

Трионы в структурах с квантовыми ямами с двумерным электронным газом

© Д.Б. Турчинович*, В.П. Кочерешко*, Д.Р. Яковлев**, В. Оссау**, Г. Ландвер**, Т. Войтович***, Г. Карчевский***, Я. Коссут***

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

**Physikalisches Institut der Universität Würzburg, 97074 Würzburg, Deutschland

***Institute of Physics Polish Academy of Sciences, PL02608 Warsaw, Poland

Путем анализа спектров отражения от модулированно легированных структур с квантовыми ямами CdTe/CdMgTe исследовались связанные экситон-электронные комплексы — трионы и несвязанные экситон-электронные состояния — комбинированный экситон-циклотронный резонанс. Установлено, что вклад трионов в диэлектрическую проницаемость сравним с экситонным вкладом. Проанализирована зависимость от магнитного поля параметров, описывающих вклад в диэлектрическую проницаемость для состояний экситон-циклотронного резонанса.

До недавнего времени процессы экситон-электронного взаимодействия считались достаточно изученными. Их рассмотрение сводилось к двум основным механизмам: 1) к разрушению свободными электронами экситонных состояний путем заполнения k -пространства и экранирования кулоновского электронно-дырочного взаимодействия в экситоне; 2) к увеличению экситонного затухания вследствие экситон-электронного рассеяния. Оба этих механизма ведут к разрушению экситонных состояний и подавлению экситонных линий в оптических спектрах. Недавно было обнаружено, что в условиях низкой концентрации свободных электронов в полупроводниковых квантовых ямах (КЯ) экситон-электронное взаимодействие приводит к образованию связанного экситон-электронного комплекса (триона) [1,2]. Такие трионные состояния были обнаружены в полупроводниковых КЯ на основе соединений A_2B_6 и A_3B_5 [2,3]. В присутствии магнитного поля были обнаружены и несвязанные резонансные экситон-электронные состояния — экситон-циклотронный резонанс ЭЦР [4]. Настоящая работа посвящена исследованию спектров отражения от модулированно-легированных структур с КЯ CdTe/Cd_{0.7}Mg_{0.3}Te, содержащих двумерный электронный газ низкой плотности (ДЭГ).

Исследовались гетероструктуры CdTe/Cd_{0.7}Mg_{0.3}Te, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках (100) GaAs. Структуры, состоящие из одиночной КЯ CdTe толщиной 80 Å, были модулированно δ -легированы иодом на расстоянии 100 Å от КЯ. Концентрация электронов в КЯ составляла 10^9 cm^{-2} в нелегированной структуре и достигала 10^{11} cm^{-2} в легированной.

В отсутствие магнитного поля в спектрах отражения нелегированных структур с КЯ наблюдалась лишь одна линия, свободного экситона (X), тогда как в модулированно-легированных структурах наблюдаются две линии: X , соответствующая свободному экситону и соответствующая триону — X^- (рис. 1). Линия отражения триона смещена в длинноволновую сторо-

ну на $\sim 3 \text{ meV}$ относительно экситонной. Амплитуда линии X^- растет с увеличением электронной концентрации в КЯ, тогда как амплитуда экситона падает. В модулированно-легированной структуре экситонная линия существенно уширена за счет процессов экситон-электронного рассеяния и экранирования свободными носителями. При высоком уровне легирования экситонная линия не наблюдается и в спектре отражения доминирует линия X^- . Это показывает, что основной вклад в диэлектрическую проницаемость легированных КЯ дает трионное состояние.

С ростом магнитного поля в спектрах отражения нелегированной структуры не наблюдалось никаких изменений. На рис. 1, a и b представлены спектры отражения модулированно-легированной структуры с КЯ в магнитных полях от 0 до 7.5 Т в двух циркулярных поляризациях σ^+ и σ^- . В поляризации σ^+ наблюдаются три линии отражения, соответствующие экситонному (X), трионному (X^-) и экситон-циклотронному резонансам (ЭЦР). В этой поляризации амплитуда трионной линии отражения падает с ростом магнитного поля и при 4.5 Т линия X^- исчезает из спектра, тогда как амплитуда экситонной линии растет. В поляризации σ^- видны только линии X и X^- , амплитуды обоих резонансов несколько возрастают с магнитным полем. Максимум линии ЭЦР линейно смещается с ростом магнитного поля в сторону больших энергий с наклоном, близким к величине циклотронной энергии электрона. Аппроксимация этой линии к нулевому магнитному полю приводит к энергии экситонного резонанса. Происхождение этой линии экситон-циклотронного резонанса связывается со следующим процессом: падающий фотон рождает экситон с одновременным переходом дополнительного электрона между уровнями Ландау [4].

Все наблюдаемые переходы сильно поляризованы в магнитном поле. Поляризация линии отражения триона связана с тем, что основное состояние триона — синглет [1]. В достаточно сильном магнитном поле и при низкой температуре, когда все электроны собираются

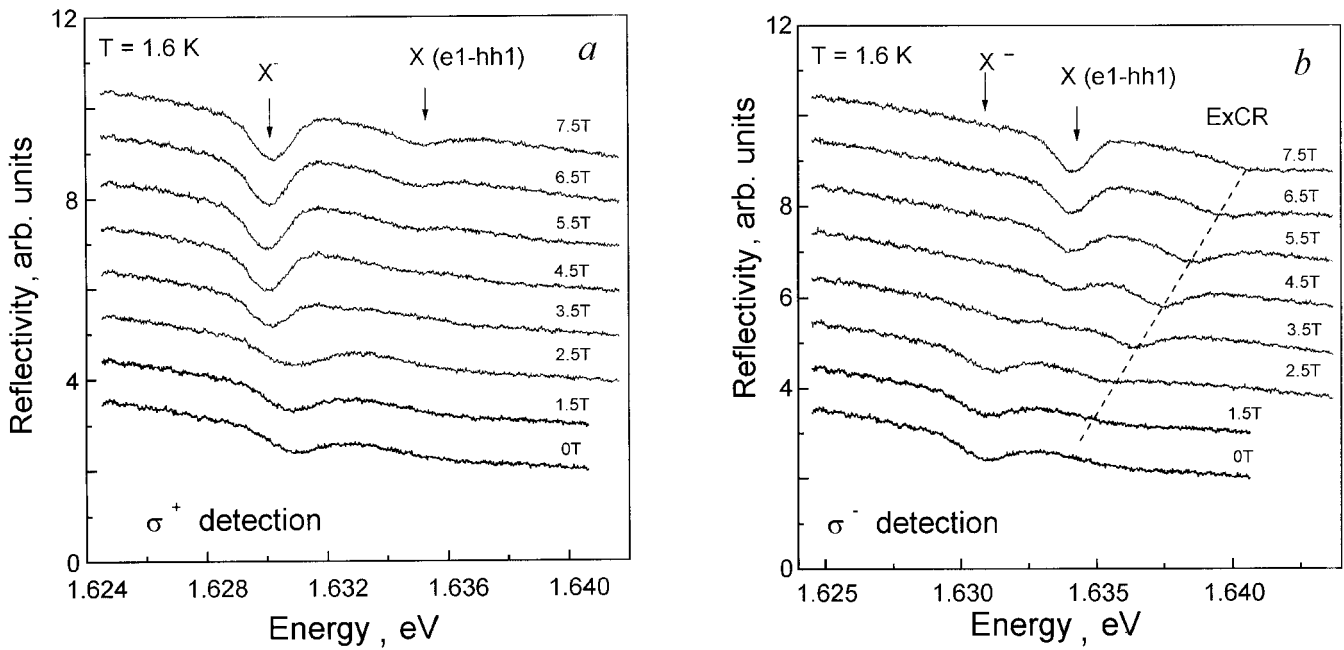


Рис. 1. Спектры отражения от модулированно легированных структур с КЯ шириной 80 Å CdTe/Cd_{0.7}Mg_{0.3}Te, содержащих ДЭГ с концентрацией 10¹¹ см⁻² в магнитном поле. *a* — в правой циркулярной поляризации света σ^+ ; *b* — в левой циркулярной поляризации света σ^- .

на нижнем зеемановском подуровне, только экситоны с определенным угловым моментом могут образовывать связанное трионное состояние. А именно, в сильном магнитном поле, когда все электроны в ДЭГ ориентированы по направлению поля, может возбуждаться только экситон, в котором спин электрона антипараллелен внешнему полю. Поляризация линии отражения экситона противоположна поляризации триона [5]. Эта поляризация связана с различием экситонного затухания для σ^+ и σ^- поляризаций. Одна из причин этого заключается в

том, что в поляризации σ^- экситонное затухание может увеличиваться из-за существования канала быстрой релаксации для экситона при его связывании в трион. Вторая причина такой поляризации экситона может состоять в том, что из-за обменного вклада в экситон-электронное рассеяние в присутствии магнитного поля экситонное затухание становится спин-зависимым. Необходимо отметить, что в нелегированных структурах экситонная линия отражения в магнитном поле не поляризована. Поляризация линии ЭЦР имеет тот же знак, что и поляризация экситона и прямо связана с ней.

На рис. 2 показаны зависимости положения линий отражения экситона, триона и ЭЦР от магнитного поля. Линии отражения экситона и триона обнаруживают квадратичный диамагнитный сдвиг с ростом магнитного поля. Линия ЭЦР сдвигается линейно с ростом поля в коротковолновую сторону на величину, близкую к циклотронной энергии электрона, с наклоном $\propto 1.03$ meV/T.

Наблюдаемый спектр отражения описывается поляризуемостью КЯ $\chi_{\alpha\beta}$ (детали теории, предложенной Р.А. Сурисом, см. в [6]) и с учетом ЭЦР имеет вид

$$\chi_{\alpha\beta} = \pi(d_\alpha)^* d_\beta |\varphi(0)|^2 \frac{1}{\hbar\omega - E_{ex}(0) - i\Gamma^{exc}} + n_e \left| \int d^2r \varphi(r) \right|^2 (d_\alpha)^* d_\beta \int \frac{d^2Q}{4\pi} \exp(-Q^2 L_H^2 / 2) \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{Q^2 L_H^2}{2} \right) \frac{1}{\hbar\omega - E_{ex}(Q) - n\hbar\omega_{c,e} - i\Gamma^{exc}}, \quad (1)$$

где $d_{\alpha(\beta)}$ — межзонный дипольный матричный элемент оптического перехода, $\varphi(r)$ — огибающая функция экс-

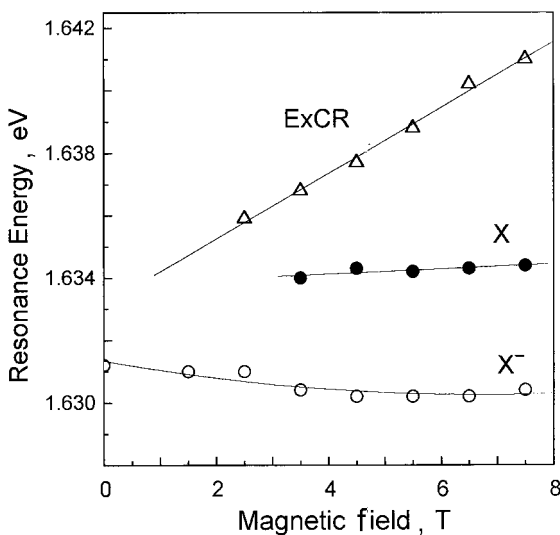


Рис. 2. Зависимость положения линии экситона X, триона X⁻, и экситон-циклотронного резонанса ExCR от магнитного поля полученное из обработки спектров рис. 1.

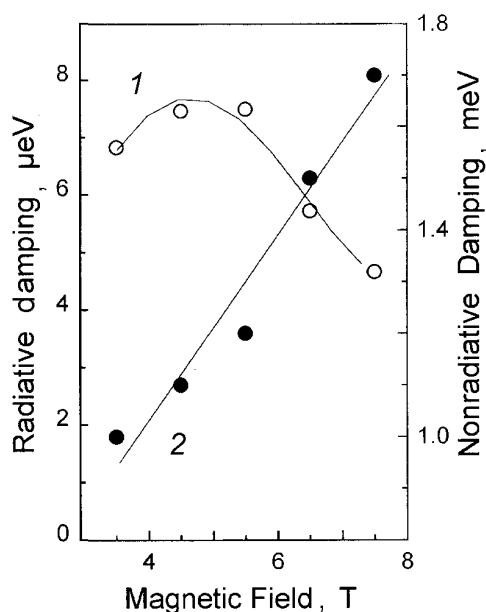


Рис. 3. Зависимости эффективных параметров Γ_0^{ExCR} (1) и Γ^{ExCR} (2) для линии ExCR, полученные из обработки спектров рис. 1.

тона, E_{ex} и Γ^{exc} — энергия и затухание экситона, Q — экситонный волновой вектор в плоскости, L_H — магнитная длина, $\hbar\omega_{c,e}$ — циклотронная энергия электрона, n_e — плотность двумерного электронного газа.

Первое слагаемое в (1) описывает вклад в поляризуемость от экситонных переходов. Второе, пропорциональное концентрации электронов, описывает вклад от резонансных состояний экситона и электрона — ЭЦР. Из (1) видно, что ширина линии отражения экситона определяется параметром затухания Γ^{exc} . Член, описывающий ЭЦР, также содержит параметр Γ^{exc} (второй член уравнения (1)). Это и может быть причиной поляризации линии отражения ЭЦР.

Из (1) видно, что экситонный вклад в спектр отражения описывается функцией Лоренцева типа. В то же время вклад ЭЦР (ExCR) описывается сверткой функций Лоренца и Гаусса. Можно показать, что этот интеграл — также функция Лоренцева типа с эффективными параметрами: радиационным затуханием Γ_0^{ExCR} , нерадиационным затуханием Γ^{ExCR} и резонансной частотой $\hbar\omega_0^{\text{ExCR}} = \hbar\omega_{c,e} \left(1 + \frac{m_e}{m_e + m_{hh}}\right)$, где m_e и m_{hh} — эффективные массы электрона и дырки, соответственно.

Для определения этих параметров мы использовали метод подгонки спектров отражения, применив подход, описывающий экситонное отражение в КЯ [7].

Ширина линии отражения ЭЦР определяется эффективным затуханием Γ^{ExCR} , которое оказывается пропорциональным магнитному полю (1). При достаточно большом магнитном поле, когда Γ^{ExCR} превосходит неоднородную ширину линии ЭЦР, ее ширина линейно растет с магнитным полем (рис. 3). Заметим, что ширина экситонной линии отражения падает в магнитном поле.

На рис. 3 также показана зависимость амплитуды линии ЭЦР от магнитного поля, которая определяется эффективным радиационным затуханием $\hbar\Gamma_0^{\text{ExCR}}$. Она уменьшается с ростом магнитного поля. Отношение интенсивности первого пика комбинированного экситон-циклотронного резонанса к интенсивности экситонного резонанса S_0 будет

$$\frac{S^{\text{ExCR}}}{S_0} = 8n_e L_H^2. \quad (2)$$

Таким образом, амплитуда линии ЭЦР должна линейно уменьшаться с магнитным полем, что согласуется с экспериментом (рис. 3). Такое уменьшение амплитуды линии отражения ЭЦР контрастирует с обычно наблюдаемым поведением экситонных линий, амплитуда которых растет с магнитным полем.

Таким образом, в работе исследовались спектры отражения в магнитном поле от модулированно легированных структур с квантовыми ямами, содержащих двумерный электронный газ. В спектрах отражения этих структур наблюдались переходы, связанные с возбуждением экситонов, трионов и экситон-циклотронного резонанса. Обнаружено, что вклад в диэлектрическую проницаемость оптических переходов, связанных с фотовозбуждением трионов и ЭЦР, сравним со вкладом от экситонных переходов. Путем анализа контура отражения ЭЦР установлена зависимость параметров, описывающих вклад этих процессов в спектр отражения от магнитного поля.

Работа получила частичную финансовую поддержку от РФФИ (грант № 95-02-0406), INTAS (N 93-3657 Ext), Volkswagen Foundation и программы "Наноструктуры" Миннауки России.

Список литературы

- [1] K. Kheng, R.T. Cox, Y. Merle d'Aubigne, F. Bassani, K. Saminadayr, S. Tatarenko. Phys. Rev. Lett. **71**, 1752 (1993).
- [2] G. Finkelstein, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph. Phys. Rev. Lett. **74**, 976 (1995); A.J. Shields, M. Pepper, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons, G.A.C. Jones. Phys. Rev. **B51**, 18049 (1995).
- [3] G. Finkelstein, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph. Phys. Rev. **B53**, R1709 (1996).
- [4] D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, R.A. Suris, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, P.C.M. Christianen, J.C. Maan. Proc. 23d Int. Conf. Physics of Semiconductors (Berlin, 1996). World Scientific, Singapore (1996). P. 2071.
- [5] V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, A.V. Platonov, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, R. Cox. Proc. 23d Int. Conf. Physics of Semiconductors (Berlin, 1996). World Scientific, Singapore (1996). P. 1943.
- [6] V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, R.A. Suris, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, P.C.M. Christianen, J.C. Maan. Superlattices and Microstructures, in press; D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, R.A. Suris, H. Schenk, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, P.C.M. Christianen, J.C. Maan. Phys. Rev. Lett., in press.
- [7] E.L. Ivchenko, A.V. Kavokin, V.P. Kochereshko, G.R. Pozina, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev, R.N. Bicknell-Tassius, A. Waag, G. Landwehr. Phys. Rev. **B46**, 7713 (1992).