

МАГНИТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР  $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ 

А. В. Черненко\*

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

Н. Г. Калугин, О. А. Кузнецов

*Институт физики микроструктур Российской академии наук  
603600, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 30 октября 1997 г.

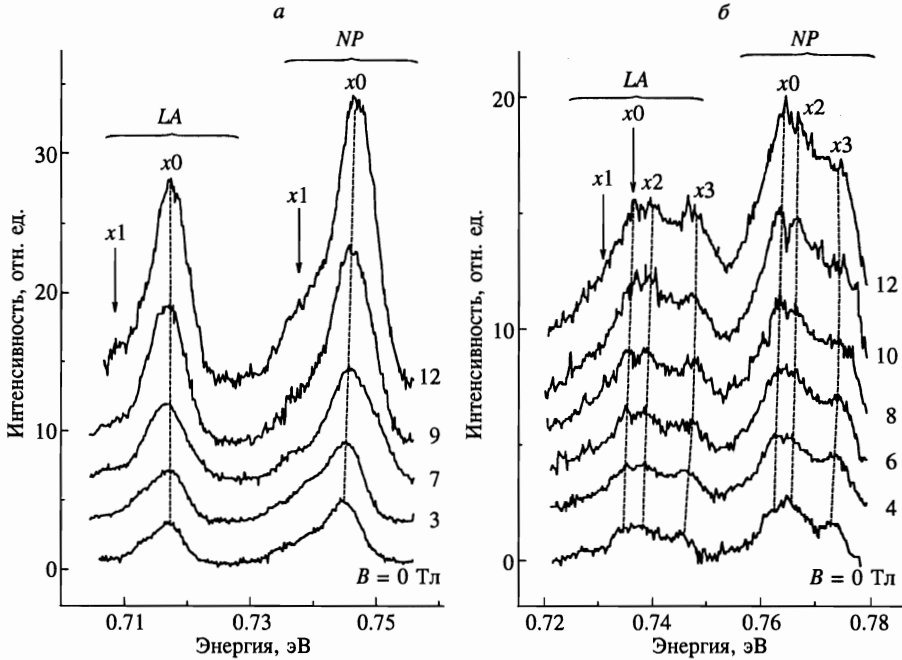
Впервые исследована люминесценция гетероструктур  $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  в магнитном поле до 14 Тл при гелиевых температурах. Показано, что наблюдаемые линии люминесценции обусловлены излучением свободных и связанных на примесях экситонов из слоев Ge. Определена величина диамагнитного сдвига квазидвумерного экситона. Из экспериментальных данных получена оценка размера экситона в плоскости квантовой ямы 75–90 Å.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению оптических свойств двумерных Si/Ge-структур связан, в первую очередь, с перспективой их интегрирования в традиционную кремниевую микро-технологии, в том числе в качестве источников и детекторов излучения (см. обзор [1]). Кроме того, качественные структуры на основе Si/Ge могут представлять большой интерес при исследовании многочастичных эффектов в системе фотовозбужденных экситонов. Значительно меньшая по сравнению со структурами на основе  $\text{A}_3\text{B}_5$  скорость излучательной рекомбинации позволяет рассчитывать на большие времена жизни экситонов ( $\tau \sim 10^{-5}$ – $10^{-6}$  с). Большие  $\tau$  позволили бы электронно-дырочной системе остыть до температуры близкой к температуре кристаллической решетки. В связи с этим стоит отметить появившееся недавно сообщение о наблюдении в спектре люминесценции квантовой ямы Si/SiGe/Si линии, соответствующей рекомбинации квазидвумерных экситонных молекул (биэкситонов) в [2].

После работы [3], где впервые наблюдалась люминесценция экситонов из Si/Si $_{1-x}$ Ge $_x$ /Si-квантовых ям, появилось большое количество исследований по люминесценции этих структур. Природа и свойства наблюдаемых в спектре линий были детально изучены. В то же время люминесценции гетероструктур Ge/GeSi посвящены только две работы [4, 5]. Видимые в спектре люминесценции гетероструктур Ge/GeSi линии приписывалась рекомбинации свободных и, возможно, связанных на примесях экситонов из слоев Ge, линии которых отдельно не разрешались. С низкоэнергетической стороны от доминирующей в спектре линии заметно «плечо» ( $x1$  на рис. 1, см. также [5]), природа которого осталась неясна, и которое, в принципе, могло бы соот-

\*E-mail: chemen@issp.ac.ru



**Рис. 1.** а) Бесфононные (*NP*) и сопровождающиеся испусканием *LA*-фононов компоненты спектров люминесценции для образца № 1 ( $d_{Ge} = 120 \text{ \AA}$ ) при температуре гелиевой ванны  $T_b = 2 \text{ К}$ , постоянной накачке Nd:YAG-лазером плотностью  $W = 30 \text{ Вт/см}^2$  и различных магнитных полях. Плечо с низкоэнергетической стороны от основной линии  $x_0$  обозначено  $x_1$ ; б) спектры люминесценции образца № 2 ( $d_{Ge} = 210 \text{ \AA}$ ) при постоянной накачке Nd:YAG-лазером плотностью  $W = 55 \text{ Вт/см}^2$ ,  $T_b = 2 \text{ К}$  и различных магнитных полях. Особенности линии люминесценции обозначены  $x_0, x_1, x_2, x_3$ , их максимумы соединены штрихом

ветствовать более связанному, чем экситон, образованию, например, экситонной молекуле.

Как известно из исследований биэкситонов в одноосно деформированном Ge [6], при выполнении условия  $\tau_{ex} \gg \tau_s$  ( $\tau_{ex}$  — время жизни экситона, а  $\tau_s$  — время его спиновой релаксации) экситонная молекула разрушается магнитным полем, большим чем  $B_c = \Delta_M / g\mu_B$  ( $\Delta_M$  — энергия связи биэкситона). В одноосно деформированном Ge  $g$ -фактор экситонов значителен и вызванная магнитным полем диссоциация молекул происходит при  $B_c \sim 1.5 \text{ Тл}$ . Такое же поведение биэкситона следует ожидать в интересующем нас случае, что явилось бы надежным способом его идентификации. Отметим, что в деформированном кремнии  $\tau_{ex} < \tau_s$  и дестабилизировать биэкситон магнитным полем не удастся. Это, видимо, верно и для квазидвумерных биэкситонов в квантовых ямах Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si. Поскольку диамагнитный сдвиг зависит от размера экситона [7], то для связанных на примесях и локализованных на флуктуациях случайного потенциала экситонов сдвиг линий в зависимости от поля будет меньше, чем для свободных. При надлежащей величине поля это помогло бы разрешить различные линии. Таким образом, измерения магнитнолюминесценции перспективны для выяснения природы наблюдаемых в спектре линий.

В данной работе мы сообщаем о первых измерениях магнитнолюминесценции гетероструктур  $\text{Ge}/\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе исследовались структуры  $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ , выращенные газовым гидридным методом на подложке  $\text{Ge}[111]$  со следующими параметрами: образец № 1 — толщина слоев  $\text{Ge}$   $d_{\text{Ge}} = 210 \text{ \AA}$ , период гетероструктуры  $D = 530 \text{ \AA}$ , число периодов  $N = 72$ ,  $x = 12.3\%$ , период кристаллической решетки в плоскости слоя  $a = 5.638 \text{ \AA}$  и № 2 —  $d_{\text{Ge}} = 120 \text{ \AA}$ ,  $D = 420 \text{ \AA}$ ,  $N = 262$ ,  $x = 14\%$ ,  $a = 5.629 \text{ \AA}$ . Остаточная концентрация примесей  $n$ -типа в слоях  $\text{Ge}$  была порядка  $(1-2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Подробную информацию об образцах и особенностях роста структур можно найти в статье [5] и ссылках к ней. Исследуемые в данной работе структуры № 1 и № 2 обозначены в [5] соответственно как № 261 и № 262. В качестве возбуждающего использовалось излучение непрерывных  $\text{Nd:YAG}$ - и  $\text{Ag}^+$ -лазеров (с длиной волны  $\lambda$  соответственно 1064 и 488 нм). Спектры анализировались решеточным монохроматором и детектировались охлаждаемым германиевым фотоприемником в режиме синхронного детектирования. Измерения в магнитном поле проводились в криостате со сверхпроводящим соленоидом в геометрии Фарадея. Подведение излучения к образцу и регистрация сигнала люминесценции осуществлялись с помощью оптического световода. В измерениях без магнитного поля также использовался оптический криостат.

Энергетические спектры электронов и дырок в гетероструктурах  $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  были рассчитаны в работе [8]. Расчеты показывают, что для данных структур слои  $\text{Ge}$  являются квантовыми ямами как для дырок, так и для электронов. Определенные из спектров люминесценции положения линий хорошо согласуются с расчетными [5]. Постоянные решеток материалов, формирующих ямы и барьеры ( $\text{Ge}$  и  $\text{GeSi}$ ), заметно различаются (до  $\sim 0.4\%$ ), что приводит к напряжению двумерных слоев. Слои  $\text{Ge}$  испытывают сжатие в плоскости квантовой ямы, которое можно представить как результат гидростатического сжатия и одновременно одноосного растяжения вдоль оси [111]. Воспользовавшись формулами работы [8], находим, что в образце № 2 ( $d_{\text{Ge}} = 120 \text{ \AA}$ ) слои  $\text{Ge}$  испытывают эквивалентное одноосное растяжение  $P \simeq 8.5$  кбар, а образец № 1 ( $d_{\text{Ge}} = 210 \text{ \AA}$ ) —  $P \simeq 5.8$  кбар. Одноосное растяжение ( $\Delta = dS_{44}/\sqrt{3} \simeq 3.6$  мэВ/кбар,  $d$  — деформационный потенциал,  $S_{44}$  — коэффициент податливости [9]) и размерное квантование приводят к межподзональному расщеплению в валентной зоне порядка 20–30 мэВ [8].

На рис. 1 приведены спектры люминесценции гетероструктур № 1 и № 2 (соответственно *a* и *b*) при значительной накачке и различных значениях магнитного поля, перпендикулярного слоям структур. Интенсивность линий люминесценции растет с магнитным полем  $B$  и увеличивается примерно вдвое при  $B = 12$  Тл. Для обеих структур виден слабый сдвиг в сторону больших энергий высокоэнергетического «крыла» линии люминесценции.

Можно заметить, что с ростом магнитного поля интенсивность «плеча» с низкоэнергетической стороны от линии люминесценции № 1 (на рис. 1*a* оно обозначено  $x_1$ ) увеличивается быстрее, чем интенсивность линии  $x_0$ . На спектрах *b*, которые имеют более сложную структуру, чем спектры *a*, видно, что особенности  $x_2$  и  $x_3$  оформляются в отдельные линии, причем интенсивности низкоэнергетических линий растут в

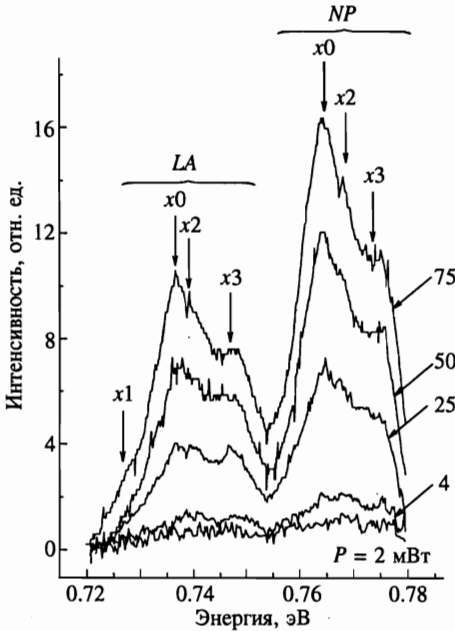


Рис. 2. Спектр люминесценции образца № 2 при  $T_b = 4.2$  К в фиксированном магнитном поле  $B = 12$  Тл при различных мощностях Nd:YAG-лазера

зависимости от магнитного поля быстрее, чем интенсивности линий, расположенных выше по оси энергий. С увеличением магнитного поля на спектрах *b* становится заметна особенность, аналогичная *x1* на *a* (на других рисунках она также обозначена *x1*). Кроме того, оказалось, что интенсивности различных линий в постоянном магнитном поле по-разному зависят от накачки: как это видно из рис. 2, чем ниже по оси энергий расположена линия, тем быстрее увеличивается ее интенсивность с ростом накачки. В спектрах, записанных без магнитного поля, при вариации накачки и температуры интенсивность и положение максимумов всех линий изменяются одинаково. Расстояние между максимумами линий *x0* и *x1* на рис. 1*b* порядка 3.4 мэВ, а между максимумами *x0* и *x2* порядка 7.5 мэВ. При сканировании лазерным лучом по поверхности образца ширина и положение линий не менялись, а их относительные интенсивности изменялись не более чем на 15%.

При возбуждении образца Nd:YAG-лазером (глубина проникновения излучения с  $\lambda = 1.064$  мкм  $\sim 1$  мкм, а с  $\lambda = 488$  Å  $\sim 8$  нм) интенсивность линии *x1* по отношению к *x0* оказалась больше, чем в случае с Ag<sup>+</sup>-лазером, как это показано на рис. 3*a*. Это позволило предположить, что различные линии в спектрах обеих структур соответствуют люминесценции, происходящей из разных квантовых ям.

Для того чтобы проверить это предположение, образец № 2 был обработан травящим раствором СР-4А в течение  $\sim 1$  с. На рис. 3*b* приведены спектры образца № 2 до (1) и после (2) травления. Видно, что линия *x2* исчезла из спектра образца, подвергнутого травлению, а ширина линии *x0* уменьшилась. Этим подтверждается выдвинутое выше предположение.

Параметром, которым могут отличаться отдельные квантовые ямы в гетероструктурах, является их ширина. Сдвиг положения линии экситона при малых изменениях

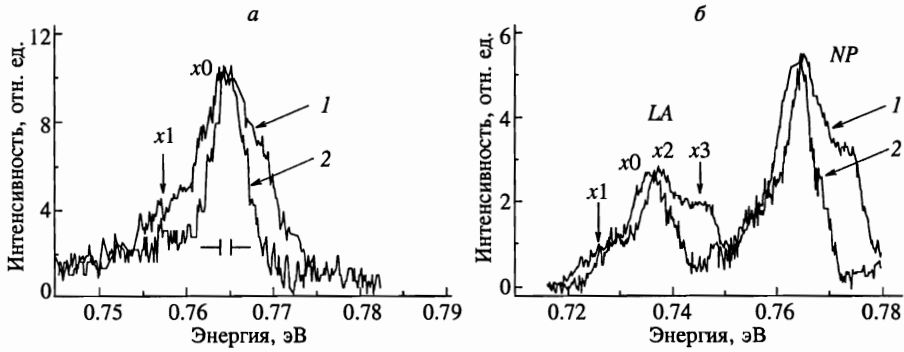


Рис. 3. а)  $NP$ -компоненты спектров люминесценции образца № 1 при  $T_b = 4.2$  К при возбуждении Nd:YAG-лазером,  $W = 80$  Вт/см<sup>2</sup> (1) и Ar<sup>+</sup>-лазером,  $W = 35$  Вт/см<sup>2</sup> (2). Спектры нормированы на максимум интенсивности линии  $x_0$ ; б) спектры люминесценции образца № 2 до (1) и после (2) травления. Спектры записаны при  $T_b = 4.2$  К, накачке Nd:YAG-лазером плотностью  $W = 50$  Вт/см<sup>2</sup>

ширины ямы  $L_z$  есть

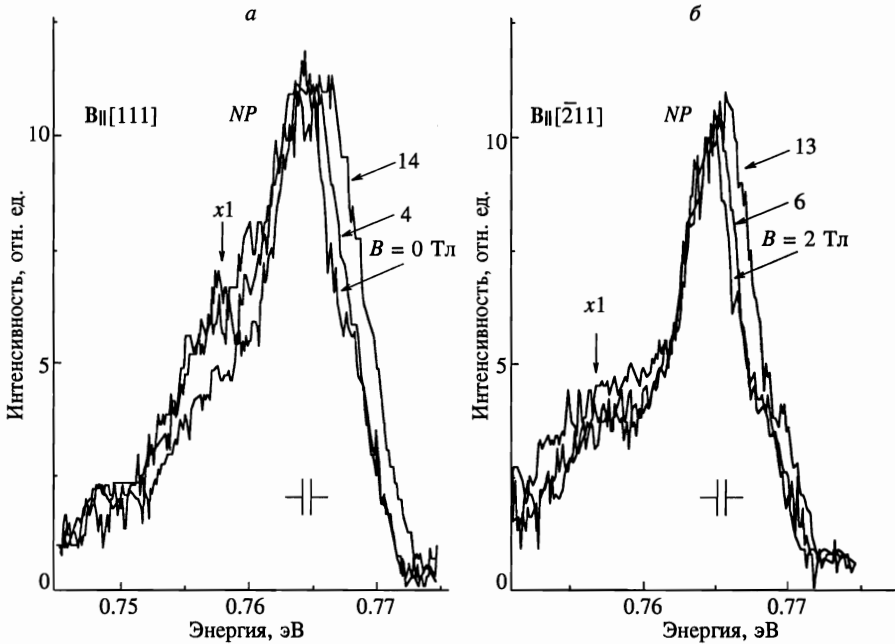
$$\Delta E_{ex} = |\delta E_{ex} / \delta L_z| \Delta L_z = \pi^2 \hbar^2 \Delta L_z / (\mu_{\parallel} L_z^3), \quad 1/\mu_{\parallel} = 1/\mu_{\parallel}^e + 1/\mu_{\parallel}^h,$$

где  $\mu_{\parallel}^e$  и  $\mu_{\parallel}^h$  — приведенные массы электрона и дырки вдоль нормали к слоям,  $m_0$  — масса электрона [9]. Отсюда найдем, что линии  $x_1$  и  $x_2$  соответствуют люминесценции из близких к поверхности квантовых ям, ширины которых различается на соответственно  $\Delta L_z = 4-6$  Å (2-3 монослоя) и 6-10 Å (3-4 монослоя).

Спектры образцов № 1 (рис. 1а) и № 2, подвергнутого травлению (рис. 3б), наиболее просты и поэтому удобны для определения величины диамагнитного сдвига. На рис. 4б приведены спектры люминесценции образца № 2, подвергнутого травлению, в магнитном поле, направленном параллельно слоям структуры вдоль оси [211] (т.е. перпендикулярно [111]). В отличие от спектров того же образца, записанных в перпендикулярном поле (рис. 4а), интенсивность линии люминесценции экситона слабо зависит от магнитного поля  $B$ , однако смещение высокоэнергетического крыла линии экситона сравнимо с его смещением в случае  $\mathbf{B} \parallel [111]$ . Спектры, записанные в поле, направленном вдоль оси [011], фактически не отличаются от приведенных на рис. 4б. Спектры образца № 1 аналогичны приведенным на рис. 4 спектрам для образца № 2.

Возгорание линии люминесценции экситонов в перпендикулярном магнитном поле вызвано, видимо, уменьшением в магнитном поле длины разлета фотовозбужденных электронно-дырочных пар, что увеличивает вероятность их локализации на флуктуациях случайного потенциала и неоднородностях гетерограницы и последующей излучательной рекомбинации [10].

Оценка величины диамагнитного сдвига линии экситона по положению точки на полувысоте приводит к значению  $\sim 2$  мэВ в поле 14 Тл. Положение аналогичной точки на красном «крыле» фактически не изменяется. Увеличение ширины линии с полем, видимо, есть следствие того, что линия люминесценции имеет сложную природу и состоит из линии свободных и связанных экситонов. Тогда смещение «фиолетового» края линии в магнитном поле будет определяться диамагнитным поведением свободных квазидвумерных экситонов.



**Рис. 4.** NP-компоненты спектров люминесценции образца № 2, подвергнутого травлению, при постоянной накачке Nd:YAG-лазером при  $T_b = 4.2$  К в магнитном поле: а)  $B \parallel [111]$ . Плотность лазерной накачки  $W = 50$  Вт/см<sup>2</sup>. Интенсивность спектра нормирована на величину интенсивности в максимуме линии NP. б)  $B \parallel [\bar{2}11]$ . Плотность накачки  $W = 20$  Вт/см<sup>2</sup>

Для того чтобы определить насколько это предположение оправдано, оценим величину сдвига линии экситона в поле  $B$ .

Массы дырок в обеих подзонах размерного квантования сильно анизотропны. Низшей энергетической подзоне тяжелых дырок ( $hh$ ) с большей массой плотности состояний соответствуют следующие значения масс: вдоль оси  $[111]$   $m_{\parallel}^{hh} = 0.49m_0$ , перпендикулярно по оси  $[111]$   $m_{\perp}^{hh} = 0.053m_0$ . Для подзоны легких дырок ( $lh$ ) имеем  $m_{\perp}^{lh} = 0.13m_0$ ,  $m_{\parallel}^{lh} = 0.049m_0$  ( $m_0$  — масса электрона) [9]. Дыркам из расщепившихся подзон соответствуют определенные значения проекции полного момента  $j_z$  на ось  $[111]$ . Для дырок из нижней подзоны  $j_z = \pm 3/2$ . Под действием одноосной деформации расщепляются уровни в зоне проводимости. Дно зоны проводимости образуют 3 эквивалентных долины, при этом энергия четвертой долины, для которой ось  $[111]$  является осью вращения, смещается вверх по отношению к нижним со скоростью  $\simeq 11$  мэВ/кбар. Несмотря на значительную анизотропию электронных и дырочных масс, анизотропия масс экситона в квантовой яме Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> гораздо меньше. Поверхности постоянной энергии для электронов и дырок суть эллипсоиды вращения, но оси симметрии этих эллипсоидов не совпадают (для дырок это ось  $[111]$ , а для электронов  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  и эквивалентные). Длинная ось эллипсоида приведенных масс экситона, образованного электроном из любой из эквивалентных долин, составляет угол  $\simeq 21^\circ$  с осью  $[111]$ . Приведенные массы экситона  $\mu_1 = 0.045m_0$ ,  $\mu_2 = 0.032m_0$ ,  $\mu_3 = 0.087m_0$ . Приведенные массы экситонов в растянутом вдоль оси  $[111]$  Ge оказались весьма близки к массам экситонов в Ge, сжатом вдоль оси  $[100]$ :  $\mu'_1 = 0.047m_0$ ,  $\mu'_2 = 0.031m_0$ ,  $\mu'_3 = 0.083m_0$ . Это позво-

ляет с хорошей точностью воспользоваться результатами вариационных расчетов энергии экситона  $Ry$  в деформированном  $Ge[100]$ , выполненных в работе [11]. Согласно ей  $Ry \approx 2.8$  мэВ. Его размеры, соответствующие приведенным выше массам,  $a_1 \approx 170$  Å,  $a_2 \approx 200$  Å,  $a_3 \approx 140$  Å.

Простая аналитическая модель, учитывающая проникновение волновых функций электронов и дырок в барьеры и хорошо согласующаяся с точными расчетами  $E_0$  для квантовой ямы  $GaAs/AlGaAs$  [12], дает  $E_0 \approx 2.1 Ry \approx 5.9$  мэВ для ямы с  $d_{Ge} = 120$  Å и  $E_0 = 1.8 Ry \approx 5$  мэВ для ямы  $d_{Ge} = 210$  Å.

Диаманитная восприимчивость экситона в объемном  $Ge$  зависит от масс электронов и дырок и, в отличие от энергии связи, не будет совпадать для  $Ge$ , сжатого вдоль оси [100] и растянутого вдоль оси [111]. Но поскольку массы в этих двух случаях близки, значения  $\chi_{ij}$ , вычисленные в [11], в сжатом  $Ge[100]$  и растянутом  $Ge[111]$  также близки. Согласно этой теории диагональные элементы тензора диаманитной восприимчивости  $\chi_{ii} \approx 0.3-0.5$  мэВ/Тл<sup>2</sup>. Кроме того, поправка Ван-Флека к диаманитной восприимчивости составляет всего лишь несколько процентов от ланжевенковского члена [11].

Для изотропного квазидвумерного экситона (свободного, локализованного или связанного с примесью) диаманитный сдвиг в слабых полях описывается выражением для ланжевенковской поправки, аналогичной трехмерному случаю [13]:  $\Delta E = e^2 B^2 \langle r^2 \rangle / (8\mu_{\perp} c^2)$ ,  $\langle r^2 \rangle \equiv \langle \Psi | r^2 | \Psi \rangle$  — величина, характеризующая область локализации экситона,  $\mu_{\perp}$  — приведенная масса в плоскости, перпендикулярной полю. В изотропном случае диаманитная поправка к энергии квазидвумерного экситона в  $\langle r^2 \rangle / 2a_B$  меньше, чем в трехмерном случае. Для идеального двумерного экситона это отношение равно 16/3. Локализация экситона на неоднородностях потенциала или примесях в плоскости перпендикулярной полю также приводит к уменьшению  $\Delta E$ . Следует ожидать, что величина  $\chi_{\parallel}^{2D}$  окажется в несколько раз меньше, чем в трехмерном случае.

Для того чтобы найти изменения энергии экситона в магнитном поле, кроме диаманитного сдвига необходимо учитывать линейную по  $B$  поправку  $\Delta E = (1/2)g_{ex}\mu_B B$  ( $g_{ex}$  — фактор экситона равный сумме  $g$ -факторов электрона и дырки). Измерения зависимости положений максимумов шубниковских осцилляций от наклона магнитного поля в селективно легированных бором квантовых ямах  $Ge/Ge_{1-x}Si_x$  с параметрами, близкими к параметрам исследуемых квантовых ям ( $x = 14\%$ ,  $d_{Ge} = 110, 180$  Å), показали, что в магнитном поле сохраняется проекция спина дырок на ось [111] [14]. Полученный из этих измерений  $g$ -фактор дырок оказался равным  $-5.8$ . В случае объемного  $Ge$ , подвергнутого сильному растяжению вдоль оси [111],  $g_h \approx -7$  [9]. Величина  $g_e$  для электронов любой из трех эквивалентных долин в магнитном поле, направленном вдоль оси [111],  $g_e \approx 1$ . В магнитном поле  $\mathbf{B} \parallel [211]$   $g_e$  различается для разных долин. Для экситонов с электронами из долины [111] величина диаманитного сдвига оказалась максимальной. Для электронов из этой долины  $g_e \approx 1.5$ .

Таким образом, для  $\mathbf{B} \parallel [111]$  зеemanовская компонента в энергии экситона равна  $\Delta E \approx -(7/2)\mu_B B = -0.2B$  мэВ, а для  $\mathbf{B} \parallel [211]$   $\Delta E = -(1/2)\mu_B B \approx -0.03B$  мэВ. Сдвиг линии в «красную» сторону спектра в малых полях, когда доминирует линейный член, оказывается меньше 0.4 мэВ и в наших экспериментах едва ли мог быть замечен.

Поскольку в параллельном и перпендикулярном плоскости структур полях диаманитный сдвиг  $\approx 2$  мэВ в поле 14 Тл, то решая систему из двух уравнений, найдем  $\chi_{\parallel} = 0.04$  мэВ/Тл<sup>2</sup>, а  $\chi_{\perp} = 0.03$  мэВ/Тл<sup>2</sup>. Таким образом, оказывается, что  $\chi$  двумерного экситона примерно в 8–10 раз меньше, чем трехмерного. Отсюда, пользуясь

соотношением  $\chi^{3D}/\chi_{\parallel}^{2D} = \langle r^2 \rangle / 2a_B^2$  [13], получим размер области локализации квазидвумерного экситона  $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 0.4-0.5a_B = 75-90 \text{ \AA}$ .

Ширина линии люминесценции экситона в квантовых ямах определяется флуктуациями ширины этих ям и состава твердого раствора. В случае экситонов, локализованных в широких ямах Ge, когда  $L_z \geq a_B$ , флуктуациями состава твердого раствора можно пренебречь. При гауссовом распределении флуктуаций  $L_z$ , ширина линии люминесценции полностью характеризует случайный потенциал [15].

В этом случае, согласно теории [16], линия люминесценции экситона имеет форму гауссова колокола с полушириной

$$\sigma = 1.18\sqrt{p(1-p)}\delta_z\delta_{xy}|\delta E_{ex}/\delta L_z|_{L_z=L_0}/(2a_{\perp}),$$

$L_z$  — ширина ямы,  $\delta_z$  — величина флуктуаций  $L_z$ . Предполагая, что величина флуктуаций  $\delta_z$  ширины ямы не превышает определенного ранее значения разброса ширины ям, выберем  $\delta_z = 10 \text{ \AA}$ . Примем  $p$ , среднюю долю «островков» и «впадин» в общей площади интерфейса, равной наиболее вероятной величине 0.5. Возьмем для оценки размер экситона в плоскости ямы  $a_{\perp} = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = 80 \text{ \AA}$ . Линия люминесценции экситонов имеет максимальную ширину  $\sigma_{max}$  при характерном размере неоднородностей интерфейса равном размеру экситона в плоскости ямы [16]. Тогда  $\sigma = 0.59\delta_z|\delta E_{ex}/\delta L_z|_{L_z=L_0}$ . В рассматриваемом случае  $\sigma \simeq 2.5 \text{ мэВ}$ . При облучении исследуемых образцов светом  $\text{Ag}^+$ -лазера в формировании линий люминесценции участвует лишь несколько приповерхностных квантовых ям. Минимальная ширина линий люминесценции оказалась 4.5–5 мэВ. Так как энергия связи экситона на примесях в слоях Ge равна 1.5–2 мэВ [5], полученная оценка ширины линии достаточно хорошо совпадает с наблюдаемой  $\sigma$ .

Недавние исследования локализации экситонов в напряженных структурах InGaAs/GaAs показали определенную независимость величины стокового сдвига и ширины линии люминесценции [17], что указывает на негауссово распределение случайного потенциала в этих структурах и является следствием релаксации упругой энергии гетерограниц.

Видимо, это также верно для исследуемых напряженных структур Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>. Тогда, несмотря на то что приведенная выше оценка  $\sigma$  согласуется с измеренной, ширина линии люминесценции не может служить однозначной характеристикой случайного потенциала.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что представление о диамагнитном поведении квазидвумерных свободных и связанных на примесях экситонов, локализованных в слоях Ge, объясняет наблюдаемые факты. Поскольку диамагнитный сдвиг связанного на примесях экситона меньше, чем свободного, наблюдаемое увеличение ширины линии люминесценции подтверждает предположение о ее составном характере. Величина диамагнитного сдвига экситона позволила оценить размер экситона в плоскости квантовой ямы. В то же время никаких указаний на существование биэкситонов в рассматриваемых структурах нами получено не было.



Авторы выражают признательность З. Ф. Красильнику и В. Д. Кулаковскому за содействие при выполнении работы и полезные обсуждения, В. Б. Тимофееву за замечания по тексту статьи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 29-02-17535 и 96-02-16991) и программы «Физика наноструктур» (проекты 97-1065 и 96-2011).

## Литература

1. U. König, *Physica Scripta* **68**, 90 (1996).
2. T. W. Steiner, L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt et al., *Sol. St. Com.* **89**, 429 (1994); M. L. W. Thewalt, *Extended abstracts of 1993 Int. Conf. on Solid State Devices and Materials (SSDM-93)*, Makuhari, Japan (1993), p. 494.
3. J. C. Sturm, H. Monoharan, L. C. Lenchyshyn et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1362 (1991).
4. Н. Г. Калугин, Л. К. Орлов, О. А. Кузнецов, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 197 (1993).
5. L. K. Orlov, V. Ya. Aleshkin, N. G. Kalugin et al., *J. Appl. Phys.* **80**, 415 (1996).
6. В. Д. Кулаковский, В. Г. Лысенко, В. Б. Тимофеев, *УФН* **147**, 3 (1985).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989), с. 5.
8. В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин, *ФТП* **31**, 171 (1997).
9. Г. Л. Пикус, Г. Е. Бир, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, Москва (1972).
10. K. Fujii, T. Tomaru, T. Ohayama, and E. Otsuka, in *High magnetic field in semiconductor physics*, ed. by G. Landwehr, Springer-Verlag (1989), p. 558.
11. Т. Г. Тратас, В. М. Эдельштейн, *ЖЭТФ* **81**, 698 (1981).
12. H. Mathieu, P. Lefebvre, and P. Christol, *Phys. Rev. B* **46**, 4092 (1992).
13. W. Ossau, B. Jäkel, E. Bangert et al., *Surf. Sci.* **174**, 188 (1986).
14. Н. А. Городилов, О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов и др., *Письма в ЖЭТФ* **56**, 409 (1992).
15. F. Yang, M. Wilkinson, E. J. Austin et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 333 (1993).
16. J. Singh and K. K. Bajaj, *J. Appl. Phys.* **57**, 5433 (1985).
17. W. Broun, L. V. Kulik, T. Baars et al., submitted to *Phys. Rev. B* (1998).