

Многоэлектронные процессы в оптике квазидвумерных экситонов

В. П. Кочерешко

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

После первого экспериментального обнаружения трионов в модулированно легированных структурах с квантовыми ямами на основе CdTe, содержащих квазидвумерный электронный газ [1], трионные состояния наблюдались в различных гетероструктурах как на основе соединений A^2B^6 , так и A^3B^5 . К настоящему времени свойства трионов в квантовых ямах при малой концентрации электронов достаточно хорошо изучены. Наблюдались как синглетные состояния триона так и триплетные, прослежено изменение энергии связи и силы осциллятора триона в магнитном поле, и т.д. Однако интерпретация оптических спектров для образцов, содержащих квазидвумерный электронный газ относительно большой плотности, являются предметом для спекуляций.

Главной особенностью спектров фотолюминесценции квантовых ям с электронным газом большой плотности в магнитном поле является то, что максимум полосы фотолюминесценции сдвигается линейно с полем в сторону больших энергий. Этот линейный сдвиг продолжается пока фактор заполнения уровня Ландау больше 2. При меньших факторах заполнения линейный сдвиг сменяется обычным квадратичным диамагнитным сдвигом.

В спектрах поглощения (отражения) квантовых ям при большой плотности электронов, наоборот, максимум поглощения сдвигается с полем в сторону меньших энергий. Для объяснения наблюдаемых зависимостей в литературе предлагались различные идеи, это и перенормировка зон, и сингулярность на уровне Ферми, и несжимаемая электронная жидкость и другие [2–5]. Мы предлагаем иное объяснение наблюдаемым закономерностям. Утверждается, что все наблюдаемые особенности спектров фотолюминесценции и отражения объясняются в модели комбинированных экситон-электронных процессов.

Эксперимент и обсуждение

Исследовались модулированно легированные структуры с одиночной квантовой ямой на основе $CdTe/(Cd_{0.7}Mg_{0.3})Te$, содержащие квазидвумерный электронный газ с концентрацией от $n_e < 10^{10}$ до 10^{12} cm^{-2} . Структуры были выращены на подложках GaAs в направлении [100]. Структуры δ -легировались индием на расстоянии 100 \AA от квантовой ямы. Специальный дизайн структур

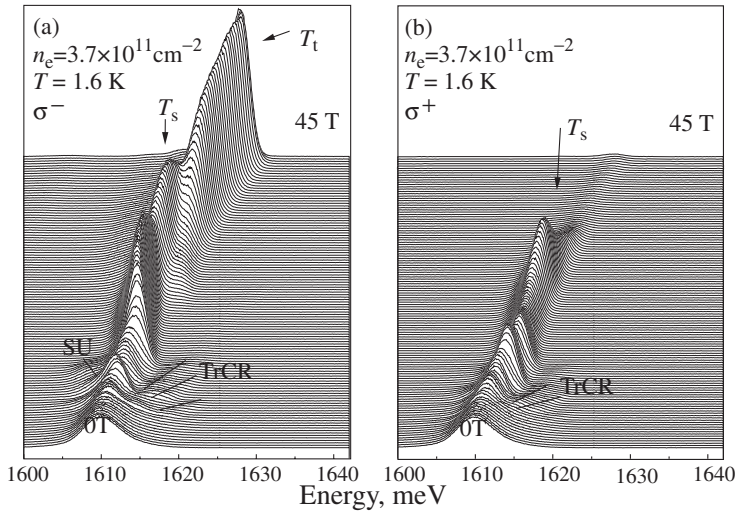


Рис. 1. Набор спектров фотолюминесценции снятых от структуры с одиночной квантовой ямой CdTe/Cd_{0.7}Mg_{0.3}Te с концентрацией электронов $3.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в магнитных полях от 0 до 45 Т, при температуре 1.6 К, в левой σ^- — а) и правой σ^+ — б) циркулярных поляризациях. Линии T_s и T_t соответствуют синглетному и триплетному состояниям триона, линии TrCR приписывается *Комбинированному Трион-Циклотронному Резонансу*, SU — shake-up процессы.

позволял изменять концентрацию электронов в КЯ, сохраняя неизменными все остальные параметры структуры (ширину КЯ, высоту барьеров, и т.п.).

Измерялись спектры поляризованной фотолюминесценции и спектры отражения от таких образцов в магнитных полях в геометрии Фарадея. Эксперименты проводились в импульсном магните с максимальной напряженностью 50 Т с длительностью импульса 400 мсек и регистрировались скоростной CCD камерой. За один импульс поля регистрировался полный набор спектров для всех магнитных полей от 0 до 50 Т с интервалом в 0.25 Т при температуре 1.6 К. Спектры фотолюминесценции возбуждались He-Cd лазером. Для освещения образца и сбора сигнала использовалось оптическое волокно.

На рисунках 1а и 1б представлены спектры фотолюминесценции снятые в магнитных полях от 0 до 45 Т в левой σ^- и правой σ^+ круговых поляризациях в структуре с одиночной квантовой ямой с концентрацией электронов $3.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. В области малых магнитных полей в спектре наблюдается широкая полоса люминесценции с шириной, примерно равной энергии Ферми двумерного электронного газа.

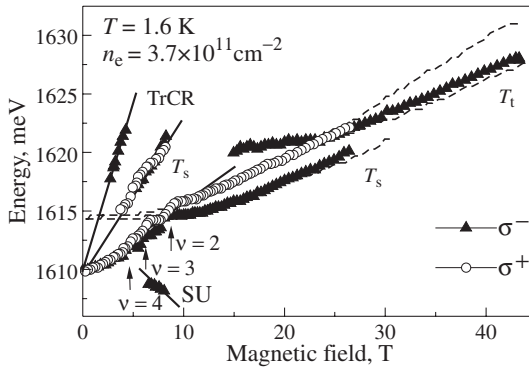


Рис. 2. Зависимость энергетического положения всех линий наблюдаемых в спектре фотолуминесценции (рис. 1) от магнитного поля. Стрелки указывают целочисленные значения фактора заполнения уровня Ландау.

В магнитном поле от этой широкой полосы отщепляются линии, обозначенные на рисунке как TrCR и SU. Линии TrCR сдвигаются с полем в сторону больших энергий, тогда как линии SU сдвигаются в сторону меньших энергий. С ростом магнитного поля интенсивности этих линий падают и в достаточно больших полях, при факторах заполнения меньших 2 эти линии не наблюдаются. В больших магнитных полях в спектре остаются только линии ФЛ синглетного T_s и триплетного T_t состояний триона. Интенсивность экситонной линии рекомбинации остается слабой из-за высокой эффективности формирования триона.

На рисунке 2 показана зависимость энергетического положения всех линий, наблюдаемых в спектрах ФЛ и представленных на рис. 1, от магнитного поля. Для сравнения пунктиром обозначено положение линий ФЛ для слаболегированного образца с $n_e = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Видно, что положение линий в спектрах от сильнолегированной структуры совпадает с положением линий в спектрах от слаболегированного образца в области больших магнитных полей при факторах заполнения, меньших 2. Когда значение фактора заполнения превышает 2, наблюдается значительное различие в положении линий в спектрах образцов с разным уровнем легирования.

Для сильнолегированных структур в нулевом магнитном поле максимум основной полосы ФЛ смещен в сторону меньших энергий по отношению к положению этой полосы в спектрах слаболегированной структуры. Этот сдвиг примерно равен величине энергии Ферми двумерного электронного газа. С ростом магнитного поля максимум линии ФЛ смещается в сторону

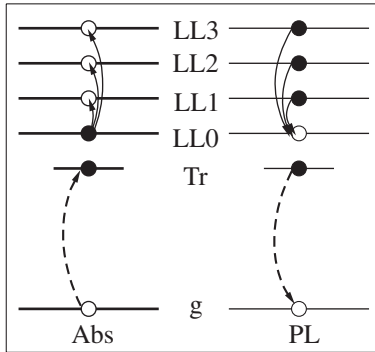


Рис. 3. Схема комбинированных оптических переходов в спектрах поглощения и ФЛ.

высоких энергий как половина циклотронной энергии электрона.

В малых магнитных полях, при факторах заполнения больших 2, в спектре проявляются линии комбинированных оптических переходов — TrCR. Эти линии сдвигаются линейно с ростом магнитного поля в сторону больших энергий. Наклон этой зависимости равен $(3N + 1)\hbar\omega_c^e/2$, где N — целое, $\hbar\omega_c^e$ — циклотронная энергия электрона. Такие переходы ранее наблюдались в спектрах возбуждения фотолуминесценции и спектрах отражения и были обозначены как *Комбинированный Трион — Циклотронный Резонанс* [6]. Эти переходы проявляются на комбинированных частотах, равных сумме частот экситонного перехода и нечетного числа половин циклотронной энергии электрона — $(3N + 1)\hbar\omega_c^e/2$. В спектрах поглощения эти линии связаны со следующим двухэлектронным процессом: падающий фотон рождает экситон, этот экситон захватывает один из дополнительных электронов и одновременно провоцирует переход второго электрона между уровнями Ландау (рис. 3). В наших спектрах ФЛ наблюдается две такие линии с $N = 1$ и $N = 2$. Их положение совпадает с положением линий TrCR в спектрах отражения от того же образца. Интенсивность линий TrCR пропорциональна квадрату концентрации электронов в КЯ.

Аналогичные процессы с участием только одного дополнительного электрона, названные *Комбинированный Экситон — Циклотронный Резонанс*, наблюдались нами ранее [6]. В этих более простых процессах одноэлектронных процессах фотон рождает экситон и провоцирует переход дополнительного электрона между уровнями Ландау. Вероятности одноэлектронных процессов пропорциональны первой степени концентрации электронов, т.о. они актуальны в области меньших концентраций электронов.

Появление линий TrCR в спектрах ФЛ является результатом «горячей»

люминесценции, когда рожденная фотоном дырка связывается с двумя «холодными» электронами, в то время как рожденный фотоном электрон уходит на высшие уровни Ландау. На рисунке 3 показаны прямые и обратные процессы TrCR. Главной особенностью спектров ФЛ сильнолегированного образца является линейный по магнитному полю сдвиг максимума полосы ФЛ в слабых магнитных полях, равный $(1/2)\hbar\omega_c^e$. Наличие этого сдвига однозначно указывает на то, что помимо экситона в процессах ФЛ должен участвовать свободный электрон. Действительно, свободный электрон остается в конечном состоянии после излучательной рекомбинации триона. Этот электрон может оказаться только в не занятых состояниях над уровнем Ферми. Таким образом, принимая в расчет энергии начального и конечного состояний $E_{tr} = \hbar\omega + E_F \Rightarrow \hbar\omega = E_{tr} - E_F$, линия ФЛ триона должна быть смещена в сторону меньших энергий на величину порядка энергии Ферми двумерного электронного газа.

С ростом магнитного поля энергия Ферми уменьшается как $(1/2)\hbar\omega_c^e$. При этом должны наблюдаться небольшие скачки положения линии ФЛ, связанные с немонотонной зависимостью энергии Ферми от магнитного поля. Эти скачки могут быть сглажены ненулевой температурой образца и эффектами локализации и беспорядка.

Периодические изменения интенсивности линии ФЛ триона связаны с периодичностью в заселенности верхних зеемановских компонент каждого уровня Ландау при факторах заполнения больше 2. Это периодичность заселенности зеемановских подуровней электрона приводит к периодичному характеру эффективности формирования триона и соответственно к периодическим изменениям интенсивности ФЛ [7].

Заключение

Изменения спектров ФЛ модулированно легированных структур с квантовыми ямами с большой концентрацией 2D электронов изучались в полях до 45 Т. Были обнаружены следующие особенности поведения линий ФЛ в магнитных полях при факторах больше 2: (i) линейный по энергии сдвиг пика ФЛ с увеличением магнитного поля, равный $(1/2)\hbar\omega_c^e$, (ii) периодические изменения интенсивности ФЛ в поляризациях σ^- и σ^+ , (iii) скачки положения максимумов линий ФЛ при целочисленных факторах заполнения. Все эти особенности объяснены в модели, учитывающей начальное и конечное состояние трионной рекомбинации.

Литература

- [1] K. Khunteak, R. T. Cox, Y. Merle d'Aubigne, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 1752 (1993).
- [2] D. Gekhtman, E. Cohen, Arza Ron, and L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. B **54**, 10320 (1996).
- [3] F. J. Teran, M. L. Sadowski, M. Potemski, *et al.*, Physica B **256–258**, 577, (1998).
- [4] E. I. Rashba, M. Sturge, Phys. Rev. B **63**, 045305, (2001).
- [5] K. B. Broocks, P. Schroter, D. Heitmann *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 041309 (2002).
- [6] D. R. Yakovlev, V. P. Kochereshko, R. A. Suris *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3974, (1997); V. P. Kochereshko, G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, *et al.* Phys. Stat. Sol. (b) **229**, 543, (2002); W. Ossau, V. P. Kochereshko, G. V. Astakhov, *et al.* Physica B **298**, 315, (2001).
- [7] D. R. Yakovlev, V. P. Kochereshko, W. Ossau *et al.*, Proc. ICPS-24, Jerusalem 1998; C. R. L. P. N. Jeukens, P. C. M. Cristianen, J. C. Maan, *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 235318 (2002).