

Ионизация экситона, движущегося перпендикулярно магнитному полю в сверхрешетке GaAs/Al_xGa_{1-x}As

Б. П. Захарченя¹⁾, В. Ф. Сапега

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23 мая 2001 г.

После переработки 31 мая 2001 г.

Методом резонансной рамановской спектроскопии изучено влияние магнитного поля на спектр экситонов, связанных с различными минизонами в сверхрешетках. Обнаружено, что интенсивность рамановского рассеяния на акустических фононах с участием основного состояния экситона, связанного со второй минизонной, резко ослабевает уже в слабых магнитных полях, если вектор его скорости ортогонален внешнему магнитному полю. Это явление объяснено ионизацией экситона в электрическом поле, возникающем в системе координат, связанной с экситоном, движущимся перпендикулярно внешнему магнитному полю.

PACS: 71.35.+z

Спектр квазичастицы – экситона изменяется в магнитном поле вследствие нескольких причин. Во-первых, это обычное зеемановское расщепление, наблюдавшееся на линиях экситона в полупроводнике в 1954 г. [1]; во-вторых, это диамагнитный сдвиг уровней экситона, являющийся следствием ускорения орбитального движения экситона в магнитном поле, обнаруженный в 1956 г. [2] и наблюдавшийся впоследствии как для объемных полупроводников, так и для квантоворазмерных структур²⁾. В-третьих, перестройка энергетических уровней экситона может происходить вследствие движения квазичастицы, возбужденной фотоном с импульсом $k = (\omega/c)n$ (n – показатель преломления кристалла), направленным перпендикулярно магнитному полю H . В этом случае в системе координат, связанной с движущимся экситоном, появится электрическое поле

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c}[\mathbf{V}_{ex} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

где \mathbf{V}_{ex} – скорость экситона.

Возникает ситуация, когда внешнее магнитное поле и электрическое поле (1) оказываются скрещенными и спектр квазичастицы перестраивается. Проявление поля (1) экспериментально наблюдалось в [4] для экситонов в кристалле сульфида кадмия, где отсутствует центр инверсии.

Воздействие электрического поля (1) на светящиеся атомы водорода (каналовые лучи), движущиеся

перпендикулярно магнитному полю, наблюдал Вильгельм Вин еще в 1916 г. [5]; он назвал соответствующее расщепление линий серии Бальмера электродинамическим расщеплением. Этот замечательный эксперимент Вина забыт. Он не упоминается ни в учебниках, ни в оригинальных работах. Между тем, Вин в цитируемой работе предсказал даже возможность наблюдения электродинамического изменения в энергетических спектрах космических объектов. Такие расчеты сейчас выполняются для нейтронных звезд, где магнитные поля достигают значений $10^{11} \div 10^{12}$ Гс [6].

В данной работе методом резонансного рамановского рассеяния света на акустических фононах исследовано влияние магнитного поля на спектр экситонов в сверхрешетке (СР) GaAs/Al_xGa_{1-x}As при различной ориентации магнитного поля относительно направления роста СР, то есть относительно вектора скорости экситона. Мы обнаружили, что экситон, связанный с первой электронной и дырочной минизонами, в магнитном поле испытывает только диамагнитный сдвиг энергии основного состояния независимо от ориентации вектора его групповой скорости относительно магнитного поля. Экситон, связанный со второй электронной и дырочной минизонами, также испытывает диамагнитный сдвиг, однако характер воздействия магнитного поля на состояние экситона сильно зависит от взаимной ориентации магнитного поля и направления движения экситона. Линия рамановского рассеяния света, связанного с основным состоянием экситона, движущегося перпендикулярно магнитному полю, исчезает в магнитных полях, в отличие от случая, когда экситон движется вдоль

¹⁾ e-mail: bpz@solstate.ioffe.rssi.ru

²⁾ Диамагнитный сдвиг для атомных орбит гигантского радиуса был обнаружен в 1939 г. [3].

магнитного поля. Этот эффект объясняется ионизацией экситона в электрическом поле, определяемом формулой (1).

Эксперименты были выполнены на нелегированных СР GaAs/Al_{0.05}Ga_{0.95}As. Ширины КЯ и барьеров были фиксированы и составляли соответственно по 60 Å. Для возбуждения фотолюминесценции и рамановского рассеяния света на акустических фононах использовался перестраиваемый титан-сапфировый лазер, накачиваемый Ag-ионным лазером. Плотность накачки составляла 1 Вт/см², что позволяло избежать нагрева образца. Фотолюминесценция регистрировалась двойным решеточным монохроматором SPEX 1404, оборудованным GaAs ФЭУ с системой счета фотонов. Эксперименты были выполнены при температуре образца $T = 4$ К и в магнитных полях $B \leq 14$ Тл в геометрии Фойхта (магнитное поле лежит в плоскости слоев СР и перпендикулярно волновому вектору возбуждающего фотона k_{ph}) или Фарадея (магнитное поле совпадает с направлением роста СР и волновым вектором фотона). В обоих случаях использовалась геометрия рассеяния света назад.

Энергетический спектр (дисперсия в направлении роста СР) исследуемой СР состоит из электронных и дырочных минизон, структура которых представлена схематично на рис.1 тонкими линиями. С каждой из этих минизон связаны экситонные состояния X_1 и X_2 , представленные на рис.1 жирными линиями. Выбором энергии возбуждающего света (вертикальные стрелки на рис.1) можно резонансно возбуждать экситон, принадлежащий первой или второй минизонам (схема переходов показана на рис.1) с волновым вектором K_z , отстоящим на 0.1 от краев зоны Бриллюэна СР. Спектр краевой фотолюминесценции исследуемой СР формируется из узкой линии свободного экситона (на рис.2 отмечена символом X_1), связанного с первой электронной и дырочной (минизона тяжелых дырок) минизонами. В магнитном поле эта линия смещается в область больших энергий как в фарадеевской (кружки на рис.2, расщепление этой линии на две зеемановские компоненты пренебрежимо мало по сравнению со сдвигом их центра тяжести, поэтому в дальнейшем не учитывается), так и в фойхтовской (треугольники на рис.2) геометрии. Смещение этой линии в магнитном поле обусловлено диамагнитным сдвигом. Слабое плечо X'_1 на спектре фотолюминесценции (ФЛ), расположенное со стороны больших энергий от линии X_1 , возможно, обусловлено рекомбинацией экситонов, связанных с зоной легких дырок, поскольку испытывает диамагнитный сдвиг, сравнимый с диамагнитным сдвигом экситона

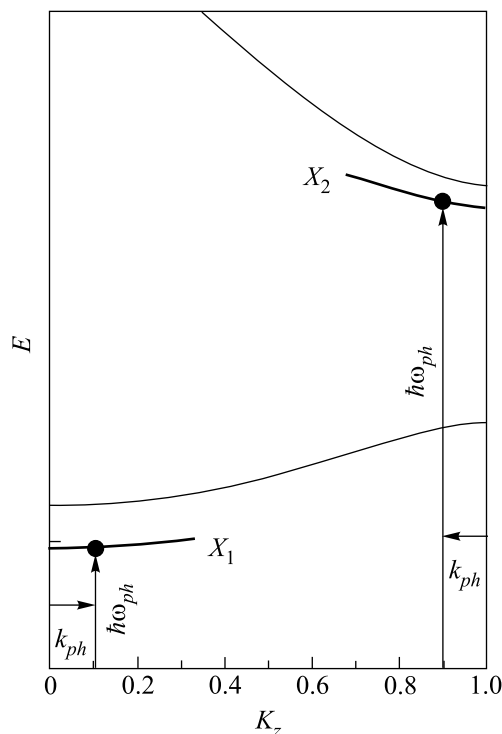


Рис.1. Дисперсия электронных и дырочных минизон (сплошные тонкие линии) и связанных с ними экситонных состояний (жирные линии) в направлении роста СР. Вертикальные стрелки обозначают оптическое возбуждение экситонов фотонами с энергией $\hbar\omega_{ph}$ и волновым вектором k_{ph}

X_1 . Зависимость от магнитного поля для этого состояния для фарадеевской (кружки) и фойхтовской (треугольники) геометрий также представлена на рис.2.

Для исследования влияния магнитного поля на возбужденные состояния экситона первой электронной и дырочной минизон использовались магнито-рамановские спектры. Эта методика успешно использовалась для изучения уровней Ландау или штарковской локализации [7–10] и позволила детектировать состояния, которые не наблюдаются в обычных спектрах ФЛ даже при очень больших накачках. Для каждой энергии возбуждения спектрометр использовался как фильтр, полоса пропускания которого была сдвинута в стоксову область на 4 см^{-1} . При этих условиях измерялась интенсивность рассеянного света как функция магнитного поля. Такие магнито-рамановские спектры чувствительны ко всем электронным состояниям, для которых выполняются условия входного или выходного резонанса в рамановском процессе. Преимущество рассеяния света на акустических фононах состоит в том, что резонансы исследуются при малых рамановских сдвигах. Более того, для

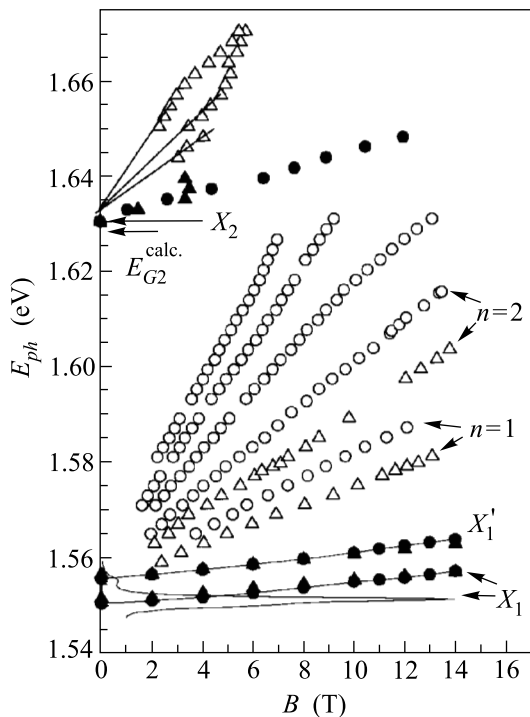


Рис.2. Зависимость энергии основного состояния экситонов первой, X_1 , и второй, X_2 , минизоны от магнитного поля в фарадеевской (кружки) и фойхтовской (треугольники) геометрии. Зависимость уровней Ландау от магнитного поля для фарадеевской (светлые кружки) и для фойхтовской (светлые треугольники) геометрии. Горизонтальная стрелка показывает расчетные значения энергии между дном второй электронной минизоны и вершиной соответствующей ей валентной минизоны

фононов с энергиями меньшими, чем однородное уширение, почти всегда выполняются условия двойного резонанса, что приводит к заметному увеличению интенсивности рассеянного света. Полученная таким образом веерная диаграмма электронно-дырочных состояний в магнитном поле представлена на рис.2 светлыми кружками для фарадеевской геометрии и светлыми треугольниками для фойхтовской геометрии. Отметим, что основные, X_1 , и возбужденное, X'_1 , состояния также наблюдались в магнито-рамановских спектрах, а их зависимость от магнитного поля совпала с той, что была измерена по спектрам ФЛ. Состояния магнито-экситонов, наблюдаемые при возбуждении фотонами с энергией $\hbar\omega_{ph} = 1.55\text{--}1.62\text{ эВ}$, экстраполируются к состоянию экситонного континуума первой электронной и дырочной минизон при $B \rightarrow 0$. Различная зависимость от магнитного поля состояний электронов и дырок, связанных с уровнями Ландау $n = 1, 2$

в фарадеевской и фойхтовской геометриях, обусловлена анизотропией циклотронной массы дырок и электронов в СР. Однако основной вклад связан, по-видимому, с анизотропией массы тяжелой дырки. Состояния диамагнитного экситона, наблюдаемого при возбуждении светом с энергией $\hbar\omega_{ph} \geq 1.63\text{ эВ}$, экстраполируются к энергии основного состояния экситона, связанного со второй электронной и дырочной минизонами. Энергия этого состояния близка к значению энергии между дном второй электронной минизоны и вершиной второй дырочной минизоны, рассчитанным в модели Кронига–Пенни [11] (расчетное значение энергии отмечено на рис.2 горизонтальной стрелкой, обозначенной символом E_{G2}^{calc}). В отличие от основного состояния диамагнитного экситона, связанного с первой минизонной, основное состояние диамагнитного экситона второй минизоны ведет себя по-разному в фарадеевской (кружки) и фойхтовской (треугольники) геометриях. В фарадеевской геометрии экситонное состояние X_2 испытывает диамагнитный сдвиг, заметно больший по величине, чем диамагнитный сдвиг экситона X_1 , и наблюдается в магнито-рамановском спектре вплоть до больших магнитных полей $B \sim 14\text{ Тл}$. В фойхтовской геометрии в полях $B \leq 3$ состояние экситона X_2 испытывает такой же диамагнитный сдвиг, как и в фарадеевской геометрии, однако в полях $B > 3\text{ Тл}$ интенсивность рамановского процесса с участием этого экситона резко уменьшается. Уменьшение интенсивности рамановского процесса с участием экситона X_2 , очевидно, связано с уменьшением времени его жизни. Состояние экситона X_2 является промежуточным в резонансном рамановском процессе на акустических фононах и поэтому определяет его вероятность [12]. Мы думаем, что основной причиной уменьшения времени жизни экситона X_2 является его ионизация.

Обсудим поведение основного состояния X_1 и X_2 экситонов в фарадеевской и фойхтовской геометриях. Очевидно, что в резонансном рамановском процессе фотовозбужденный экситон (в силу закона сохранения импульса) приобретает от возбуждающего фотона квазиимпульс $\hbar K_x = \hbar k_{ph}$ (где $k_{ph} = (\omega/c)n$ – импульс фотона в СР с показателем преломления n). Соответственно, направленная скорость экситонов $\mathbf{V}_x = \hbar \mathbf{K}_x / M$ (M – кинетическая масса экситона) либо совпадает с магнитным полем (фарадеевская геометрия), либо перпендикулярна ему (фойхтовская геометрия). Экситон, движущийся вдоль направления магнитного поля, $\mathbf{V}_x \parallel \mathbf{B}$, испытывает диамагнитный сдвиг энергии (этот сдвиг обусловлен влиянием магнитного поля только на относительное дви-

жение электрона и дырки в экситоне) и увеличение силы осциллятора. Экситон, движущийся перпендикулярно магнитному полю, $\mathbf{V}_X \perp \mathbf{B}$, также испытывает диамагнитный сдвиг. Однако в этой геометрии, как уже говорилось, возникает электрическое поле

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c}[\mathbf{V}_X \times \mathbf{B}].$$

Очевидно, что при достаточно больших скоростях экситона и достаточно больших магнитных полях энергия взаимодействия экситона с этим электрическим полем может превысить его энергию связи, что проявится в ионизации экситона. Именно с этим явлением мы связываем исчезновение линии резонансного рамановского рассеяния света с участием экситона X_2 в фойхтовской геометрии в полях $B \sim 4$ Тл. Оценка показывает, что фотовозбужденный экситон имеет перпендикулярную к магнитному полю скорость $V_X \sim 10^6$ см/с (при вычислении V_X мы использовали массу движения экситона вдоль СР: $M_{\parallel} = m_{hh} + m_e = 0.4m_0$ [13]). В системе координат, движущейся с такой скоростью перпендикулярно магнитному полю $B \sim 4$ Тл, возникает электрическое поле напряженностью $E_B \sim 400$ В/см. Известно, что в объемном GaAs экситон с энергией связи $E_X \sim 4$ мэВ ионизируется уже в достаточно слабом постоянном внешнем электрическом поле $E \sim 1000$ В/см [13]. Можно ожидать, что энергия связи экситона во второй минизоне X_2 в СР меньше, чем экситона X_1 в первой минизоне, которая, в свою очередь, оказалась близкой энергии связи экситона в объемном GaAs. Поэтому ионизация экситона наступает в меньших электрических полях.

На первый взгляд, аналогичным образом в фойхтовской геометрии должна наблюдаться ионизация экситона X_1 , связанного с первой минизонной. Действительно, квазиимпульс этого экситона лишь немногим меньше, чем у экситона X_2 ($K_{X_1}/K_{X_2} = 0.95$), однако скорости экситонов X_1 и X_2 могут существенно отличаться из-за большой разницы в эффективных массах. Эта разница в массах определяется в основном тяжелой дыркой и связана с параметрами СР. Расчет, выполненный в модели Кронига-Пенни, показывает, что ширина первой дырочной минизоны $\Delta E_{hh}^{(1)} = 2$ мэВ, в то время как вторая ми-

низона имеет ширину $\Delta E_{hh}^{(2)} = 12$ мэВ, причем вторая минизона целиком лежит в надбарьерной области. Очевидно, что масса дырки в первой минизоне в направлении роста СР в приближении сильной связи $m_{hh} \propto 1/\Delta E_{hh}^1$ и, таким образом, может быть заметно больше массы во второй минизоне, которую можно принять равной массе дырки в объемном GaAs. Вывод о заметно большем значении массы тяжелой дырки в направлении роста СР по сравнению с ее массой в объемном GaAs подтверждается заметно меньшей зависимостью уровней Ландау первой минизоны от магнитного поля в фойхтовской геометрии по сравнению с фарадеевской.

Авторы признательны д-ру К. Эберлу за изготовление сверхрешетки и за полезные обсуждения. В. Ф. С. благодарен профессору М. Кардоне за предоставленную возможность выполнения экспериментов в его лаборатории и Max Planck Gesellschaft за финансовую поддержку. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 00-15-96756.

1. Е. Ф. Гросс, Б. П. Захарченя, ДАН **99**, 527 (1954).
2. Е. Ф. Гросс, Б. П. Захарченя, ДАН **111**, 564 (1956).
E. F. Gross and B. P. Zakharchenya, J. de Phys. et le Radium. **1**, 68 (1957).
3. F. Jankins and E. Segre, Phys. Rev. **55**, 52 (1939).
4. У. Ф. Гросс, Б. П. Захарченя, О. В. Константинов, ФТТ **3**, 305 (1961).
5. W. Wien, Ann. der Physik **49**, 842 (1916).
6. A. Y. Potekhin, J. Phys. **13**, 27, 1073 (1994).
7. V. F. Sapega, V. I. Belitsky, T. Ruf et al., Phys. Rev. **B46**, 16005 (1992).
8. D. N. Mirlin, I. A. Merkulov, V. I. Perel' et al., Solid State Commun. **82**, 305 (1992).
9. G. Goldoni, T. Ruf, V. F. Sapega et al., Phys. Rev. **B51**, 14542 (1995).
10. V. F. Sapega, T. Ruf, M. Cardona et al., Phys. Rev. **B56**, 1041 (1997).
11. G. Bastard, Phys. Rev. **B25**, 7594 (1982).
12. T. Ruf, J. Spitzer, V. F. Sapega et al., Phys. Rev. **B50**, 1792 (1994).
13. D. C. Reynolds and T. C. Collins, in *Excitons*, Academic, New York, 1981, p. 138, and references therein.