

УДК 621.315.592

© 1992

РАССЕЯНИЕ СВЕТА С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ p -GaAs/AlGaAs В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Мирлин, А. А. Сиренко

Проведено сравнительное исследование спектров рамановского рассеяния света с переворотом спина в магнитном поле в структурах с квантовыми ямами p -GaAs/AlGaAs, легированных различными примесями (углерод, бериллий). Ширина линий рассеяния света зависит от характера легирования. Из температурной зависимости интенсивности рассеяния определена энергия делокализации связанного экситона, который в условиях эксперимента служит промежуточным состоянием в процессе рассеяния.

В системах с пониженной размерностью кулоновское и обменное взаимодействие между носителями сильно возрастает. В результате многие эффекты, которые не видны или слабы в объемных кристаллах, усиливаются. К числу таких эффектов относятся рассеяние света с переворотом спина дырки на акцепторе, наблюдавшееся в структурах с квантовыми ямами p -GaAs/AlGaAs [1]. В этом случае с понижением размерности упрощается интерпретация результатов в связи с частичным снятием четырехкратного вырождения уровня акцептора. Основным становится состояние с проекциями момента дырки $\pm 3/2$ на ось квантования структуры (ось z), и рассеяние света сопровождается переходом дырки между подуровнями этого состояния, расщепленными в магнитном поле. В [1, 2] построена теория этого явления, основанная на учете обменного взаимодействия между дыркой, связанной на акцепторе, и дыркой в фотовозбужденном экситоне. Процесс рассеяния света включает в себя три этапа. На первом этапе поглощается первичный фотон и образуется экситон (электронно-дырочная пара): светом с поляризацией $\sigma+$ возбуждаются состояния $| -1/2, +3/2 \rangle$ или состояния $| +1/2, -3/2 \rangle$ при возбуждении светом с поляризацией $\sigma-$. В результате обменного взаимодействия системы трех частиц происходит переворот спина дырки на акцепторе, который может сопровождаться переворотом спинов электрона и дырки в экситоне (случай A в обозначениях, введенных в работах [1, 2]) или происходить без изменения спинового состояния электрона и дырки в экситоне (случай B). На заключительном этапе происходит рекомбинация экситона с испусканием вторичного фотона, поляризация которого в случае A противоположна поляризации возбуждающего фотона или такая же как у возбуждающего фотона в случае B . Стоксов сдвиг в обоих случаях равен спиновому расщеплению уровня дырки на акцепторе.

В данной работе проведено сравнительное исследование спектров рамановского рассеяния света с переворотом спина в магнитном поле в структурах с квантовыми ямами, легированными различными акцепторными примесями (углерод, бериллий). Эксперименты выполнялись на структурах с изолированными квантовыми ямами p -GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках из GaAs с ориентацией (001). Использо-

зовались образцы с шириной квантовых ям $L_z=46$ и ≈ 100 Å, число периодов составляло 100. Легирование осуществлялось бериллием или углеродом, концентрация акцепторных примесей в различных структурах была в диапазоне от 10^{16} до 10^{17} см $^{-3}$. Измерения проводились при температуре, близкой к гелиевой. Образцы помещались или непосредственно в гелиевую ванну, или на печку в атмосфере гелия. Изменение температуры T фиксировалось полупроводниковым датчиком. Возбуждение осуществлялось циркулярно- и линейно-поляри-

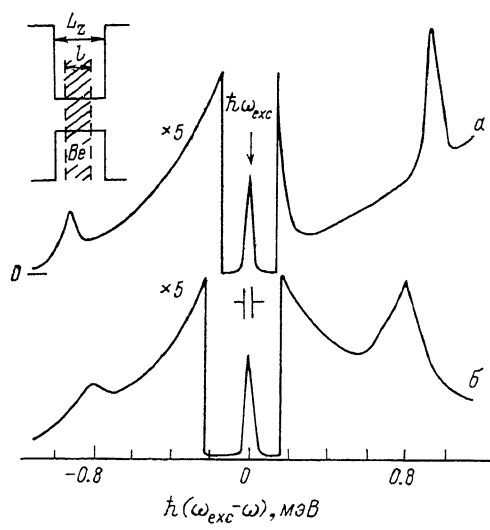


Рис. 1. Спектры рамановского рассеяния света в структурах с $L_z=100$ Å.

Энергия возбуждающего кванта $\hbar\omega_{exc}=1.55$ эВ, магнитное поле $B=7$ Т направлено перпендикулярно плоскости квантовых ям ($B \parallel z$). a — структура, легированная бериллием, $N_A=5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Распределение примеси по оси z структуры схематично показано на вставке. Ширина легированной области $l=80$ Å; b — структура, легированная углеродом, $N_A=3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$.

зованными линиями Kr^+ лазера 1.55 и 1.65 эВ. при этом энергия кванта возбуждения $\hbar\omega_{exc}$ была близка к энергии полосы краевой фотолуминесценции в квантовой яме. Плотность потока возбуждающего света не превышала 0.1 Вт/см 2 .

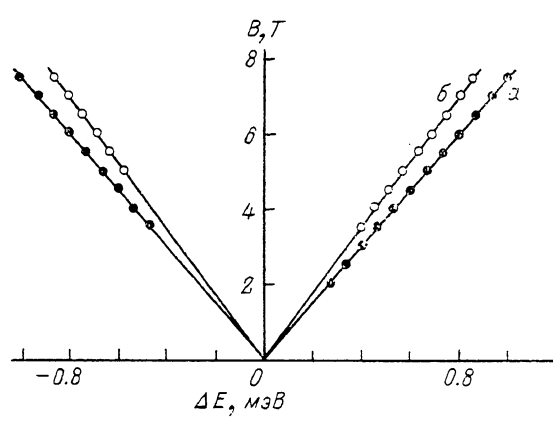


Рис. 2. Зависимость положения максимумов рассеянного света от магнитного поля, $B \parallel z$.

Стоксову сдвигу соответствуют положительные значения ΔE , антистоксову сдвигу — отрицательные. a — структура, легированная бериллием; b — структура, легированная углеродом.

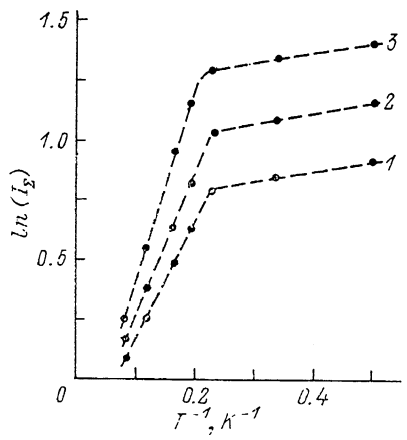


Рис. 3. Температурная зависимость суммарной интенсивности стоксовской и антистоксовской линий рассеянного света при трех значениях магнитного поля.

1 — $B=5.4$, 2 — 6.2, 3 — 7 Т. Структура с $L_z=46$ Å легирована бериллием $N_A=7 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $\hbar\omega_{exc}=1.65$ эВ.

Возбуждающий свет падал перпендикулярно к плоскости квантовых ям. Рассеянный свет собирался в геометрии «на отражение».

На рис. 1 приведены спектры резонансного рассеяния света для двух структур с $L_z=100$ Å при $\hbar\omega_{exc}=1.55$ эВ, магнитное поле $B=7$ Т. Одна из структур селективно легирована Be ($N_A=5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$). Распределение акцепторов для

этой структуры схематично показано на вставке к рис. 1. Вторая структура со-держала остаточную концентрацию углерода как в квантовых ямах, так и в барьерах ($N_A \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). В обоих образцах наблюдаются линии рассеяния, сдвинутые в стоксову и в антистоксову области на величину $\Delta E \approx 1 \text{ мэВ}$ при $B = 7 \text{ Т}$. В таких же структурах с малой концентрацией акцепторов ($N_A < 10^{16} \text{ см}^{-3}$) аналогичные линии рассеяния не наблюдались. Это обстоятельство, а также зависимость ΔE от магнитного поля свидетельствуют о том, что в спектре рассеяния действительно наблюдались переходы между расщепленными в магнитном поле уровнями акцептора.

На рис. 2 показаны зависимости сдвига линий рассеяния ΔE от магнитного поля, направленного вдоль оси квантования z . Видно, что величина ΔE пропорциональна магнитному полю. Учитывая, что $\Delta E = |g_A \mu_0 B_z|$, где g_A — продольный g -фактор дырки на акцепторе [1, 2], мы получили следующие значения: $g_A = 2.0$ для структуры с $L_z = 100 \text{ \AA}$, содержащей углерод; $g_A = 2.3$ для структуры с $L_z = 102 \text{ \AA}$, легированной бериллием, и $g_A = 2.6$ для структуры с $L_z = 46 \text{ \AA}$, легированной бериллием. Значения g_A для структур, легированных бериллием, близки к данным работы [1].

Сдвиг ΔE зависит от угла φ между направлением магнитного поля и осью квантования z . Так, при $\varphi = \pi/4$ величина сдвига уменьшилась в $\sqrt{2}$ раз, а при $\varphi = \pi/2$, т. е. при направлении магнитного поля в плоскости квантовых ям, линия рассеяния не наблюдается. Эти результаты показывают, что поперечный g -фактор дырки на акцепторе пренебрежимо мал, как и должно быть для состояние с проекцией момента $\pm 3/2$ на ось квантования. Таким образом, наблюдаемое рассеяние действительно обусловлено изменением проекции момента дырки на ось z : $-3/2 \rightarrow +3/2$ или $+3/2 \rightarrow -3/2$. Этим переходам соответствует рассеяние в стоксову или в антистоксову области спектра.

Линии рассеяния для структуры, легированной углеродом, заметно шире, чем для легированной бериллием (рис. 1). Это различие, по-видимому, связано с зависимостью g_A от положения акцептора в яме [3]. В структурах, селективно легированных бериллием, состояние дырки на акцепторе слабо возмущается интерфейсом, разброс значений g_A мал и наблюдаются узкие линии рассеяния с полушириной порядка $\delta E \approx 0.08 \text{ мэВ}$. Структуры со сплошным распределением акцепторов по оси z характеризуются большим разбросом значений g_A , а значит, и большим неоднородным уширением линии рассеяния. Поэтому в образцах, легированных углеродом, отношение $\delta E/\Delta E = \delta g_A/g_A$ велико и не зависит от магнитного поля. Это отношение возрастает с увеличением концентрации углерода N_A и принимает значения 0.25 и 0.4 в двух образцах, отличающихся концентрацией углерода в несколько раз.

В структуре с $L_z = 46 \text{ \AA}$ наряду с основной линией, сдвиг которой $\Delta E/B$ равен 0.15 мэВ/Т (соответствует значению g -фактора 2.6), наблюдается еще одна линия со стоксовым сдвигом 0.3 мэВ/Т и интенсивностью на порядок меньше. Возможно, эта линия обусловлена переворотом спинов дырок одновременно на двух акцепторах.

Отношение интенсивностей I_s/I_{as} стоксовой и антистоксовой линий рассеяния зависит от величины магнитного поля. Для структуры с $L_z = 46 \text{ \AA}$ при возбуждении ее светом с $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.65 \text{ эВ}$ измеренная величина $\ln(I_s/I_{as})$ линейно возрастает с полем B . Представив эту зависимость в виде $\ln(I_s/I_{as}) = \Delta E/kT_s$, можно найти температуру спиновой подсистемы дырок на акцепторе T_s , которая оказалась равной 4.5 К при температуре гелиевой ванны $T = 2 \text{ К}$ и накачке 0.1 Вт/см^2 .

Суммарная интенсивность рассеяния $I_2 = I_s + I_{as}$ быстро убывает при увеличении температуры T . Зависимость I_2 от T для структуры с $L_z = 46 \text{ \AA}$ при возбуждении ее светом с $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.65 \text{ эВ}$ представлена на рис. 3. При $T < 5 \text{ К}$ интенсивность рассеяния слабо зависит от температуры. При температуре выше

5 К. экспериментальные данные хорошо описываются экспоненциальной зависимостью $I_{\Sigma} \sim \exp(\varepsilon/kT)$, где величина ε возрастает от 0.6 мэВ при $B=5.4$ Т до 0.8 мэВ при $B=7$ Т. Для структуры с $L_z=102 \text{ \AA}$ величина ε составляет 1.7 мэВ при $B=7.2$ Т.

Аналогичные температурные зависимости интенсивности резонансного комбинационного рассеяния света на LO фонах в квантовых ямах наблюдались в работах [4, 5]. Активационный характер зависимости интенсивности рассеяния света от температуры в этих работах связывался с переходами между локализованными и делокализованными состояниями экситонов. В [5] также наблюдалось и получило качественное объяснение возрастание энергии делокализации ε с увеличением магнитного поля.

На рис. 4, а показаны спектры краевой фотолюминесценции структуры, легированной Ве ($N_A =$

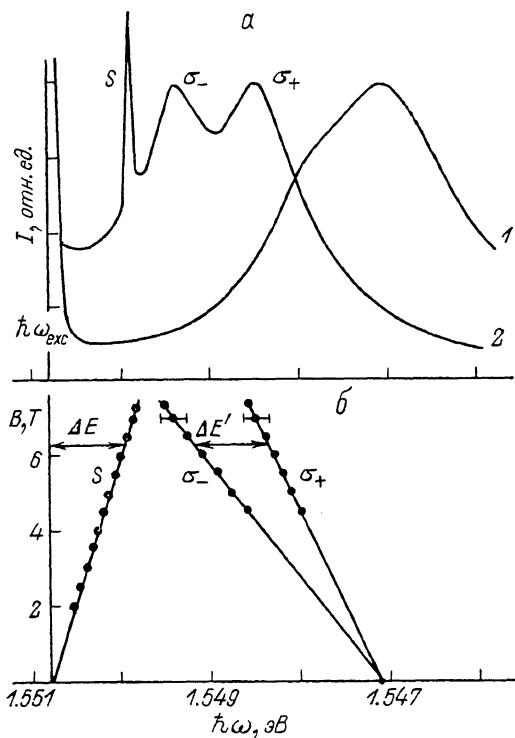


Рис. 4.

а — спектры полной интенсивности ($I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-}$) краевой фотолюминесценции при линейно-поляризованном возбуждении. 1 — в отсутствие магнитного поля, 2 — в магнитном поле $B=7$ Т. Индексами σ_- и σ_+ указана преимущественная поляризация расщепленных магнитным полем пиков фотолюминесценции. На спектре 2 видна также линия рассеяния света с переворотом спина, обозначенная S . Структура с $L_z=102 \text{ \AA}$ легирована Ве ($N_A = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), $\hbar\omega_{exc} = 1.55 \text{ эВ}$; б — сравнение положения линии рассеяния S и пиков краевой фотолюминесценции σ_- и σ_+ , расщепленных магнитным полем. $\Delta E'$ — величина расщепления пиков фотолюминесценции (σ_- и σ_+), ΔE — стоксов сдвиг линии рассеянного света (S).

$= 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L_z=102 \text{ \AA}$), в отсутствие магнитного поля и в поле $B=7$ Т. Спектр формируется в результате излучательной рекомбинации связанных экситонов. В магнитном поле наблюдается расщепление спектра краевой люминесценции на два пика, имеющих противоположную циркулярную поляризацию. Знак соответствующей поляризации указан на рисунке символами σ_- и σ_+ . На рис. 4, б показаны положение пиков фотолюминесценции, расщепленных магнитным полем, и положение линии резонансного рассеяния с переворотом спина. Расстояние между пиками $\Delta E'$ линейно увеличивается с ростом магнитного поля и совпадает с точностью 20 % с величиной сдвига линии рассеяния ΔE . Это обстоятельство лишний раз подтверждает вышеприведенную интерпретацию спектров рамановского рассеяния. Общий сдвиг дублета в магнитном поле, равный 0.26 мэВ/Т, отражает изменение энергий связи локализованных экситонов. Интенсивность пиков фотолюминесценции, расщепленных в магнитном поле, сильно зависит от знака поляризации возбуждающего света: отношение интенсивностей $I(\sigma_+, \sigma_+)/I(\sigma_-, \sigma_-)$ для пика σ_+ и $I(\sigma_-, \sigma_-)/I(\sigma_+, \sigma_+)$ для пика σ_- близко к 3. Здесь $I(\sigma_+, \sigma_-)$ — интенсивность пика σ_+ при возбуждении светом с поляризацией σ_+ .

В заключение заметим, что при дополнительном механизме спиновой релаксации фотовозбужденного электрона для процесса переворота спина дырки

на акцепторе в случае A достаточно учесть дырочно-дырочное обменное взаимодействие с взаимным перевертыванием моментов дырки в экситоне и дырки на акцепторе. В этом случае, однако, величина сдвига ΔE должна включать и зеemannовское расщепление $g_e \mu_0 B$ спиновых состояний электрона в экситоне. Доказательством проявления этого механизма в структурах с $g_e \neq 0$ могло бы послужить различие сдвигов ΔE на разных участках спектра возбуждения рассеяния, на которых поляризация рассеяния соответствует случаям A и B .¹

Авторы благодарны Б. П. Захарчене за обсуждение результатов, Е. Л. Ивченко за неоднократные дискуссии в ходе выполнения работы, В. Ф. Сапеге за совместное проведение отдельных экспериментов и обсуждение результатов, А. Плоогу и П. С. Копьеву за предоставление образцов.

Список литературы

- [1] Sapega V. F., Cardona M., Ploog K., Ivchenko E. L., Mirlin D. N. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. N 5.
- [2] Ивченко Е. Л. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 2.
- [3] Копьев П. С., Кочерешко В. П., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р. // ФТП. 1988. Т. 22. № 4. С. 597—603.
- [4] Zucker J. E., Pinczuk A., Chemla D. S., Gossard A. C. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 6. P. 2892—2895.
- [5] Zucker J. E., Isaacs E., Heiman D., Pinczuk A., Chemla D. S. // Surface Sci. 1988. V. 196. P. 563—568.
- [6] Snelling M. J., Flinn G. P., Plaut A. S., Harley R. T., Tropper A. C., Eccleston R., Phillips C. C. // Conference Digest IQEC 90, Paper QPD14-1 367. Anaheim, California, 1990.

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

Поступило в Редакцию
7 августа 1991 г.

¹ Зависимость величины g -фактора электрона от ширины квантовых ям исследована в работе [6]. При уменьшении L_x g_e меняет знак, проходя через нуль при $L_x = 55 \text{ \AA}$.