора $\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ по степеням волнового вектора можно ограничиться лишь линейными членами:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_{ij}^0(\omega) + i\gamma_{ijl}k_l,$$

где $\varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon_{ij}^0(0, \omega)$; γ_{ijl} – некоторый тензор третьего ранга, зависящий от частоты.

Из соотношения симметрии (1) следует, что тензор γ_{ijl} антисимметричен по первым двум индексам:

$$\gamma_{ijl}(\omega) = -\gamma_{jil}(\omega).$$

Мы будем рассматривать именно этот случай малой пространственной дисперсии, линейной по волновому вектору. Из-за своей малости пространственная дисперсия представляет интерес в первую очередь в тех случаях, когда ее наличие приводит к качественно новым явлениям.

Рассмотрим для простоты случай изо-

тропной среды, или кубического кристалла. В этих случаях справедливы равенства:

$$\varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon(\omega)\delta_{ij}; \quad \gamma_{ijl}(\omega) = \gamma(\omega)e_{ijl},$$

где e_{ijl} — единичный, полностью антисимметричный тензор (тензор Леви — Чивита).

Для тензора $\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ тогда имеем равенство

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon(\omega)\delta_{ij} + i\gamma(\omega)e_{ijl}k_l.$$

Для наглядности выпишем компоненты тензора $\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ в системе координат с осью z , направленной вдоль вектора \mathbf{k} :

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\gamma k & 0 \\ -i\gamma k & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}.$$

Такая структура тензора диэлектрической проницаемости характерна именно для гиротропной среды и проявляется в определенных эффектах, специфичных для таких сред.

Постановка задачи

В объемном кубическом кристалле симметрии T_d тензор диэлектрической проницаемости диагонален:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix},$$

т. е. в кристаллах симметрии T_d гиротропия отсутствует.

В квантовой яме симметрия понижена до D_{2d} , и в этом случае тензор диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\bar{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \bar{\varepsilon}(\omega) + \gamma \begin{pmatrix} 0 & 0 & ik_y \\ 0 & 0 & ik_x \\ -ik_y & -ik_x & 0 \end{pmatrix}; \quad (4)$$

$$\bar{\varepsilon}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z(\omega) \end{pmatrix}.$$

Таким образом, в структуре с квантовой ямой можно наблюдать явление гиротропии. Как видно из выражения (4), гиротропия будет проявляться как смешивание поперечных и продольных электромагнитных волн. Следовательно, это явление можно

наблюдать только при наклонном падении света. Экситон, благодаря его резонансному вкладу в диэлектрическую проницаемость, позволяет значительно усилить наблюдаемое явление. Возникновение гиротропии в квантовых ямах недавно было предсказано теоретически [6].

Эксперимент

Были исследованы спектры отражения от гетероструктуры с квантовой ямой ZnSe/ZnSSeMg шириной 10 нм, выращенной в направлении (100). Образцы были изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Спектры отражения регистрировались при наклонном падении света, под углами от 30 до 60 град в S - и P -поляризациях (в S -поляризации вектор поляризации перпендикулярен к плоскости падения, т. е. плоскости, проходящей через луч и нормаль к поверхности; в P -поляризации вектор поляризации лежит в плоскости падения). Угол падения контролировался с точностью до 0,5 град. Особое внимание уделялось расходимости пучков. С помощью диафрагм все пучки коллимировались до диаметра 5 мм. В результате расходимость падающего и отраженного пучков не превышала 0,5 град. Схема установки для исследования спектров наклонного отражения приведена на рис. 1.

Пучок света от источника И1, пройдя через линзы Л1 и Л2 и диафрагму-щель 9, попадает в криостат 1, где отражается от образца, и через систему линз Л3 и Л4 фокусируется на входной щели монохроматора 2 (Bx).

Двойной монохроматор 2 (ДФС-24), работающий в диапазоне 400–850 нм, выделяет из светового пучка излучение с определенной длиной волны. Использование двух дифракционных решеток позволяет увеличить дисперсию и сократить количество проходящего через систему рассеянного света.

Ширина щелей монохроматора выбирается таким образом, чтобы спектральная ширина выходного пучка составляла примерно 0,1 нм, с таким же шагом по длине волны снимается спектр.

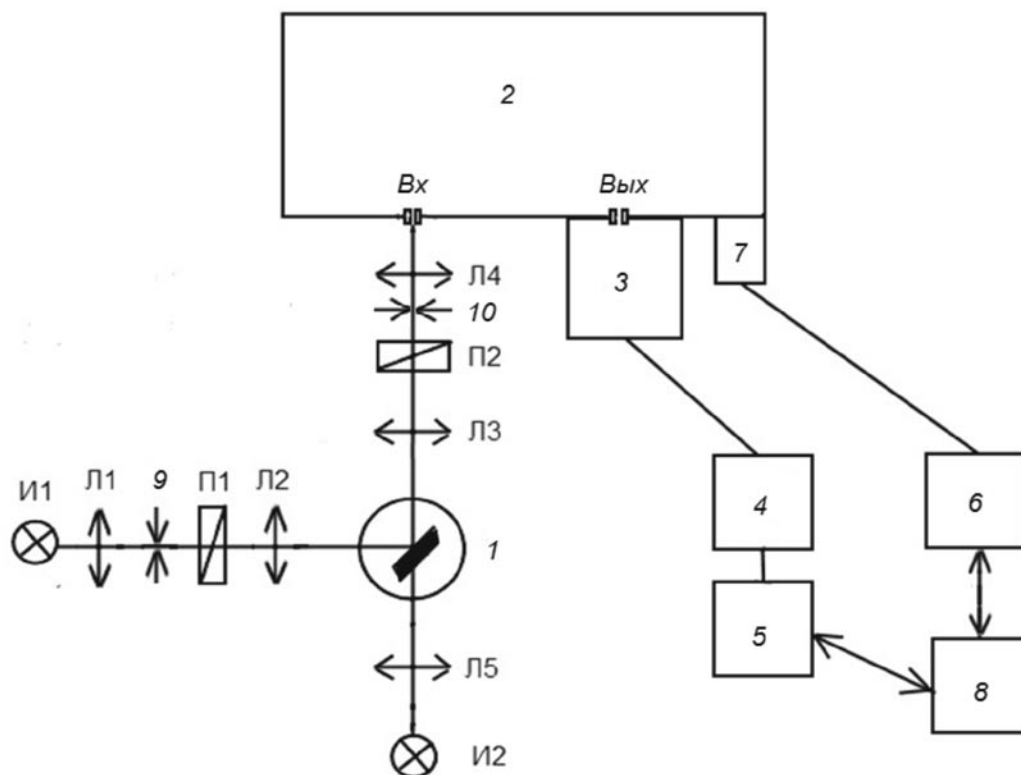


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – оптический криостат с образцом; 2 – монохроматор (*Вх*, *Вых* – входная и выходная щели);
 3 – фотоэлектронный умножитель; 4 – усилитель, формирователь импульсов; 5 – счетчик импульсов;
 6 – блок управления шаговым двигателем; 7 – шаговый двигатель, синхронно поворачивающий обе дифракционные решетки; 8 – компьютер; 9, 10 – диафрагмы; И1, И2 – лампы накаливания; Л1 – Л5 – линзы;
 П1, П2 – линейные пленочные поляризаторы

Перемотка спектра осуществляется с помощью управляемого компьютером униполярного шагового двигателя, вращающего дифракционные решетки относительно общего центра.

12-каскадный Sb-K-Na-Cs фотоэлектронный умножитель ФЭУ-79 (3) преобразует вышедший из монохроматора свет в импульсный электрический сигнал, который после усиления поступает на счетчик импульсов 5, соединенный с компьютером.

Для корректной работы ФЭУ (один электрический импульс на один входящий фотон) необходимо ограничивать падающий световой поток: требуется, чтобы среднее время между приходом двух фотонов было много больше длительности импульса (времени нарастания лавины, т. е. порядка десятков наносекунд). Достаточным является ограничение порядка 10^5 фотон/с.

Ограничение светового потока достигается с помощью регулирования ширины щели *Вх*, а также диафрагм на линзах Л2 и Л4.

Лампа И2 и линза Л5 служат для юстировки оптической оси и во время снятия спектра не используются.

Все линзы расположены относительно соответствующих источников на двойном фокусном расстоянии; таким образом изображение спирали лампы И1 проецируется в натуральную величину и на образце, и на входной щели монохроматора.

Спектры отражения исследуемых структур снимались при наклонном падении в условиях, когда на образец падал свет, линейно поляризованный точно в *S*- или *P*-поляризациях, а сигнал регистрировался либо в той же, либо в ортогональной поляризации.

Результаты и обсуждение

На рис. 2, *a* представлен спектр отражения (кривая 1), снятый при угле падения 45 град, в параллельных поляризаторах, в *P*-поляризации, перпендикулярной кристаллографическому направлению (100), при $T = 77$ К. В спектре видны две яркие линии отражения на длинах волн 438,5 нм и 441,0 нм. Эти линии связаны с возбуждением тяжелого и легкого экситонов в квантовой яме, соответственно. Интенсивности этих линий относятся как 1 : 3, в соответствии с нормировкой волновых функций для тяжелой и легкой дырок.

Кривая 2 на рис. 2, *a* представляет спектр отражения, снятый в скрещенных поляризаторах. Падающий пучок был линейно поляризован в *P*-поляризации, а анализировался свет в *S*-поляризации. Как видно из рисунка, энергетическое положение линий тяжелого и легкого экситонов осталось прежним, однако форма контура отражения и соотношение интенсивностей линий заметно изменились. Теперь вместо «дифференциального» контура отражения в спектре наблюдается «максимум» как для тяжелого, так и для легкого экситонов. Амплитуды линий стали почти одинаковыми.

На рис. 2, *б* представлены аналогичные спектры для того же образца, повер-

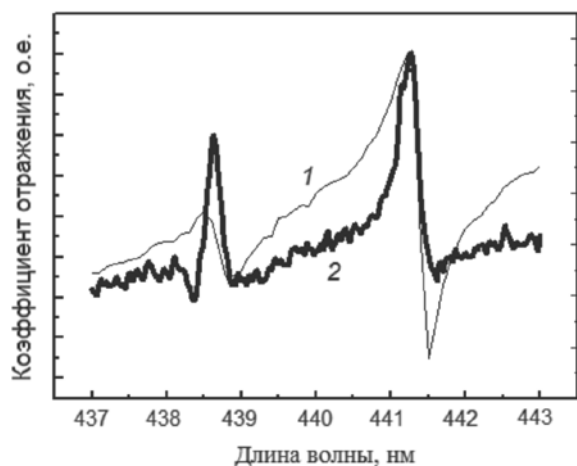
нутого вокруг оси роста на 90 град. В этом случае падающий пучок был поляризован вдоль кристаллографического направления (010). Энергетическое положение всех линий осталось таким же, как на рис. 2, *a*. Форма линии отражения тяжелого экситона также осталась прежней, но контур отражения легкого экситона «перевернулся». Линия отражения легкого экситона вместо «максимума» превратилась в «минимум». Отношение амплитуд линий легкого и тяжелого экситонов осталось таким же, как на спектре, приведенном на рис. 2, *a*.

Если падающий на образец свет был линейно поляризован точно в *S*- или *P*-поляризации, а регистрировался сигнал в ортогональной поляризации, то для изотропной среды отраженный сигнал должен отсутствовать. Линейно-поляризованный свет может проходить через систему скрещенных поляризаторов, ориентированных вдоль *S*- или *P*-осей только благодаря двум причинам:

во-первых, – двулучепреломлению, т. е. преобразованию линейной поляризации света в круговую (или в общем случае в эллиптическую);

во-вторых, – гиротропии, т. е. повороту плоскости поляризации плоскополяризованного света.

a)



б)

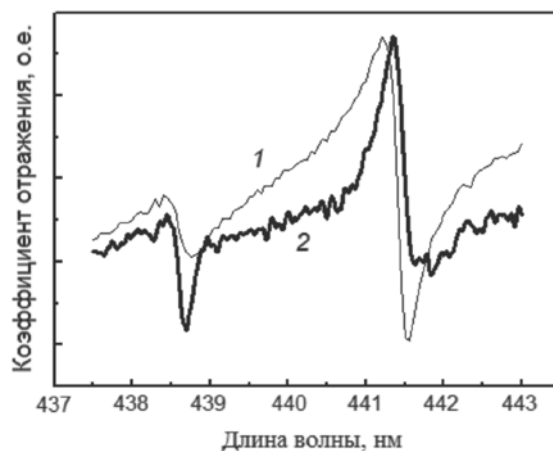


Рис. 2. Спектры отражения света, полученные при угле падения 45 град, в параллельных (кривые 1) и в скрещенных (кривые 2) поляризаторах от квантовой ямы ZnSe/ZnSSeMg при $T = 77$ К. Падающий свет поляризован либо вдоль кристаллографического направления (100) (*a*), либо вдоль (010) (*б*)

Для гетероструктуры с квантовой ямой на основе ZnSe/ZnSSeMg могут иметь место оба эти случая.

Явление двулучепреломления в структурах с квантовыми ямами подробно исследовалось в серии работ [7, 8]. Было показано, что это явление вызвано понижением симметрий интерфейсов по сравнению с объемом из-за преимущественного направления химических связей на интерфейсе вдоль направлений (110) или (1–10). Таким образом, благодаря анизотропии интерфейсов структура с квантовой ямой представляет собой одноосную диэлектрическую среду с оптической осью вдоль направления (110) или (1–10).

Такая оптическая анизотропия, связанная с направлением химических связей, не носит резонансного характера и имеет место в очень широкой области спектра [9]. Если на такую среду падает световой пучок, линейно поляризованный вдоль осей (100) или (010), то отраженный пучок должен быть поляризован эллиптически с циркулярной компонентой, поляризованной по правому или левому кругу соответственно. В этом случае в скрещенных поляризаторах появится сигнал, интенсивность которого будет одинаковой вне зависимости от направления поляризации падающего света – вдоль оси (100) или вдоль оси (010). Различие может касаться только фазы отраженного света. Она, очевидно, меняет знак для правой ($X + iY$) и левой ($X - iY$) циркулярных поляризаций.

При наличии гиротропии отраженный линейно-поляризованный свет также приобретает круговую поляризацию. Однако в этом случае, согласно формулам (4), знак поляризации не зависит от поворота образца, а полностью определяется направлением волнового вектора: вдоль какой-либо из осей или в противоположном направле-

нии. Наличие гиротропии связано с зонной структурой исследуемого кристалла, а именно с отсутствием у него центра инверсии и появлением линейных по волновому вектору слагаемых в дисперсии экситона, в результате чего гиротропия носит резонансный характер.

Таким образом, наблюдаемый нами в скрещенных поляризаторах сигнал обусловлен как двулучепреломлением, так и естественной оптической активностью. Эти два сигнала, будучи когерентными, интерферируют между собой. В результате такой интерференции они либо складываются, как это видно из рис. 2, а, либо вычитаются (рис. 2, б).

Почти во всех учебниках по оптике сказано, что в квантовой яме гиротропии быть не может. Более того, это утверждение является отличительным свойством гиротропии от других оптических явлений. В объемном кубическом кристалле симметрии T_d гиротропия также отсутствует. Однако если изготовить квантовую яму на основе кубического полупроводника, то оказывается, что гиротропию можно наблюдать.

В данной работе впервые экспериментально наблюдалось явление гиротропии в структуре с квантовой ямой на основе полупроводника ZnSe. Это явление связано со смешиванием поперечного и продольного состояний экситона, поэтому его можно наблюдать только при наклонном падении света. Из полученных экспериментально спектров можно определить значение компонент тензора диэлектрической проницаемости, ответственных за это явление.

Работа получила частичную финансовую поддержку грантов РФФИ №11-02-00547-а, Программы отделения физических наук РАН, гранта СПбГУ № 11.37.646.2013 и гранта Минобрнауки РФ № 11.G34.31.0067.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агранович, В.М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов [Текст] / В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. – М.: Наука, 1965. – 376 с.
2. Памятных, Е.А. Основы электродинамики материальных сред в переменных и неоднородных полях [Текст] / Е.А. Памятных,

Е.А. Туров. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит-ры, 2000. – 240 с.

3. Борн, М. Основы оптики [Текст] / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит-ры, 1973. – 713 с.

4. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика [Текст]: в 10 тт. Т. 8. Электродинамика сплошных сред /

Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. — М.: Наука, 1982. — Т. 8. — 624 с.

5. **Bychkov, Yu.A.** Effect of k -linear terms on electronic properties of 2D systems [Text] / Yu.A. Bychkov, I.E. Rashba // Proc. 17th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors. San Francisco, CA, USA, 1984. 08.06. — Ed. by J.D. Chadi, W.A. Harrison. Springer-Verlag, 1984. — P. 321–324.

6. **Golub, L.E.** Gyrotropy and magneto-spatial dispersion effects at intersubband transitions in quantum wells [Text] / L.E. Golub // Europhys. Lett. — 2012. — Vol. 98. — № 5. — 54005 p.

7. **Гуревич, А.С.** Анизотропия оптических констант гетероструктур ZnSe/BeTe без общего атома на интерфейсах [Текст] / А.С. Гуревич,

В.П. Кочерешко, А.В. Платонов [и др.] // Физика твердого тела. — 2004. — Т. 46. — Вып. 4. — С. 759–766.

8. **Kochereshko, V.P.** Optical anisotropy of cubic crystals, from bulk to quantum dots [Text] / V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Gurevich // Journal of Luminescence. — 2007. — Vol. 125. — № 1-2. — P. 133–146.

9. **Platonov, A.V.** Elliptically polarized luminescence of spin-oriented carriers recombining at anisotropic type-II interface in ZnSe/BeTe quantum wells [Text] / A.V. Platonov, D.R. Yakovlev, W. Ossau, V.P. Kochereshko [et al.] // Phys. Status Solidi. B. — 2002. — Vol. 229. — № 2. — P. 689–694.

REFERENCES

1. **Agranovich V.M., Ginzburg V.L.** Kristallooptika s uchetom prostranstvennoi dispersii i teorii eksitonov. — Moscow: Nauka, 1965. — 376 s. (rus)

2. **Pamiatnykh E.A., Turov E.A.** Osnovy elektrodinamiki material'nykh sred v peremennykh i neodnorodnykh poliakh. — Moscow: Nauka. — 240 s. (rus)

3. **Born M., Vol'f E.** Osnovy optiki. — Moscow: Nauka, 1973. — 713 s. (rus)

4. **Landau L.D., Lifshitz E.M.** Theoretical physics. Electrodynamics of Continuous Media. — Moscow: Nauka, 1982. — Т. 8. — 624 s. (rus)

5. **Bychkov Yu.A., Rashba I.E.** Effect of k -linear terms on electronic properties of 2D systems. Proc. 17th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors. San Francisco, CA, USA, 1984. 08.06. Ed. by J.D. Chadi, W.A. Harrison. — Springer-Verlag, 1984. — P. 321–324.

6. **Golub L.E.** Gyrotropy and magneto-spatial dispersion effects at intersubband transitions in quantum wells. Europhys. Lett. — 2012. — Vol. 98. — № 5. — 54005 p.

7. **Gurevich A.S., Kochereshko V.P., Platonov A.V.** Anizotropiia opticheskikh konstant geterostuktur ZnSeBeTe bez obshchego atoma na interfeisakh. Solid State Physics. — 2004. — Т. 46. — № 4. — S. 759–766. (rus)

8. **Kochereshko V.P., Platonov A.V., Gurevich A.S. et al.** Optical anisotropy of cubic crystals, from bulk to quantum dots. Journal of Luminescence. — 2007. — Vol. 125. — № 1-2. — P. 133–146.

9. **Platonov A.V., Yakovlev D.R., Ossau W., Kochereshko V.P. et al.** Elliptically polarized luminescence of spin-oriented carriers recombining at anisotropic type-II interface in ZnSeBeTe quantum wells. Phys. Status Solidi. B. — 2002. — Vol. 229. — № 2. — P. 689–694.

КОЧЕРЕШКО Владимир Петрович — доктор физико-математических наук, руководитель группы магнитооптики полупроводниковых наноструктур в лаборатории Каплянского ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru.

ЦАКАЕВ Абдул-Вахаб Валидович — студент физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета. 199034, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9
abdul-vahab91@mail.ru