

Рассеяние экситонов на флуктуациях концентрации и проекции спинов магнитных примесей в квантовых ямах в полумагнитных полупроводниках

© А.В. Верцимаха, В.И. Сугаков

Институт ядерных исследований Национальной академии наук Украины, 252028 Киев, Украина

(Получена 4 июля 1996 г. Принята к печати 23 октября 1996 г.)

Рассмотрено рассеяние экситона на флуктуациях концентрации и ориентации спинов магнитных примесей и связанное с ним уширение экситонных полос в квантовой яме с полумагнитными барьерами CdMnTe/CdTe/CdMnTe. Найдено время релаксации как функции энергии экситона и толщины ямы. Время релаксации существенно зависит от магнитного поля, причем зависимость различна для экситонов, формирующих σ_+ - и σ_- -компоненты оптического перехода.

В последние годы широко исследуются оптические свойства квантовых ям и сверхрешеток на основе полумагнитных полупроводников [1–3]. Гигантское спиновое расщепление зон в гетероструктурах из чередующихся магнитосмешанных и немагнитных слоев, возникающее из-за обменного взаимодействия носителей заряда с магнитными примесями [4], позволяет изменять глубину квантовых ям внешним магнитным полем и приводит к расщеплению в магнитном поле экситонных линий.

Важным вопросом при изучении гетероструктур является исследование влияния несовершенств структуры на их физические свойства. Несовершенства могут быть связаны как с условиями выращивания кристалла, так и с флуктуациями состава. При этом второй тип несовершенств присутствует всегда независимо от способа выращивания структуры. Одним из путей изучения дефектов структуры является исследование формы экситонных спектров. Рассеяние экситонов на несовершенствах приводит к уширению полос. Влияние флуктуаций состава на экситонные спектры в гетероструктурах с немагнитными примесями исследовалось в работе [5]. В полумагнитных полупроводниках такое влияние должно быть значительным, поскольку магнитные примеси вследствие обменного взаимодействия с носителями существенно определяют энергетический спектр экситонов. Кроме того, в них следует ожидать зависимости уширения линий магнитного поля, отсутствующей в кристаллах с немагнитными примесями. В объемных кристаллах такое уширение рассматривалось в [6]. В гетероструктурах должны проявиться особенности, как связанные с двумерностью системы, так и с перераспределением волновой функции экситона между ямами и барьерами при изменении рамеров гетероструктур. В данной работе рассматривается рассеяние экситонов на флуктуациях концентрации и ориентации спинов примесей в квантовой яме с полумагнитными барьерами CdMnTe/CdTe/CdMnTe.

Для изучения рассеяния на флуктуациях примеси запишем гамильтониан экситона в виде

$$H = H_0 + H_{\text{int}}, \quad (1)$$

$$H_{\text{int}} = \sum_{\mathbf{n}} \frac{1}{N_0} \left[(\Delta_e - J_e \mathbf{S}_e \mathbf{S}_{\mathbf{n}}) \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{n}) + (\Delta_h - J_h \mathbf{S}_h \mathbf{S}_{\mathbf{n}}) \delta(\mathbf{r}_h - \mathbf{n}) \right] X_{\mathbf{n}}, \quad (2)$$

где H_0 — типичный гамильтониан свободного экситона в кристалле без примесей [7], а H_{int} — гамильтониан взаимодействия электрона и дырки с ионами Mn^{2+} , включающий обменное взаимодействие, описываемое обменными интегралами J_e и J_h , и взаимодействия, вызванные деформацией решетки при введении примесного иона, описываемые слагаемыми Δ_e и Δ_h . Последние приводят к разрыву зон и формируют квантовую яму в отсутствие магнитного поля. Магнитное поле направлено перпендикулярно слоям системы. Через \mathbf{S}_e , \mathbf{S}_h и $\mathbf{S}_{\mathbf{n}}$ обозначены спины электрона, дырки и примеси, N_0 — концентрация катионных узлов решетки, и \mathbf{r}_e и \mathbf{r}_h — координаты электрона и дырки. В гамильтониане (1) не учитываются диамагнитные эффекты, которые малы при рассматриваемых магнитных полях, массы частиц полагаются изотропными и одинаковыми в разных слоях гетероперехода. Величина $X_{\mathbf{n}}$ задает распределение примесей: $X_{\mathbf{n}} = 0$, если в узле \mathbf{n} находится ион Cd^{2+} , и $X_{\mathbf{n}} = 1$, если основной ион замещен ионом Mn^{2+} . Представим $X_{\mathbf{n}}$ и $\mathbf{S}_{\mathbf{n}}$ в виде

$$X_{\mathbf{n}} = X + \delta X_{\mathbf{n}}, \quad (3)$$

$$\mathbf{S}_{\mathbf{n}} = \langle \mathbf{S}_{\text{Mn}} \rangle + \delta \mathbf{S}_{\mathbf{n}}, \quad (4)$$

где $\langle \mathbf{S}_{\text{Mn}} \rangle$ и $\delta \mathbf{S}_{\mathbf{n}}$ — среднее значение и флуктуация спина примеси, X и $\delta X_{\mathbf{n}}$ — среднее значение и флуктуация относительной концентрации. Используя выражение (3), (4), гамильтониан можно преобразовать к виду

$$H = \tilde{H}_0 + \Delta H, \\ \tilde{H}_0 = H_0 + X \left(\Delta_e - J_e \mathbf{S}_e \langle \mathbf{S}_{\text{Mn}} \rangle \right) \Theta \left(|z_e| - L/2 \right) + X \left(\Delta_h - J_h \mathbf{S}_h \langle \mathbf{S}_{\text{Mn}} \rangle \right) \Theta \left(|z_h| - L/2 \right),$$

где

$$\mathbf{V} = -\frac{1}{N_0} \left(J_e \mathbf{S}_e \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{n}) + J_h \mathbf{S}_h \delta(\mathbf{r}_h - \mathbf{n}) \right),$$

$$V_1 = \frac{1}{N_0} \left((\Delta_e - J_e S_e \langle S_{Mn} \rangle) \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{n}) + (\Delta_h - J_h S_h \langle S_{Mn} \rangle) \delta(\mathbf{r}_h - \mathbf{n}) \right),$$

$\Theta(z)$ — функция Хевисайда. \tilde{H}_0 представляет собой гамильтониан взаимодействия экситона с магнитными примесями в приближении среднего поля (рис. 1), а ΔH учитывает флуктуации распределения примесей и ориентации их спинов.

Рассмотрим вероятность упругого рассеяния экситона на флуктуациях распределения и ориентации спинов примесей. В нулевом приближении состояния экситона определяются гамильтонианом \tilde{H}_0 , найденным в приближении среднего поля. Поскольку энергия взаимодействия экситона с примесью значительно меньше ширины экситонной зоны, рассеяние можно изучать в борновском приближении по теории возмущений с гамильтонианом возмущения ΔH . Процессами, связанными с переворотом спина, при рассеянии будем пренебрегать. Для расчетов выбран часто используемый вид волновых функций экситонов, локализованных в квантовой яме [2,8]:

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \phi_e(z_e) \phi_h(z_h) \Phi_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h),$$

$$\Phi_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h) = 1/\sqrt{S} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}) \phi_{\text{ex}}(\rho),$$

где $\mathbf{r}_{e(h)} = (\boldsymbol{\rho}_{e(h)}, z_{e(h)})$, $\boldsymbol{\rho}_{e(h)}$ — координата электрона (дырки) в плоскости слоя, \mathbf{R} — координата центра масс экситона в плоскости слоя, $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_e - \boldsymbol{\rho}_h$, S — площадь слоя, $\phi_{\text{ex}}(\rho) = \sqrt{2\pi} \exp(-\rho/\lambda)/\lambda$, λ — вариационный параметр, $\phi_e(z_e)$ и $\phi_h(z_h)$ — волновые функции нижайших состояний электрона и дырки в квантовой яме [2,8]. Вероятность рассеяния экситона из состояния \mathbf{k} в \mathbf{k}' определяется согласно стандартной теории возмущений. Обратное время релаксации получим после суммирования вероятности рассеяния по конечным состояниям \mathbf{k}' и усреднения по распределению примесей и ориентации их спинов. При малых концентрациях примесей эти распределения можно считать нескоррелированными. Тогда

$$\langle \delta X_n, \delta X_m \rangle = X(1-X) \delta_{n,m},$$

$$\langle \delta S_{n,z}, \delta S_{m,z} \rangle = \langle \delta S_{Mn}^2 \rangle \delta_{n,m},$$

$$\langle \delta S_{n,z}, \delta X_n \rangle = 0.$$

Окончательно для обратного времени релаксации экситона получим

$$\tau_E^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}'} \left\{ \langle \delta S_{Mn}^2 \rangle X^2 \sum_n |\langle \mathbf{k}' | V_z | \mathbf{k} \rangle|^2 + X(1-X) \sum_n |\langle \mathbf{k}' | V_1 | \mathbf{k} \rangle|^2 + \langle \delta S_{Mn}^2 \rangle X(1-X) \sum_n |\langle \mathbf{k}' | V_z | \mathbf{k} \rangle|^2 \right\} \delta(E_{\mathbf{k}'} - E_{\mathbf{k}}),$$

где $E_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / 2M$ — кинетическая энергия экситона, M — масса экситона, $\langle \mathbf{k}' | V_i | \mathbf{k} \rangle = \int d\mathbf{r}_e d\mathbf{r}_h \Psi_{\mathbf{k}'}^*(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \times$

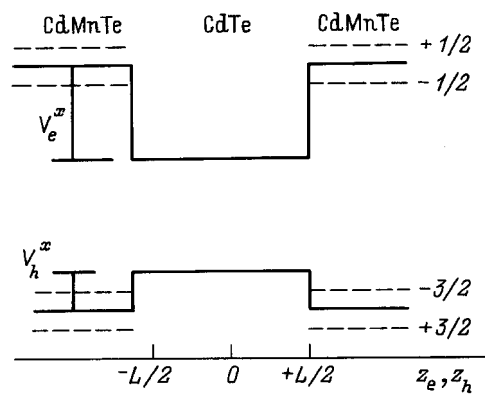


Рис. 1. Энергетическая схема гетероперехода. Пунктиром показано расщепление зон в магнитном поле. $V_e^x = X\Delta_e$, $V_h^x = X\Delta_h$.

$V_i \Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$, $i = 1, 2, 3$. Одним из проявлений рассеяния экситонов на примесях должно быть уширение экситонных полос. Вклад в полуширину экситонной полосы поглощения от рассеяния на флуктуациях концентрации примесей равен $1/\tau_{E(\omega)}$, где $E(\omega)$ — энергия экситона на частоте ω [9]. Расчеты величины $1/\tau_{E(\omega)}$ были выполнены численно для гетероструктуры CdMnTe/CdTe/CdMnTe при $X = 0.05$ и температуре $T = 2$ К, со следующими параметрами [2,10]: $X\Delta_e = 0.85\Delta E_g$, $X\Delta_h = 0.15\Delta E_g$, где $\Delta E_g = 1.587X$ — разрыв запрещенной зоны на границе слоев, эффективные массы носителей $m_e = 0.096m_0$, $m_h = 0.5m_0$ (m_0 — масса электрона), $J_e = 0.22$ эВ, $J_h = 0.83/3$ эВ, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 9.7$. На рис. 2 приведены результаты вычисления \hbar/τ_E в зависимости от кинетической энергии E движения экситона в плоскости слоя в магнитном поле $H = 0.25$ Т. В отличие от объемного кристалла обратное время релаксации

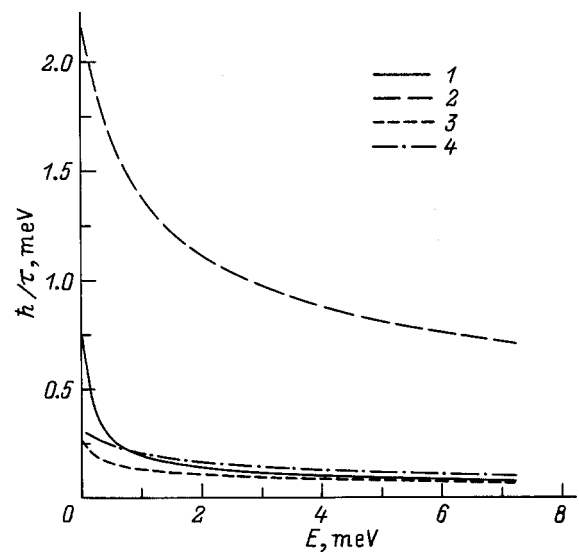


Рис. 2. Зависимость \hbar/τ_E от волнового вектора экситона при $H = 0.25$ Т. 1 — $L = 15 \text{ \AA}$, σ_+ ; 2 — $L = 15 \text{ \AA}$, σ_- ; 3 — $L = 60 \text{ \AA}$, σ_+ ; 4 — $L = 60 \text{ \AA}$, σ_- .

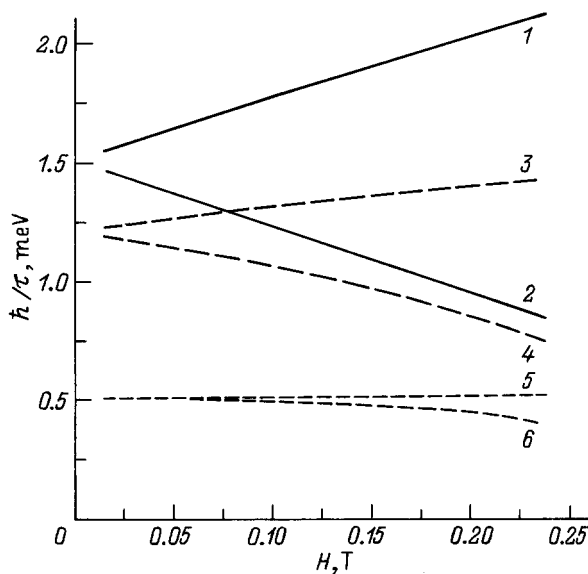


Рис. 3. Зависимость \hbar/τ_E от магнитного поля при $E = 0$. 1 — $L = 15 \text{ \AA}$, σ_- ; 2 — $L = 15 \text{ \AA}$, σ_+ ; 3 — $L = 30 \text{ \AA}$, σ_- ; 4 — $L = 30 \text{ \AA}$, σ_+ ; 5 — $L = 50 \text{ \AA}$, σ_- ; 6 — $L = 50 \text{ \AA}$, σ_+ .

экситона в квантовой яме, обусловленное рассеянием на примеси, остается конечным при $E \rightarrow 0$ вследствие двумерности задачи и отличия от нуля плотности конечных состояний при $E \rightarrow 0$. Поскольку в отражении света нормально падающего на гетеропереход, участвуют экситоны с $E = 0$, рассматриваемый механизм рассеяния может приводить к отличию уширения, связанного с флуктуациями, экситонных полос в гетероструктурах и объемных кристаллах. На рис. 3 показана зависимость \hbar/τ_E от магнитного поля при $E = 0$ экситонов с поляризациями σ_+ и σ_- (состояния с $s_e = -1/2$, $s_h = -3/2$ и $s_e = 1/2$, $s_h = 3/2$ соответственно). Вероятность рассеяния для разных переходов имеет различную зависимость от магнитного поля: для перехода σ_+ \hbar/τ_E растет с ростом поля, для перехода σ_- — падает. Разная зависимость связана с тем, что при одной ориентации спинов необменная и обменная части взаимодействия экситона с примесью складываются, а при другой — вычитаются. Следует отметить сильную зависимость уширения (сужения) полос от магнитного поля. Обратное время релаксации растет с уменьшением ширины квантовой ямы, так как при этом становится большей вероятность проникновения экситона в глубь барьеров, где и находятся магнитные примеси.

В работе рассмотрен простейший, но всегда присутствующий в смешанных кристаллах механизм уширения экситонных полос — рассеяние экситонов на флуктуациях концентрации. Он дает больший вклад в уширение, чем изменение спектра экситонов при флуктуациях. Последнее в объемных кристаллах приводит к уширению, зависящему от относительной концентрации примесей, как $X^2(1 - X^2)$ [11], и значительно меньшему наблюдаемого экспериментально [6]. В реальных гетероструктурах существуют неоднородности распределения примесей и

дефекты технологического происхождения, наличие которых может существенно изменить спектр экситонов. В этом случае именно изменение спектра, а не рассеяние, будет определять уширение полос. Однако расчеты такого уширения требуют знания характера подобных технологических несовершенств и не могут быть выполнены в общем случае. Кроме того, расчеты, выполненные в работе, показывают, что всегда присутствующие в кристалле флуктуации состава дают в уширение вклад, доступный для экспериментального наблюдения.

Авторы благодарят С.М. Рябченко за полезное обсуждение.

Работа была поддержана Международной Соросовской программой образования в области точных наук Международного фонда возрождения, грант ISSEP SPU 042065.

Список литературы

- [1] E. Deleporte, J.M. Berroir, G. Bastard, C. Delalande, J.M. Hogg, L.L. Chang. *Phys. Rev. B*, **42**, 5891 (1990).
- [2] E.L. Ivchenko, A.V. Kavokin, V.P. Kochereshko. *Phys. Rev. B*, **46**, 7713 (1992).
- [3] J. Warnock, B.T. Jonker, A. Petrou, W.C. Chou, X. Liu. *Phys. Rev. B*, **48**, 17 321 (1993).
- [4] А.В. Комаров, С.М. Рябченко, О.В. Терлецкий, И.И. Жеру, Р.Д. Иванчук. *ЖЭТФ*, **73**, 608 (1977).
- [5] S.D. Baranovskii, U. Doerr, P. Thomas, A. Naumov, W. Gebhart. *Phys. Rev. B*, **48**, 17 149 (1993).
- [6] С.М. Рябченко, Ю.Г. Семенов, О.В. Терлецкий. *ФТТ*, **27**, 2901 (1985).
- [7] Р. Нокс. *Теория экситонов*. (М., Мир, 1996).
- [8] А.В. Науменко, В.И. Сугаков. *УФЖ*, **41**, 228 (1996).
- [9] E.Skaistys, V.I. Sugakov, O.S. Zinets. *Phys. St. Sol. (b)*, **58**, 415 (1973).
- [10] Я. Фурдына, Я. Косут. *Полуманитные полупроводники* (М., Мир, (1992).
- [11] Н.Н. Аблязов, М.Э. Райх, А.Л. Эфрос. *ФТТ*, **25**, 353 (1983).

Редактор В.В. Чалдышев

Exciton scattering on magnetic impurity concentration and spin projection fluctuations in diluted magnetic semiconductor quantum wells

V.I. Sugakov, H.V. Vertsimakha

Institute for Nuclear Research, 252028 Kiev, Ukraine

Abstract Excitonic scattering on fluctuations of magnetic impurity concentration and spin projection in diluted magnetic semiconductor (DMS) quantum well CdMnTe/CdTe/CdMnTe is investigated as well as excitonic band broadening caused by it. Relaxation time as a function of exciton energy and well width is obtained. Magnetic field dependence of relaxation time is considerable and different for excitons which form σ_+ and σ_- components of optical transitions.

Fax: +(380) 44 265-44-63 (Sugakov)

E-mail: kinr@sovam.com.(Sugakov)