

ГИГАНТСКИЙ ФИОЛЕТОВЫЙ СДВИГ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СИЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ ВТОРОГО ТИПА ZnSe/BeTe

С.В.Зайцев, В.Д.Кулаковский, А.А.Максимов¹⁾, Д.А.Пронин,
И.И.Гартаковский, Н.А.Гиппиус*, Т.Литц⁺²⁾, Ф.Фишер⁺²⁾, А.Вааг⁺²⁾,
Д.Р.Яковлев⁺³⁾, В.Оссау⁺²⁾, Г.Ландвер⁺²⁾

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

*Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия

⁺Physikalisches Institut der Universität Würzburg Am Hubland
97074 Würzburg, Germany

Поступила в редакцию 5 августа 1997 г.

При высоких уровнях лазерного возбуждения в сверхрешетке ZnSe/BeTe обнаружены гигантский фиолетовый сдвиг (≈ 0.5 эВ) и сильное уменьшение времени свечения спектральной полосы, отвечающей излучательной рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок. На основании численных расчетов наблюдаемые эффекты связываются с изгибом зон, возникающим в структурах второго типа при высокой плотности носителей.

PACS: 71.35.+z, 73.20.Dx, 73.61.Ga

В отличие от квазидвумерных полупроводниковых структур первого типа в структурах второго типа минимумы энергии для электронов и дырок находятся в различных слоях. В таких системах легко реализуются пространственно разделенные электронные и дырочные слои, что существенно влияет на их оптические свойства [1–3]. Сверхрешетки на основе ZnSe/BeTe являются сравнительно новыми объектами, чрезвычайно интересными как для фундаментальных исследований, так и перспективами их использования в различных прикладных областях [4]. В данных структурах реализуется случай системы второго типа с большей величиной локализирующего потенциала для электронов в слое ZnSe (> 2.0 эВ) и для дырок (≈ 0.9 эВ), минимум энергии которых находится в слое BeTe. Столь глубокие потенциальные ямы для электронов и дырок позволяют реализовать в фотовозбужденных решетках электронно-дырочную систему с разделенными слоями электронов и дырок с плотностью, превышающей 10^{14} см⁻². Электрические поля, индуцируемые столь плотными электронно-дырочными слоями, в свою очередь, должны сильно модифицировать энергетическую структуру сверхрешетки и, следовательно, энергии межзонных оптических переходов. В слабо возбужденной сверхрешетке прямые в пространстве оптические переходы, отвечающие излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов и дырок в слое ZnSe, расположены в области энергий вблизи 2.8 эВ. Непрямые же в пространстве оптические переходы, отвечающие излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов в слое ZnSe и дырок в слое BeTe, находятся в спектральной области < 2.0 эВ [5].

¹⁾ e-mail: maksimov@issp.ac.ru

²⁾ M.Th.Litz, F.Fisher, A.Waag, W.Ossau, G.Landwehr

³⁾ Постоянный адрес: ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе сообщается об исследовании спектральной перестройки излучательной рекомбинации в области пространственно непрямых переходов при высоких плотностях фотовозбужденных носителей. Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (001) и представляли собой сверхрешетку, содержащую 60 периодов из чередующихся слоев ZnSe и BeTe толщиной 7.2 нм и 4.0 нм, соответственно. Образцы помещались в парах гелия в оптическом термостате с температурой, регулируемой в диапазоне $T = 4.5 - 300$ К.

Возбуждение фотолюминесценции осуществлялось с помощью импульсного N_2 -лазера (длительность импульса ~ 0.5 нс, мощность в импульсе 100 кВт, частота повторений импульсов 50 Гц), излучение которого с длиной волны $\lambda = 337.1$ нм ($\hbar\omega = 3.678$ эВ) поглощается только в слоях ZnSe, поскольку величина запрещенной зоны в BeTe $E_g \simeq 4.2$ эВ [5]. Плотность лазерного возбуждения P на поверхности образца варьировалась с помощью калиброванных фильтров. Спектры фотолюминесценции регистрировались с помощью спектрометра МДР-23, оснащенного оптическим многоканальным анализатором и скоростным фотоумножителем 18ЭЛУ-ФМ, что позволяло получать как интегральные по времени спектры свечения, так и записывать импульсы свечения в различных фиксированных спектральных интервалах с временным разрешением ~ 1.2 нс.

На рис.1 представлены спектры фотолюминесценции сверхрешетки ZnSe/BeTe при различных уровнях лазерного возбуждения. При низких уровнях возбуждения (кривая 1) спектр состоит из двух полос: относительно интенсивной полосы с максимумом в области $\hbar\omega \simeq 1.88$ эВ и широкой полосы с коротковолновой границей в области $\hbar\omega \approx 2.05$ эВ. С ростом уровня возбуждения наблюдается существенное увеличение интенсивности второй полосы, которое сопровождается ее сильным фиолетовым сдвигом, превышающим 0.5 эВ при максимальных плотностях возбуждения $P_{max} \approx 1000$ кВт/см². Спектральное положение полосы в области $\hbar\omega \simeq 1.88$ эВ при этом практически остается неизменным, а ее интенсивность насыщается с ростом плотности лазерной накачки P (рис.2) и даже слегка уменьшается вблизи P_{max} .

Измерения кинетики фотолюминесценции сверхрешетки ZnSe/BeTe при максимальных уровнях возбуждения на различных длинах волн показали, что времена свечения $\tau(\omega)$ изменяются более чем на два порядка в зависимости от спектрального интервала (точки на рис.1). Длительность импульсов свечения в области прямых оптических переходов ($\hbar\omega \approx 2.8$ эВ) и на фиолетовом крыле спектральной полосы в области непрямых переходов ($\hbar\omega \sim 2, 4 - 2.6$ эВ) близки по величине и составляют ≈ 1.5 нс, что находится на пределе временного разрешения измерительной системы ~ 1.2 нс и не дает нам возможности определить времена свечения τ в этой области частот, а позволяет лишь провести их оценку сверху, $\tau \leq 1.5$ нс. С увеличением длины волны наблюдается резкое возрастание времени свечения фотолюминесценции.

Для выяснения природы линий излучения нами были также исследованы изменения спектров излучения с ростом температуры. Было обнаружено, что повышение температуры до $T = 40$ К приводит к практически полному исчезновению спектральной полосы с максимумом в $\hbar\omega \simeq 1.88$ эВ. При этом также исчезает наблюдаемая при низких температурах немонотонная зависимость $\tau(\omega)$ в данной спектральной области: величина τ изменяется от значения ≈ 225 нс до ≈ 90 нс (светлый кружок на рис.1). Подобный характер изме-

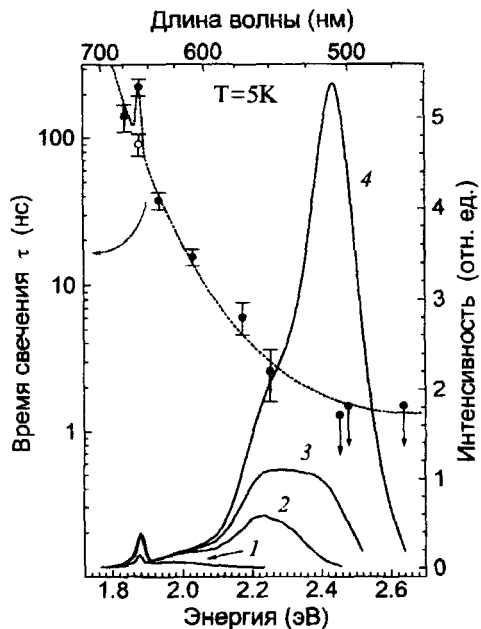


Рис.1. Интегральные по времени спектры фотолуминесценции в сверхрешетке ZnSe/BeTe при различных уровнях плотности лазерной накачки: 1 - 40, 2 - 160, 3 - 460, 4 - 1000 кВт/см² = P_{max} . Точками показана спектральная зависимость времени свечения τ при P_{max} . Измерены значения $\tau < 1.5$ нс могут служить оценкой сверху для времени свечения (см. текст). Светлый кружок получен при $T = 40$ К

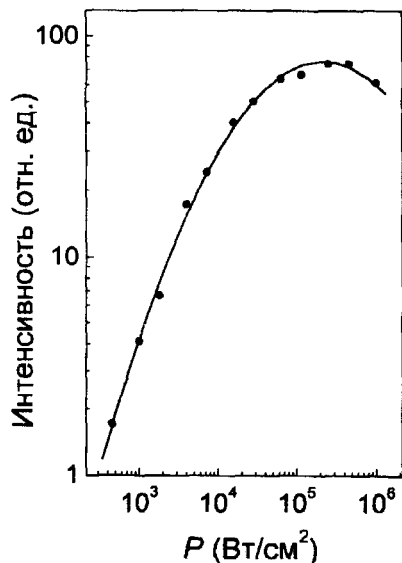


Рис.2. Зависимость интенсивности полосы $\hbar\omega \approx 1.88$ эВ от плотности лазерного возбуждения P

нений спектров излучения и времени свечения с ростом температуры наряду с зависимостью интенсивности от накачки указывают на примесную природу спектральной полосы с максимумом в $\hbar\omega \approx 1.88$ эВ.

Полоса излучения в области 2.0–2.6 эВ, слабо зависящая от температуры, отвечает непрямым межзонным переходам электронов из слоев ZnSe в валентную зону BeTe. Для объяснения ее спектрально-временных особенностей необходимо принять во внимание, что в процессе релаксации фотовозбужденных в слое ZnSe носителей происходит их пространственное разделение, поскольку дырки стремятся локализоваться в слое BeTe. Это приводит к возникновению электрических полей в системе, которые вызывают, в свою очередь, изгибы валентной зоны и зоны проводимости и изменяют перекрытия волновых функций электронов и дырок. Нами были выполнены численные расчеты, с помощью которых при решении самосогласованной задачи [6] определялись положения уровней энергии и волновые функции электронов (в слое ZnSe) и дырок (в слое BeTe) при различной плотности носителей с учетом возникающего изгиба зоны проводимости и валентной зоны. Результаты расчета при двух значениях плотности $n = 10^{12}$ см⁻² и $n = 2 \cdot 10^{13}$ см⁻² представлены на рис.3. Видно, что

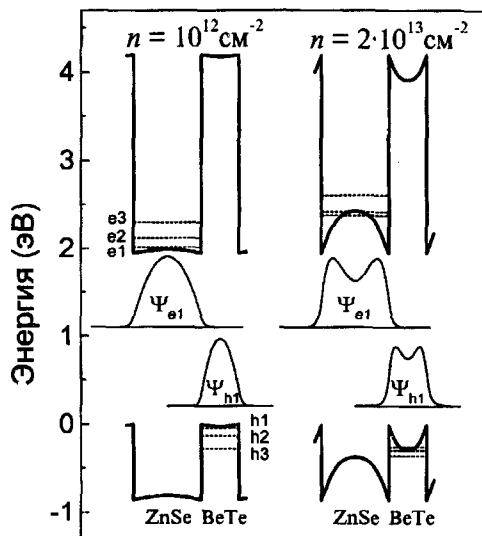


Рис.3. Зонная схема сверхрешетки ZnSe/BeTe (7.2нм/4.0нм), рассчитанная при двух значениях плотности носителей n . Точечными прямыми показаны положения первых трех уровней для электронов в слое ZnSe ($e1 - e3$) и дырок в слое BeTe ($h1 - h3$); сплошные тонкие линии - волновые функции электронов (Ψ_{e1}) и дырок (Ψ_{h1}) для нижайших уровней

с ростом плотности носителей происходит существенный сдвиг уровней энергии электронов (e) и дырок (h), вызванный увеличивающимся изгибом зон, а также сильное изменение волновых функций.

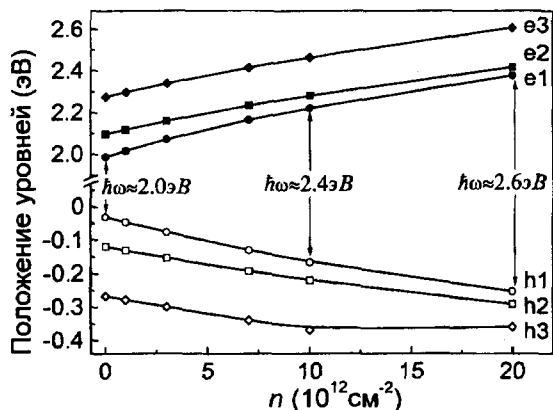


Рис.4. Расчетная зависимость положения первых трех уровней для электронов в слое ZnSe ($e1 - e3$) и дырок в слое BeTe ($h1 - h3$) от плотности носителей n

На рис.4 приведены результаты расчетов положения первых трех уровней электронов ($e1 - e3$) и дырок ($h1 - h3$) при изменении плотности от $n = 10^{10}$ до $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Стрелками при нескольких значениях плотности носителей указана энергия пространственно непрямого оптического перехода при излучательной рекомбинации электронов и дырок, заполняющих нижний уровень. Оценка энергии Ферми при плотности носителей $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ дает величину $E_F \approx 200 \text{ мэВ}^4$, что хорошо согласуется с шириной полосы излучения при максимальном уровне возбуждения (рис.1, кривая 4). Следует отметить, что в наших расчетах мы пренебрегли перенормировкой зон вследствие многоча-

⁴ При оценке плотности было сделано предположение, что эффективная масса электронов в ZnSe $m^* \approx 0.17m_e$ [7] существенно меньше массы дырок в BeTe.

стичных кулоновских взаимодействий. Такое приближение вполне оправдано для полуколичественного описания плотных электронно-дырочных систем, поскольку в этом случае энергии Ферми E_F существенно превышает суммарную обменно-корреляционную энергию E_{xc} [8,9]. В то же время из рис.1 видно, что при больших плотностях возбуждения наблюдаемый фиолетовый сдвиг достигает значений > 0.5 эВ, что значительно превышает нашу оценку для $E_F \approx 0.2$ эВ. Таким образом, наблюдаемые в эксперименте спектральные сдвиги в коротковолновую область вполне разумно согласуются с результатами расчета и, тем самым, могут быть связаны с изгибом зон, вызванным высокой плотностью фотовозбужденных носителей.

На рис.3 показаны также результаты расчета волновых функций для нижайших уровней электрона и дырки при высоких плотностях носителей. Из рисунка видно, что с ростом плотности носителей кулоновское притяжение электронов и дырок приводит к сильной локализации носителей вблизи границы интерфейса и, как следствие, к значительному увеличению перекрытия их волновых функций. Это приводит к уменьшению времени излучательной рекомбинации на фиолетовом крыле спектральной полосы в области пространственно непрямых оптических переходов, что и наблюдается в эксперименте.

Следует отметить, что при достаточно высоких уровнях лазерного возбуждения интегральный по времени спектр фотолюминесценции представляет собой суперпозицию из спектров, отвечающих различным плотностям носителей. Действительно, в начальные моменты времени после действия лазерного импульса плотность носителей в системе максимальна. При этом имеет место максимальный изгиб зон и, соответственно, величина фиолетового сдвига для непрямых оптических переходов достигает своих наибольших значений. По мере падения плотности носителей после действия лазерного импульса спектр излучательной рекомбинации в области непрямых оптических переходов непрерывно сдвигается в сторону меньших энергий. В принципе, подобную эволюцию спектрального состава фотолюминесценции можно проследить в разрешенных по времени спектрах. Однако в нашем случае сверхрешетки с большим числом периодов возникает значительная неоднородность по уровню лазерного возбуждения для слоев с разной глубиной залегания от поверхности образца. Поэтому для получения количественных результатов мы планируем провести в ближайшее время измерения время-разрешенных спектров излучения на сверхрешетках с малым числом периодов или на одиночной квантовой яме.

Таким образом, нами установлено, что при высоких уровнях оптической накачки в сверхрешетке второго типа ZnSe/BeTe наблюдается гигантский фиолетовый сдвиг спектральной полосы в области пространственно непрямых оптических переходов фотолюминесценции и резкое уменьшение времени излучательной рекомбинации на ее фиолетовом крыле. Проведенные численные расчеты позволяют связать наблюдаемые эффекты с возникающим при релаксации фотовозбужденных носителей высокой плотности сильным изгибом зоны проводимости в ZnSe и валентной зоны в BeTe. Подобные эффекты должны наблюдаться в любых двумерных структурах второго типа с глубокими потенциальными ямами.

Работа поддержана Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB 410) и грантом Российского фонда фундаментальных исследований ННИО 96-00100.

-
1. F.C.Zhang, H.Luo, N.Dai et al., Phys. Rev. **B47**, 3806 (1993).
 2. N.Dai, L.R.Ram-Mohan, H.Luo et al., Phys. Rev. **B50**, 18153 (1994).
 3. E.Finkman and R.Planel, *Proc. 23rd Intern. Conf. on Physics of Semiconductors*, Eds. M.Scheffler, R.Zimmermann, v.3, World Scientific, 1996, p. 1723.
 4. A.Waag, F.Fisher, Th.Litz et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 280 (1997).
 5. A.V.Platonov, D.R.Yakovlev, U.Zehnder et al., to be published in Acta Polonica A.
 6. N.F.Gippius, S.G.Tikhodeev, M.Bayer et al., *Proc. 23rd Intern. Conf. on Physics of Semiconductors*, Eds. M.Scheffler, R.Zimmermann, v.3, World Scientific, 1996, p.2075.
 7. В.И.Гавриленко, А.М.Грехов, Д.В.Корбутяк, В.Г.Литовченко, *Оптические свойства полупроводников*, Киев, Наукова думка, 1987.
 8. G.Träkle, T.Lach, A.Forchel et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 419 (1987).
 9. V.D.Kulakovskii, E.Lach, A.Forchel, and D.Grützmacher, Phys. Rev. **B40**, 8087 (1989).