

СПИН-ОРИЕНТИРОВАННЫЕ ЭКСИТОНЫ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ ГЕРМАНИИ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Б.Тимофеев, А.В.Черненко¹⁾

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черногловка Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 1 марта 1995 г.

По спектрам люминесценции изучено поведение непрямых экситонов в ультратонких кристаллах Ge, одноосно и однородно деформированных вдоль направления, близкого к $\langle 100 \rangle$, в магнитном поле до 14 Тл. Исследованы сдвиг и возгорание в магнитном поле LA-линии непрямой рекомбинации экситонов. Обнаружена новая линия излучения с низкоэнергетической стороны от линии свободного экситона.

Из-за малой энергии связи экситона условие сильного поля, когда парамагнитная энергия электрона и дырки, составляющих экситон, превосходит его энергию связи, выполняется в реально достижимых полях. Интерес к исследованию экситона в сильном поле связан с перестройкой его собственного состояния и изменением характера взаимодействия между экситонами. В пределе сильного поля поперечный размер экситона определяется магнитной длиной $l_H = eH/\hbar c$, продольный же размер при этом изменяется значительно слабее ($\sim \ln^{-1}(H/H_c)$), в результате чего экситон становится похож на вытянутую вдоль поля сигару, его эффективный объем уменьшается. Сильное магнитное поле подавляет ван-дер-ваальсово взаимодействие между экситонами, но при этом увеличивает квадрупольный момент экситона, что может, в принципе, привести к связыванию пары экситонов в триплетную молекулу [1,2], образованию цепочек из таких молекул. В газе триплетных молекул предсказывается возможность бозе-конденсации [2].

Одноосно деформированный Ge является удобной, модельной системой для изучения свойств свободных экситонов, электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) и экситонных молекул (бизекситонов). При сильной, одноосной однородной деформации ($P > 1$ кбар) вдоль направлений $\langle 111 \rangle$ и близкого к $\langle 100 \rangle$ (будем обозначать его $\langle \sim 100 \rangle$) происходит снятие долинного вырождения в зоне проводимости и расщепление вырожденных состояний в валентной зоне. Зонная структура упрощается, закон дисперсии дырок, который весьма сложен в недеформированном Ge, при достаточно сильном расщеплении уровней в валентной зоне становится близок к параболическому. Как было установлено в [3], одноосная однородная деформация вдоль оси $\langle \sim 100 \rangle$ позволяет дестабилизировать ЭДЖ за счет наиболее эффективного уменьшения плотности состояний в валентной зоне и получить газ экситонов с плотностью до $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T \sim 2$ К. Дальнейшее увеличение плотности может быть ограничено достижением фазовой границы газ - жидкость или границы перехода Мотта (параметр $r, \approx 2$). Магнитное поле сдвигает границу перехода Мотта в несколько раз в сторону больших концентраций даже в слабых полях [4]. Вопрос же о стабилизации ЭДЖ в сильном магнитном поле в одноосно деформированном Ge $\langle \sim 100 \rangle$ остается пока открытым.

¹⁾ e-mail: chernen@issp.ac.ru

Магнитное поле H_c , определяемое из равенства суммы энергий электрона и дырки на нулевом уровне Ландау экситонному ридбергу R_y , для $Ge <\sim 100>$ оказывается равным 2,9 Тл. Циклотронная масса дырок при этом берется в пределе бесконечного давления. В поле 14 Тл отношение $H/H_c \approx 5$.

Для измерений использовались монокристаллы германия с концентрацией электрически активных примесей не более чем 10^{11} см^{-3} . Образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с линейными размерами $2,5 \times 2,5 \times 10 \text{ мм}$ и вырезались так, чтобы длинная сторона была параллельна оси $<1,1,16>$ с точностью до 1° . Для уменьшения поверхностной рекомбинации перед постановкой в криостат образцы обрабатывались полирующим травителем СР-4А.

Для создания одноосной однородной деформации использовалась латунная конструкция, состоящая из обоймы, пуансона, который двигался в обойме и создавал давление на образец, и подставки, на которой фиксировался образец. Отношение длины пуансона к его диаметру около 3,5. Поверхности пуансона и обоймы были отполированы с оптическим классом точности и тщательно пригнаны друг к другу. Между кристаллом и пуансоном, с одной стороны, и кристаллом и подставкой, с другой, помещалось по одной прокладке из оловянно-свинцового припоя 50% Sn+50% Pb толщиной 1 мм. Кристалл фиксировали между прокладками и прикладыванием небольшого давления при комнатной температуре вдавливали в них на глубину $\sim 0,5 \text{ мм}$. После этого образцы непосредственно погружались в жидкий гелий. Возбуждение кристалла светом и сбор сигнала люминесценции осуществлялись с помощью световода. Оптимальным для измерений оказался световод с диаметром кварцевой жилы 0,4 мм. Световод был слегка изогнут и под определенным углом подведен вплотную к зеркалу, закрепленному на подставке образца таким образом, чтобы отраженный свет нормально падал на поверхность кристалла. Длина оптического пути между срезом световода и поверхностью кристалла на превышала 0,5 мм. Пропускание используемого световода на длине волны 5145 \AA с учетом отражения от срезов составляло $\sim 70\%$, а в области экситонной люминесценции было не хуже 50%. От зеркала при этом отражалось 50% падающего света.

Возбуждение неравновесных носителей осуществлялось непрерывным Ag^+ -лазером мощностью до 3 Вт. Интенсивность падающего на кристалл лазерного излучения была постоянна во время эксперимента и ее колебания не превышали 5%. Измерение люминесценции проводилось в режиме синхронного детектирования. Частота модуляции света лазера 5145 \AA была порядка 30 Гц. Спектр анализировался с помощью дифракционного монохроматора с решеткой 600 шт/мм и линейной дисперсией в рабочей области 26 \AA/мм . Детектирование сигнала люминесценции осуществлялось охлаждаемым $Ge(Au)$ -детектором с пороговой чувствительностью в требуемой области $\sim 10^{-15} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$. Величина деформации определялась по смещению экситонной линии. Изменение формы и полуширины этой линии позволяло судить о степени неоднородности деформации, которая не превышала 5% при давлении 2,5 кбар. Направление магнитного поля и оси сжатия совпадало.

На рис.1. приведены спектры люминесценции деформированного $Ge <\sim 100>$ при постоянной накачке в поле до 3 Тл. "Плечо" с низкоэнергетической стороны экситонной линии демонстрирует сверхлинейный рост с увеличением накачки и подавляется слабым магнитным полем. Это однозначно свидетельствует о принадлежности его биэкситону. Разрушение биэкситона

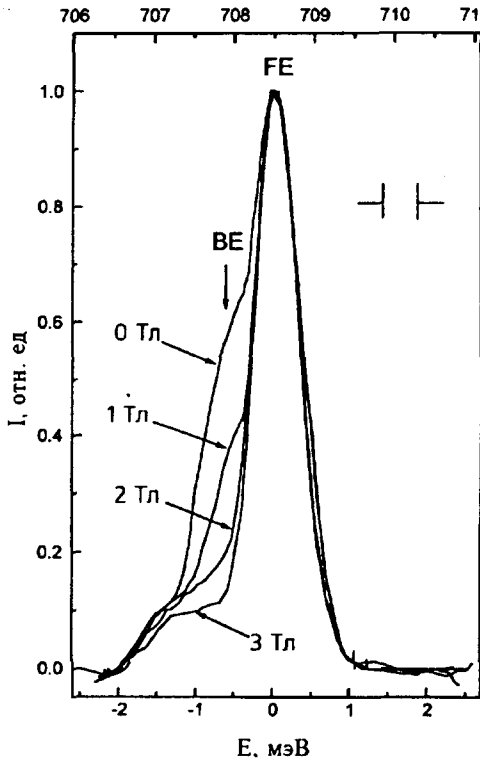


Рис.1. Спектры люминесценции Ge $\langle \sim 100 \rangle$ с испусканием LA-фонона при $P=2,5$ кбар и различных значениях магнитного поля. Плотность накачки $I=150$ Вт/см². Температура бани 1,8Тл. "Плечо" BE соответствует биэкситону. Снизу значения энергии E приведены в координатах $\hbar\omega - E_0$, E_0 - положение максимума LA-линии экситона. На верхней шкале отложены абсолютные значения энергии для спектра люминесценции в отсутствие магнитного поля. Интенсивности спектров I нормированы на максимум интенсивности линии экситона

полем обусловлено тем, что линейная по полю поправка к энергии биэкситона отсутствует и пара экситонов выигрывает в энергии по отношению к биэкситону из-за ориентации в поле магнитных моментов электрона и дырки. В меньшей степени разрушение биэкситона связано с положительной диамагнитной поправкой к энергии молекулы в магнитном поле по отношению к паре несвязанных экситонов. Используя величины диамагнитной восприимчивости в слабом поле $\chi_{ex} = 0,036$ мэВ/Тл², $\chi_{be} = 0,15$ мэВ/Тл² [5], получим для поля, разрушающего биэкситон, величину порядка 1,5Тл, что согласуется с нашими измерениями. Биэкситонное "плечо" позволяет определить плотность экситонов из условия термодинамического равновесия экситонов и биэкситонов ($\mu_{be} = 2\mu_{ex}$):

$$n_{be} = n_{ex}^2 \left(\frac{4\pi\hbar}{M_{ex}k_B T} \right)^{3/2} \left(\frac{\nu_{be}}{\nu_{ex}^2} \right) \exp \left(\frac{\Delta}{k_B T_{ex}} \right),$$

где n_{ex} и n_{be} - плотности экситонов и биэкситонов, соответственно, M_{ex} - трансляционная масса экситона $\approx 0,35m_0$, m_0 - масса свободного электрона. Энергия связи биэкситона $\Delta=0,27$ мэВ взята из работы [5]. Кратности вырождения экситонов и биэкситонов $\nu_{ex} = 4$ и $\nu_{be} = 1$, соответственно; T_{ex} - температура экситонного газа. Интегральные интенсивности люминесценции и плотности экситонов и биэкситонов связаны соотношением $I_{be}/I_{ex} = 2,3n_{be}/n_{ex}$ [6]. Максимальная достигнутая нами плотность экситонов оказалась равной $0,4 \cdot 10^{15}$ см⁻³ ($r_s = 5,2$). При этом температура экситонов, оцениваемая с помощью аппроксимации формы линии люминесценции экситона бoльцмановским

распределением, была равна 3К. Дальнейшее увеличение плотности накачки приводило к нагреву экситонной системы и термической диссоциации молекул.

В магнитном поле 5Тл происходит полное снятие спинового вырождения экситонов, расщепление между ближайшими спиновыми уровнями превосходит температуру в 2 раза. Это означает, что в сильно деформированном Ge $\langle \sim 100 \rangle$ и сильном магнитном поле мы имеем дело с газом экситонов, находящихся в одном невырожденном состоянии.

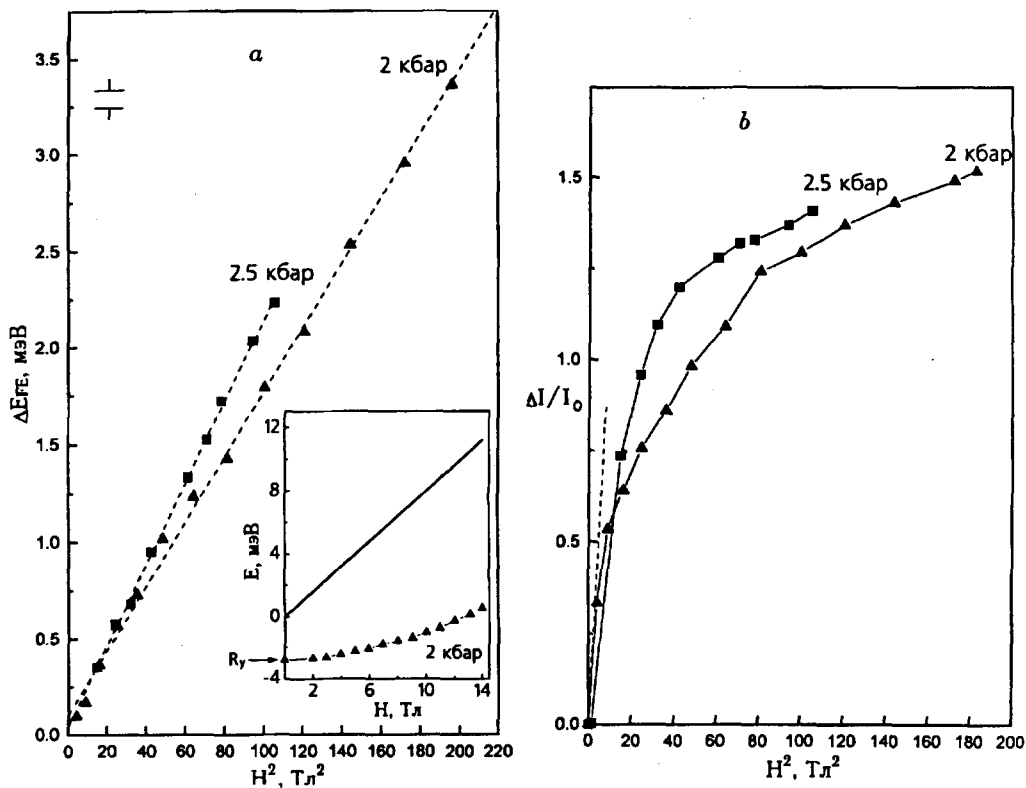


Рис.2. а - Зависимость сдвига ΔE_{FB} линии люминесценции экситона в Ge $\langle \sim 100 \rangle$ с испусканием LA-фона от H^2 для двух различных давлений. Температура бани $T = 1,8$ К. На вставке: изменение энергии связи экситона в магнитном поле при $P = 2$ кбар. Прямая линия: $\hbar\omega_c/2 - \mu_B H/2(|g_e| + |g_h|)$, $g_e = 1,57$, $g_h = -4,5$ [5], ω_c посчитана для масс $m_e^* = 0,135m_0$, $m_h^* = 0,109m_0$. б - Возрастание интегральной интенсивности I LA-линии люминесценции экситона в магнитном поле. Пунктиром проведена прямая, соответствующая росту интенсивности в случае слабого поля: $\Delta I/I_0 = (11/3)(\hbar\omega_c/4R_y)^2 = 0,11$ [8]. I_0 - интегральная интенсивность линии в отсутствие поля

На рис.2а представлена зависимость положения LA-линии экситона от квадрата магнитного поля при двух различных, но близких давлениях. Видно, что смещение линии в поле хорошо описывается квадратичной зависимостью. Диамагнитная восприимчивость оказалась равной $0,034$ мэВ/Тл² и $0,04$ мэВ/Тл² для давлений 2 и 2,5 кбар, соответственно. Это на порядок превосходит значение восприимчивости в случае слабого поля, рассчитанного в [7] и подтвержденного экспериментально в работе [5]. Изменения в характере зависимости

энергии экситона от магнитного поля в полях больше 1 Тл можно было ожидать, поскольку уже в поле 6 Тл диамагнитная поправка к энергии экситона превосходит R_y . Однако наблюдаемое поведение сдвига экситона довольно неожиданно: сильное изменение χ_{ex} происходит в интервале полей порядка 1 Тл, после чего он практически не изменяется. Увеличение χ_{ex} с давлением объясняется уменьшением массы дырок, зависящей от величины расщепления уровней в валентной зоне. Вставка на рис.2а иллюстрирует рост энергии связи экситона в магнитном поле. Прямая линия соответствует нижнему спин-отщепленному уровню Ландау. Циклотронная масса дырок взята в приближении бесконечного давления. Видно, что энергия связи экситона в поле 14 Тл увеличивается в пять раз.

Кроме возрастания энергии связи, в сильном поле изменяется распределение электрон-дырочной плотности в экситоне и его объем. Поджатие волновой функции экситона приводит к росту вероятности излучательной рекомбинации, которая обратно пропорциональна эффективному объему экситона. В пределе сверхсильного поля вероятность излучательной рекомбинации экситона изменяется с полем как $1/a_B l_H^2$ (то есть пропорционально $H/H_c \ln(H/H_c)$), а в слабом поле $\sim H^2$ [8]. Это должно привести к точно такому же росту интегральной интенсивности линии экситона в предположении, что безызлучательная рекомбинация, являющаяся самым быстрым каналом аннигиляции экситонов, от поля не зависит. В этих условиях следует ожидать квадратичную от поля зависимость интенсивности линии экситона в слабых полях и близкую к линейной – в сильных. На рис.2б приведена зависимость интенсивности экситонной линии при постоянной накачке от квадрата магнитного поля. В области слабых полей приращение интенсивности удовлетворительно описывается квадратичной зависимостью, в более сильных полях заметно "насыщение", которое мы связываем с переходом в область сильных полей.

В поле, большем 4 Тл, и сильной накачке с "красной" стороны линии экситона начинает возгораться новая линия X. Представление об эволюции этой линии в магнитном поле дает вставка на рис.3. С ростом поля максимум линии X движется в красную сторону от линии экситона, при этом растет ее ширина. В поле 10 Тл интегральная интенсивность линии составляет 15% от интенсивности экситона. Появление линии со стороны меньших энергий от линии экситона означает возникновение состояний с большей, чем у экситона, энергией связи на одну $e-h$ -пару. Есть два соображения, позволяющие объяснить появление этой линии. Первое из них основывается на росте стабильности ЭДЖ в сильном магнитном поле [9], хотя, в отличие от предложенной в этой работе модели, в нашем случае электроны и дырки должны находиться не только на нижнем уровне Ландау. В поле 4 Тл ширина линии X порядка 3 мэВ, и оцениваемая отсюда плотность ЭДЖ $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, параметр $\tau_s = (4\pi a_{ex}^3 n/3)^{-1/3} > 1$, a_{ex} – боровский радиус экситона в отсутствие поля. Для ЭДЖ в недеформированном Ge $\tau_s \approx 0,5$. При учете сжатия волновой функции экситона магнитным полем величина τ_s возрастает по меньшей мере еще в 2 раза, то есть мы имеем дело с довольно "рыхлым" по плотности образованием. Не ясно, стабильна ли ЭДЖ при таких значениях τ_s . Другое, альтернативное объяснение природы линии X связано с возрастанием в магнитном поле квадрупольного взаимодействия между экситонами, что, в принципе, может обеспечить стабильность триплетного биэкситона [1,2] и более сложных молекулярных образований. Стабильный триплетный экситон за счет

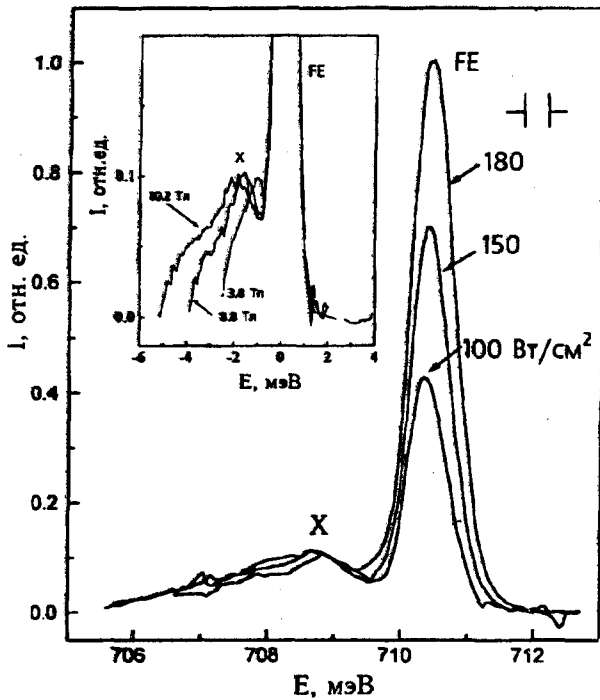


Рис.3. Поведение линии X при различной плотности накачки в магнитном поле 10,2Тл. Температура бани $T = 1,8\text{ К}$. На вставке: линия X при постоянной плотности накачки $I = 100\text{ Вт/см}^2$ в различном магнитном поле. Значения энергии приведены в координатах $\hbar\omega - E_0$, E_0 - положение максимума LA-линии экситона, $T = 1,8\text{ К}$, $P = 2,5\text{ кбар}$. Спектры нормированы на максимум интенсивности линии экситона

квадруполь-квадрупольного взаимодействия может возникнуть при выполнении сильного неравенства: $(I_H/a_{ex})(\mu/M) \ll 1$. В условиях наших экспериментов выражение в левой части неравенства равно 1/40.

Для получения исчерпывающего ответа на вопрос о природе линии X требуется выполнить эксперименты при больших давлениях (5–7 кбар), поскольку ЭДЖ весьма чувствительна к изменению массы дырок, тогда как стабильность молекулярных образований должна зависеть от этого параметра гораздо слабее.

Авторы благодарят В.Д.Кулаковского, В.М.Эдельштейна, М.А.Либермана за интересные обсуждения.

Эта работа выполнялась при частичной поддержке гранта INTAS (1010-ST93-0051).

1. Г.В. Годяк, Ю.Е. Лозовик, М.С.Обрехт, ФТТ, **25**, 1063 (1983).
2. A.V.Kogolev and M.A.Liberman, Phys.Rev. **B47**, 21, 14318 (1993); Phys.Rev. **A46**, 1762 (1992).
3. И.В.Кукушкин, В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **32**, 304 (1980).
4. И.В.Кукушкин, В.Д.Кулаковский, Т.Г.Тратас, В.Б.Тимофеев, ЖЭТФ **84**, 1145 (1983).
5. В.Д.Кулаковский, И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев, ЖЭТФ **81**, 685 (1981).
6. В.Д.Кулаковский, И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев, ЖЭТФ **78**, 381 (1980).
7. Т.Г.Тратас, В.М.Эдельштейн, ЖЭТФ **81**, 697 (1981).
8. V.E.Bisti, V.M.Edel'shtein, I.V.Kukushkin, and V.D.Kulakovskii, Sol. St. Com., **44**, 197 (1982).
9. Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко, Письма в ЖЭТФ **24**, 70 (1976).