

Перенормировка запрещенной зоны в сильно фотовозбужденных структурах типа II ZnSe/BeTe

© С.В. Зайцев[¶], Д.Р. Яковлев*, А. Вагг⁺

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

* Experimentelle Physik II, University of Dortmund,
D-44227 Dortmund, Germany

⁺ Institute of Semiconductor Technology, Braunschweig Technical University,
D-38106 Braunschweig, Germany

(Получена 17 марта 2008 г. Принята к печати 27 марта 2008 г.)

В гетероструктурах типа II ZnSe/BeTe обнаружен значительный (> 0.1 эВ) красный сдвиг края межзонной рекомбинации в слоях ZnSe при высоких плотностях пространственно разделенных фотовозбужденных электронов и дырок $\sim 10^{13}$ см⁻². Наблюдаемая величина перенормировки запрещенной зоны превосходит значения, предсказываемые многочастичной теорией для случая плотных электронно-дырочных систем типа I при одинаковых концентрациях двумерных носителей. Численные расчеты показали существенное влияние макроскопических электрических полей, индуцируемых разделенными зарядами, на энергию прямого перехода в структуре типа II, что приводит к дополнительному уменьшению энергии перехода. В широких структурах с толщиной слоя ZnSe $\gtrsim 15$ нм происходит ослабление эффекта перенормировки, что связывается с неполным пространственным разделением фотовозбужденных носителей в условиях сильного изгиба зон и ослаблением влияния электрических полей.

PACS: 73.21.Cd, 73.61.Ga, 78.67.-n

1. Введение

Влияние высокой плотности фотовозбужденных носителей (электронно-дырочной плазмы) на оптические свойства полупроводников интенсивно исследовалось как в объемных материалах (3D) [1], так и в квазидвумерных структурах [2]. Было установлено и детально изучено, что обменно-корреляционные эффекты в плотной плазме приводят к существенной перенормировке ширины запрещенной зоны, а в случае непрямозонных полупроводников (Si, Ge) — к возникновению электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ). В то время как в 3D случае детали зонной структуры оказываются несущественными для величины перенормировки, которая описывается универсальной зависимостью от плотности [3], в 2D-гетероструктурах наблюдается разная зависимость для различных подзон размерного квантования [4], что объясняется более сложной структурой волновых функций носителей при понижении размерности системы. Недавно сообщалось об обнаружении ЭДЖ в гетероструктурах Si_{1-x}Ge_x/Si [5]. Были определены плотность и энергия связи ЭДЖ, которые из-за наличия внутренних напряжений оказались существенно меньше, чем у ЭДЖ в объемном монокристалле твердого раствора такого же состава.

В структурах типа II минимумы энергии для электронов и дырок лежат в соседних слоях, в силу чего быстрая релаксация фотовозбужденных носителей сопровождается пространственным разделением электронов и дырок [6]. В случае большой величины разрыва зон это позволяет реализовать систему с разделенными

слоями электронов и дырок с плотностью $n > 10^{13}$ см⁻² в условиях сильного фотовозбуждения. Электрические поля, индуцируемые плотными электронно-дырочными слоями в таких структурах, сильно модифицируют структуру энергетических уровней и энергии межзонных оптических переходов, что наблюдалось в эксперименте для пространственно непрямых переходов [7,8]. В то время как обменно-корреляционные эффекты в структурах типа I всегда приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны E_g [4], расчеты показывают, что в структурах типа II возможно изменение любого знака в зависимости от соотношения параметров [9,10]. Немногочисленные имеющиеся экспериментальные данные для пространственно прямых переходов в структурах типа II GaAs/AlAs демонстрируют перенормировку E_g , сравнимую с наблюдаемой в структурах типа I [7]. В то же время поведение прямых переходов для гетероструктур на основе широкозонных II-VI полупроводников при высоких n в настоящее время изучено недостаточно, что и является целью данной работы.

2. Эксперимент

Сверхрешетки (СР) на основе ZnSe/BeTe являются гетероструктурами типа II с большой величиной локализирующего потенциала для электронов в слое ZnSe ($\gtrsim 2.0$ эВ) и для дырок ($\simeq 0.8$ эВ), минимум энергии которых находится в слое BeTe [11] (рис. 1). E_g в ZnSe составляет ~ 2.8 эВ, тогда как в BeTe существенно больше — $E_g \approx 4.5$ эВ [12]. Сильное различие в величине E_g позволяет при фотовозбуждении генерировать

[¶] E-mail: szaitsev@issp.ac.ru

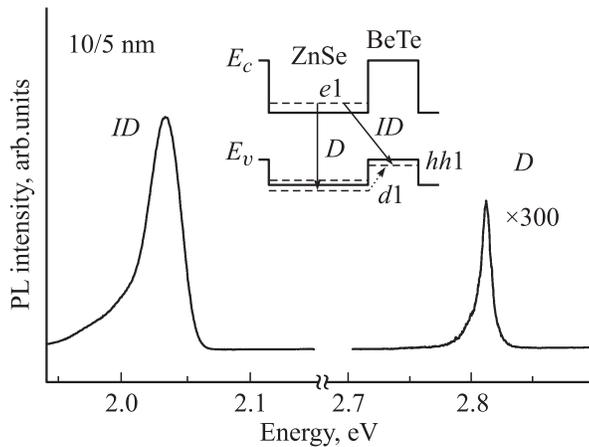


Рис. 1. Стационарный спектр ФЛ при возбуждении He-Cd-лазеров при $T = 5$ К. На вставке — зонная схема гетероструктур второго типа ZnSe/BeTe. Стрелками отмечены пространственно прямые D и непрямые ID оптические переходы.

электроны и дырки только в слое ZnSe. Затем при последующей релаксации дырок происходит их рассеяние из ZnSe в слой BeTe. Непрямые в пространстве оптические переходы (ID , рис. 1), отвечающие излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов в слое ZnSe и дырок в слое BeTe, находятся в спектральной области ~ 2.0 эВ [13] при низких уровнях фотовозбуждения (рис. 1). Излучательная рекомбинация фотовозбужденных электронов и дырок в слое ZnSe, отвечающая прямым в пространстве оптическим переходам (D , рис. 1), находится в области энергий ~ 2.8 эВ, соответствующей энергетической щели в ZnSe.

Исследованные СР были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (001) [11] и состояли из чередующихся слоев ZnSe и BeTe: cb29 — (7.2/4) \times 60, cb1507 — (10/5) \times 5, cb1506 — (15/7.5) \times 5 и cb1508 — (20/10) \times 5 (первой цифрой указана толщина слоя ZnSe, второй — BeTe в нм, затем число периодов). В дальнейшем структуры будут упоминаться как 7.2/4, 10/5, 15/7.5 и 20/10 соответственно. Соотношение толщин слоев $\simeq 2:1$ выбрано для взаимной компенсации упругих напряжений, имеющих противоположные знаки в соседних слоях ZnSe и BeTe [11].

Образцы находились в парах гелия в оптическом криостате с температурой, регулируемой в диапазоне $T = 4.5\text{--}300$ К. Возбуждение фотолюминесценции (ФЛ) осуществлялось с помощью импульсного N_2 -лазера ($h\nu = 3.68$ эВ, длительность импульса ~ 10 нс, мощность в импульсе ~ 100 кВт, частота импульсов 100 Гц). Плотность лазерного возбуждения в импульсе P варьировалась от 0.3 до 700 кВт/см². Время-разрешенные спектры ФЛ регистрировались на спектрометре с разрешением ~ 1 мэВ, оснащенный быстрым фотоумножителем (разрешение ~ 1.5 нс).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены спектры ФЛ в максимуме лазерного импульса для всех СР при различных плотностях лазерного возбуждения и низкой температуре $T = 5$ К. Видно, что с увеличением накачки в спектрах ФЛ происходит сильный сдвиг спектральной полосы, отвечающей ID -переходам, в сторону высоких энергий, при этом интегральная интенсивность ФЛ также существенно возрастает во всех структурах. Прямые переходы демонстрируют более сложное поведение: в структурах 7.2/4 и 10/5 (рис. 2, *a, b*) они сильно уширяются, при этом красный край полосы сильно сдвигается в сторону низких энергий, на величину более 0.1 эВ. Новый пик при ~ 2.87 эВ, возникающий в структуре 10/5 на высокоэнергетическом краю полосы D при $P \geq 200$ кВт/см², соответствует излучательной рекомбинации электронов, заполняющих 3-й уровень, и дырок на 1-м уровне при достигнутых $n > 8 \cdot 10^{12}$ см⁻², что подтверждается приводимыми далее расчетами. Сильный красный сдвиг полосы D свидетельствует о сильной перенормировке

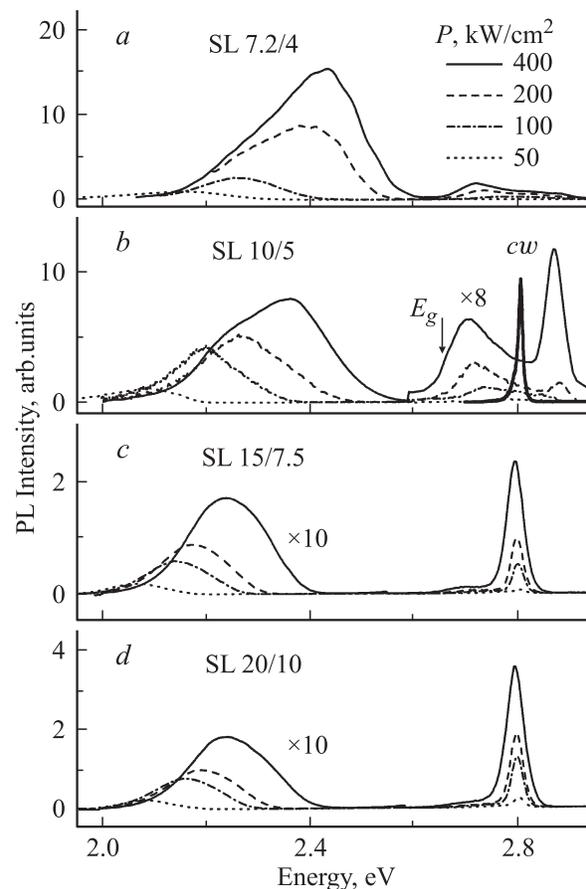


Рис. 2. Время-разрешенные спектры ФЛ в максимуме лазерного импульса в СР ZnSe/BeTe: *a* — 7.2/4, *b* — 10/5, *c* — 15/7.5 и *d* — 20/10 при различных уровнях плотности лазерной накачки (подписано на рисунке) при $T = 5$ К. Жирной линией на рис. *b* показана полоса прямого перехода D для СР 10/5 при низком уровне cw возбуждения (не в масштабе).

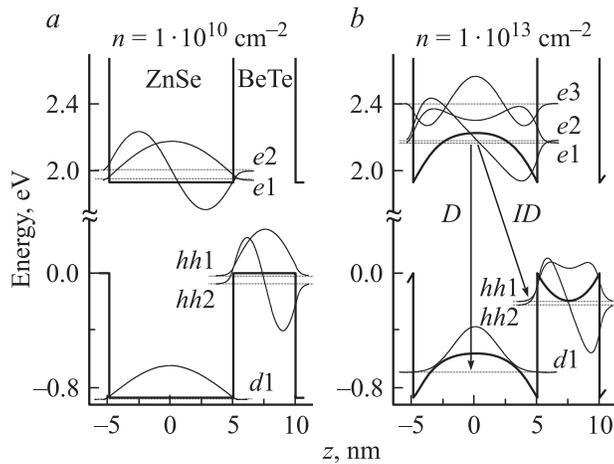


Рис. 3. Зонные схемы гетероструктуры ZnSe/BeTe (10/5 нм) \times 5, рассчитанные при двух значениях плотности носителей: *a* — $n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и *b* — $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Штриховые линии — положение уровней электронов $e1$, $e2$ и дырок $hh1$, $hh2$, а также надбарьерных уровней дырок $d1$; сплошные тонкие линии — соответствующие этим уровням огибающие волновых функций.

E_g , определяющей низкоэнергетический край полосы прямого перехода (как отмечено на рис. 2, *b*). В то же время в широких структурах 15/7.5 и 20/10 не наблюдается заметного сдвига линии прямого перехода, который в структуре 15/7.5 составляет менее 30 мэВ и еще меньшую величину в структуре 20/10 (рис. 2, *c, d*).

Переходя к обсуждению полученных результатов, следует отметить, что интенсивность полосы не прямых переходов в узких структурах (с толщиной слоя ZnSe $L_{\text{ZnSe}} < 15$ нм) значительно превосходит интенсивность прямых переходов. Это означает, в частности, что при $L_{\text{ZnSe}} \lesssim 10$ нм время релаксации τ_{rel} фотовозбужденных дырок из ZnSe в слой BeTe меньше времени рекомбинации τ_R в ZnSe (~ 100 пс), что было продемонстрировано в работе [14] для случая низких накачек. В результате излучательная рекомбинация в узких структурах преимущественно является пространственно не прямой, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2). Глубокие потенциальные ямы в СП ZnSe/BeTe приводят к слабому перекрытию волновых функций электронов и дырок, расположенных в соседних слоях, что в свою очередь приводит к длинным временам непрямого перехода ~ 10 – 100 нс [8]. Электрические поля, индуцируемые пространственно разделенными зарядами, в свою очередь приводят к изгибу зон, как это продемонстрировано расчетом для СП 10/5 на рис. 3, *b*. Расчет производился путем итерационного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона с учетом конечного заполнения уровней при высокой концентрации n пространственно разделенных носителей. Детали расчетов приведены в работах [8,15]. На рис. 4, *a* приведены рассчитанные зависимости основного состояния электронов $e1$ и тяжелых дырок (далее просто дырок)

$hh1$, а также надбарьерных дырок $d1$ (локализованных преимущественно в слое ZnSe) от n для СП 10/5. Из рис. 4, *a* видно, что с ростом n происходит сильный сдвиг в сторону высоких энергий размерного квантования носителей и, как следствие, изменение энергии межзонных оптических переходов (рис. 4, *b*), что и наблюдается в эксперименте как гигантский фиолетовый сдвиг полосы непрямого перехода (рис. 2).

Расчеты показывают, что зависимости энергии непрямого перехода $e1$ – $hh1$ совпадают с точностью лучше 20 мэВ во всех структурах при $n > 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4, *b*). Сравнение с расчетом позволяет оценить n при максимальном уровне P из сдвига полосы ID , который составляет ~ 200 мэВ в узких структурах (7.2/4 и 10/5) и ~ 150 мэВ в широких структурах (рис. 2), что дает значения $n \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Эти значения согласуются со значениями n , полученными из полуширины линий ID (150–200 мэВ) и известных значений эффективных масс носителей в ZnSe [16], поскольку полуширина ID отражает сумму

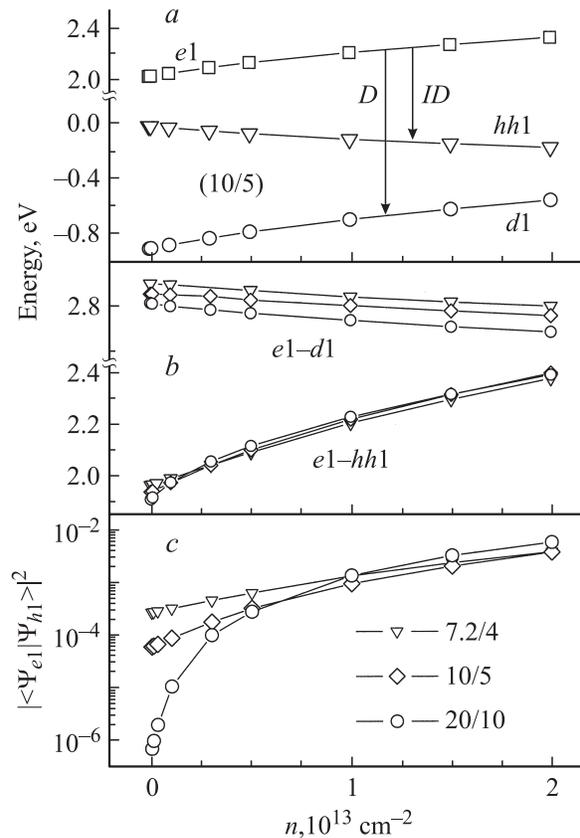


Рис. 4. *a* — расчетная зависимость положения первых уровней для электронов в слое ZnSe ($e1$), дырок в слое BeTe ($hh1$), а также надбарьерных уровней дырок в слое ZnSe ($d1$) от плотности носителей n для СП ZnSe/BeTe 10/5; *b* — расчетная зависимость энергии пространственно прямых $e1$ – $d1$ и не прямых $e1$ – $hh1$ оптических переходов от плотности носителей n в структурах ZnSe/BeTe 7.2/4, 10/5 и 20/10 (подписано на рисунке); *c* — квадраты интегралов перекрытия волновых функций электронов и дырок в состояниях $e1$ и $hh1$.

энергий Ферми электронов и дырок. В то же время интенсивность непрямого перехода, пропорциональная квадрату интеграла перекрытия волновых функций электронов и дырок в узком интервале (~ 2 монослоя) на границе слоев, резко падает с ростом L_{ZnSe} при низкой плотности носителей $n \leq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4, c), что позволяет объяснить слабую интенсивность полосы ID в широких структурах.

Из расчетов также следует, что изгиб зон, увеличивающийся с ростом n , приводит к значительному, почти линейному по n , уменьшению энергии прямого перехода $e1-d1$, которое достигает значений 50 и 62 мэВ для структур 10/5 и 20/10 соответственно, при $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4, b). Таким образом, уровни энергии электронов и дырок, локализованных в слоях ZnSe, по-разному сдвигаются при изменении изгиба зон, в конечном результате приводя к уменьшению энергии прямого перехода, что в эксперименте наиболее ярко наблюдается для структур 7.2/4 и 10/5 (рис. 2).

На первый взгляд, вызывает удивление отсутствие заметного сдвига линии D в структурах 15/7.5 и 20/10, менее 30 мэВ (рис. 2, c, d), в которых n , согласно оценкам по сдвигу полосы ID , всего в ~ 2 раза меньше, чем в узких структурах. В то же время, как показывает расчет, эффект смягчения E_g тем сильнее, чем больше период структуры. Наблюдаемое в широких структурах расхождение в поведении спектральных особенностей от результатов численных расчетов можно объяснить существенным увеличением степени локализации волновых функций надбарьерных дырок $d1$ в слое ZnSe и соответственно замедлением темпа пространственного разделения зарядов (ростом τ_{rel}) при увеличении L_{ZnSe} . Так, эффективная локализация надбарьерной дырки в слое ZnSe приводит к существенному росту τ_{rel} с ростом L_{ZnSe} уже при малых P (в пределе плоских зон) [14]. Эффект локализации должен усиливаться при высоких n , с увеличением изгиба зон. Как видно из рис. 3, b, для надбарьерных дырок формируется потенциальный барьер в слое ZnSe, высота которого и, следовательно, значение τ_{rel} должны возрастать с ростом n . Как показывает расчет, квазиклассическая прозрачность барьера драматически падает с ростом L_{ZnSe} при одинаковых n . В этом случае неполное разделение зарядов в широких структурах не позволяет прямо применить результаты расчетов, которые проводятся в предположении полного межслойного разделения заряда, и количественная оценка величины n по сдвигу полосы ID для структур с $L_{\text{ZnSe}} \gtrsim 15 \text{ нм}$ уже становится некорректной. На это указывает также слабая относительная интенсивность полосы ID в широких структурах (рис. 2, c, d), которая возможна только при невысоких $n < 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, согласно расчетам (рис. 4, c).

Исследования в СР типа II GaAs/AlAs показали перенормировку E_g при высоких n , аналогичную наблюдаемой в структурах типа I [7]. С другой стороны, согласно численным расчетам [17], в однокомпонентной плазме

обменно-корреляционные эффекты слабее, чем в нейтральной плазме. Высокая температура носителей, достигающая значения 200 К и выше при $n \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [4], также приводит к уменьшению перенормировки за счет многочастичных взаимодействий [18]. В связи с этим вызывает удивление исключительно большая величина перенормировки E_g , наблюдавшаяся ранее в работе [7] (более 80 мэВ при $n \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и более 100 мэВ в исследованных структурах 7.2/4 и 10/5). В структурах типа I аналогичные значения перенормировки наблюдаются только при самых высоких плотностях фотовозбужденных носителей, $\sim 60 \text{ мэВ}$ при $n \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [4,19].

На наш взгляд, для объяснения столь большого значения изменения энергетической щели необходимо учитывать влияние электрических полей, возникающих вследствие пространственного разделения зарядов. Так, приведенные выше численные расчеты для изучаемой системы ZnSe/BeTe показали различие в сдвиге уровней энергии электронов $e1$ и надбарьерных дырок $d1$, приводящее в конечном итоге к уменьшению величины энергии прямого перехода $e1-d1$ с ростом n . Причина такого различия заключается в разной величине разрыва потенциала в валентной зоне и зоне проводимости, а также эффективных масс электронов и дырок. С другой стороны, наблюдаемое в эксперименте уменьшение энергии прямых переходов превышает величины, характерные для структур типа I. Так, в структуре 10/5 максимальный наблюдаемый сдвиг красного края линии прямого оптического перехода достигает значения $\sim 150 \text{ мэВ}$, что существенно превышает рассчитанный эффект электрических полей. Только совокупный учет вкладов собственно энергетических эффектов и сдвига уровней вследствие макроскопических электрических полей позволяет объяснить столь большие значения перенормировки E_g .

Для количественной оценки величины перенормировки $E_g(n)$ в узких структурах мы воспользовались, с одной стороны, экспериментальными данными по сдвигу красного крыла полосы ID с ростом P , с другой — данными расчетов для энергии не прямых переходов $e1-hh1$ от n (рис. 4, b). Величина E_g оценивалась по полувысоте низкоэнергетического края полосы прямого перехода, как показано на рис. 2, b. В качестве $E_g(0)$ бралось значение E_g при минимальной накачке $P \approx 1 \text{ кВт/см}^2$, когда тем не менее $n \simeq 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и экситонные эффекты несущественны. Полученные таким образом экспериментальные зависимости представлены на рис. 5.

Для сравнения с экспериментальными данными мы использовали результаты расчетов перенормировки E_g в структурах типа I за счет многочастичных эффектов из работы [17], где учитывалась также конечная толщина слоев (квази-2D случай). Для пересчета результатов работы [17] использовались значения 2D радиуса Бора $a_B^{2D} = a_B^{3D}/2 \approx 2 \text{ нм}$ и энергии связи 2D-экситона $E_B^{2D} = 4 \cdot E_B^{3D} \approx 80 \text{ мэВ}$ [20]. На рис. 5 сплошной тонкой линией приведена пересчитанная теоретическая кривая

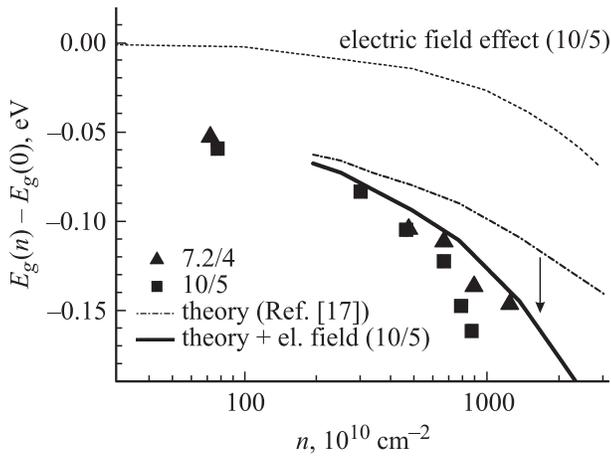


Рис. 5. Зависимости перенормировки E_g от n (символы, подписано на рисунке). Сплошная тонкая линия — пересчитанная теоретическая кривая для $L_{\text{ZnSe}} \approx 8.2$ нм ($L/a^{2D} = 4.08$ [17]). Штриховая линия — вклад электрических полей в величину перенормировки E_g для структуры 10/5. Жирная линия — сумма теоретической кривой [17] и вклада электрических полей для структуры 10/5.

для $L_{\text{ZnSe}} \approx 8.2$ нм ($L/a^{2D} = 4.08$, рис. 3, *b* из [17]) как значение, наиболее близко подходящее для узких структур, в которых перенормировка E_g наиболее сильно выражена. Влияние электрических полей на величину E_g для структуры 10/5 показано штриховой линией. Из рис. 5 видно, что суммарный учет вкладов собственно энергетических эффектов и сдвига уровней вследствие макроскопических электрических полей (жирная линия) действительно позволяет объяснить большие значения перенормировки E_g , превышающие наблюдаемые в структурах типа I.

Отметим, что наблюдаемый эффект нельзя объяснить простым температурным разогревом решетки в области фотовозбуждения и соответствующим уменьшением E_g , хотя температура носителей в плазме и может достигать 200 К [4]. Об этом свидетельствуют следующие факты: 1) примесные полосы, которые присутствуют в спектрах исследуемых структур вплоть до максимальных P , исчезают выше $T \approx 100$ К при низких P [8]; 2) перенормировка щели ~ 100 мэВ сохраняется и при высоких $T = 300$ К, когда относительный вклад перегрева существенно меньше [15]; 3) примененная импульсная методика с характерным временем лазерного импульса ~ 10 нс существенно снижает перегрев решетки по сравнению со стационарными измерениями.

4. Заключение

В структурах типа II ZnSe/BeTe, кроме гигантского фиолетового сдвига полосы непрямого оптического перехода при высоких плотностях пространственно разделенных носителей, происходит сильное смягчение энергии прямого перехода, связанное с перенор-

мировкой запрещенной зоны. Наблюдаемые значения перенормировки E_g значительно превышают значения, характерные для структур типа I. Показано, что помимо собственно энергетических эффектов для объяснения большой величины изменения E_g необходимо учитывать влияние макроскопических электрических полей, возникающих при разделении зарядов. В широких структурах с $L_{\text{ZnSe}} \geq 15$ нм наблюдается существенное ослабление эффекта сокращения E_g , что связывается с уменьшением темпа релаксации фотовозбужденных дырок из слоя ZnSe в слой BeTe с ростом L_{ZnSe} . Такое ослабление релаксации должно приводить к неполному пространственному разделению носителей за время их жизни и в конечном итоге к ослаблению влияния макроскопических электрических полей на перенормировку E_g .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты 05-02-17288 и 07-02-00980.

Список литературы

- [1] *Electron Hole Droplets in Semiconductors*, ed. by C.D. Jeffries, L.V. Keldysh (North-Holland, Amsterdam, 1983).
- [2] S. Schmitt-Rink, D.S. Chemla, D.A.B. Miller. *Adv. Phys.*, **38**, 89 (1989).
- [3] P. Vashishta, R.K. Kalia. *Phys. Rev. B*, **25**, 6492 (1982).
- [4] V.D. Kulakovskii, E. Lach, A. Forchel, D. Grützmacher. *Phys. Rev. B*, **40**, 8087 (1989).
- [5] Т.М. Бурбаев, Е.А. Бобрик, В.А. Курбатов, М.М. Рзаев, Н.Н. Сибельдин, В.А. Цветков, Ф. Шэффлер. *Письма ЖЭТФ*, **85**, 410 (2007).
- [6] J. Feldmann, R. Sattmann, E. Göbel, J. Kuhl, J. Hebling, K. Ploog, R. Muralidharan, P. Dawson, C.T. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1892 (1990).
- [7] W. Langbein, S. Hallstein, H. Kalt, R. Nötzel, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **51**, 1946 (1995).
- [8] С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский, А.А. Максимов, Д.А. Пронин, И.И. Тартаковский, Н.А. Гиппиус, Т. Литц, Ф. Фишер, А. Ваг, Д.Р. Яковлев, В. Оссау, Г. Ландвер. *Письма ЖЭТФ*, **66**, 351 (1997).
- [9] B. Binder, I. Galbraith, S.W. Koch. *Phys. Rev. B*, **44**, 3031 (1991).
- [10] P. Hawrylak. *Phys. Rev. B*, **39**, 6264 (1989).
- [11] A. Waag, F. Fisher, H.-J. Lugauer, Th. Litz, J. Laubender, U. Lunz, U. Zehnder, W. Ossau, T. Gerhardt, M. Möller, G. Landwehr. *J. Appl. Phys.*, **80**, 792 (1996).
- [12] M. Nagelstrasser, H. Dröge, H.-P. Steinrück, F. Fisher, T. Litz, A. Waag, G. Landwehr, A. Fleszar, W. Hanke. *Phys. Rev. B*, **58**, 10 394 (1998).
- [13] A.V. Platonov, D.R. Yakovlev, U. Zehnder, V.P. Kochereshko, W. Ossau, F. Fischer, Th. Litz, A. Waag, G. Landwehr. *Acta Phys. Polon. A*, **92**, 1063 (1997).
- [14] А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, М. Байер, А. Ваг. *Письма ЖЭТФ*, **83**, 173 (2006).
- [15] А.А. Максимов, С.В. Зайцев, И.И. Тартаковский, В.Д. Кулаковский, Д.Р. Яковлев, В. Оссау, М. Кеим, Г. Реусчер, А. Ваг, Г. Ландвер. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1231 (1999).

- [16] W. Hölscher, A. Nöthe, Ch. Uihlein. Phys. Rev. B, **31**, 2379 (1985).
- [17] S. Das Sharma, R. Jalabert, S.-R. Eric Yang. Phys. Rev. B, **41**, 8288 (1990).
- [18] J.C. Ryan, T.L. Reinecke. Phys. Rev. B, **47**, 9615 (1993).
- [19] L.V. Butov, V.D. Egorov, V.D. Kulakovskii, T.G. Andersson. Phys. Rev. B, **46**, 15 156 (1992).
- [20] P.J. Klar, D. Wolverson, J.J. Davies, W. Heimbrodt, M. Happ. Phys. Rev. B, **57**, 7103 (1998).

Редактор Л.В. Беляков

Band-gap renormalization in strongly photoexcited type-II heterostructures ZnSe/BeTe

S.V. Zaitsev, D.R. Yakovlev, A. Waag⁺*

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

* Experimentelle Physik II, University of Dortmund,
D-44227 Dortmund, Germany

+ Institute of Semiconductor Technology,
Braunschweig Technical University,
D-38106 Braunschweig, Germany

Abstract A significant red shift of the ZnSe interband recombination (> 0.1 eV) is found in type-II heterostructures ZnSe/BeTe at high densities of the spatially separated photoexcited electrons and holes $\sim 10^{13}$ cm $^{-2}$. Observed band-gap renormalization exceeds values predicted by the many-body theory for the type-I heterostructures at the same carrier density. Band-structure calculations have shown a strong contribution of the macroscopic electric fields, induced by the spatially separated carriers, to the interband transition energy in type-II structures which gives rise to additional red shift. In wide structures with ZnSe layer thickness ≥ 15 nm the renormalization is reduced which is attributed to an incomplete carriers separation in conditions of the strong band bending and a consequent decreasing of the electric fields effect.