

УШИРЕНИЕ ЭКСИТОННОЙ ЛИНИИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ С ВЫРОЖДЕННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНОЙ

М.Э.Райх, Ал.Л.Эфрос

Показано, что уширение экситонной линии в твердых растворах с вырожденной валентной зоной в случае, когда трансляционная масса экситона отрицательна, аномально велико и определяется рассеянием экситона на флуктуациях состава с большой передачей импульса.

Уширение линии экситонного отражения и поглощения в твердых растворах в зависимости от состава исследовалось в ряде экспериментальных работ ¹⁻⁴. Это уширение связывалось с флуктуациями положения края валентной зоны и зоны проводимости, обусловленными флуктуациями состава. Для твердого раствора с составом x отклонение $\xi(\mathbf{r})$ концентрации атомов замещения от среднего значения является случайной функцией координат с коррелятором

$$\langle \xi(\mathbf{r}) \xi(\mathbf{r}') \rangle = Nx(1-x) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (1)$$

где N — концентрация узлов подрешетки, в которых располагаются атомы замещения, а символ $\langle . . . \rangle$ означает конфигурационное усреднение. При этом случайный потенциал, действующий на электрон, равен $V_e(\mathbf{r}) = \alpha_e \xi(\mathbf{r})/N$, а на дырку — $V_h(\mathbf{r}) = \alpha_h \xi(\mathbf{r})/N$, где $\alpha_e = d\epsilon_c/dx$, $\alpha_h = d\epsilon_v/dx$ — скорости изменения положения дна зоны проводимости и вершины валентной зоны с составом. Для ширины линии экситонного поглощения в работе ⁵ было получено выражение

$$\Delta = 0,08 \frac{x^2(1-x)^2 (\alpha_e + \alpha_h)^4 (m_e + m_h)^3}{\hbar^6 N^2}, \quad (2)$$

где m_e и m_h — массы электрона и дырки. Выражение (2) было получено для случая невырожденной валентной зоны и зоны проводимости. Эксперименты ¹⁻⁴ также относились к этому случаю.

Можно было бы ожидать, что в твердых растворах с вырожденной валентной зоной шириной экситонной линии будет меньше рассчитанной по формуле (2). Действительно, как показано в работе ⁶, при большом отношении масс тяжелой и легкой дырки ($m_{hh} \gg m_{lh}$) плотность состояний валентной зоны в твердом растворе $\rho_h(\epsilon)$ спадает вглубь запрещенной зоны как $\rho_h(\epsilon) \sim \exp(-19,4(\epsilon/\Delta_h)^{1/2})$, где Δ_h определяется формулой (2) с $m_h = m_{hh}$ и $\alpha_e = 0$, $m_e = 0$. В то же время в случае невырожденной валентной зоны этот спад описывается выражением $\rho_h(\epsilon) \sim \exp(-3,7(\epsilon/\Delta_h)^{1/2})$ ⁵, т.е. является гораздо более медленным.

В настоящей работе показано, что в случае вырожденной валентной зоны уширение экситонной линии может быть гораздо больше, чем получается по формуле (2), что связано с отрицательной трансляционной массой экситона. Как показано в ⁷, закон дисперсии экситона в полупроводнике с вырожденной валентной зоной имеет вид, представленный на рис. 1, и в области квазиимпульсов $k \gg 1/a_B$, где $a_B = \hbar^2 \kappa / m_e e^2$ — боровский радиус экситона, κ — диэлектрическая проницаемость, описывается выражением

$$\epsilon(k) = -R + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}} + \frac{4R^2 m_e}{\hbar^2 k^2}, \quad (3)$$

где $R = e^2 / 2\kappa a_B$ — экситонный ридберг. Выражение (3) справедливо при $m_{hh} \gg m_{lh}$, m_e и имеет минимум при $k = k_0 = 1/a_B (2m_{hh}/m_e)^{1/4}$, причем $\epsilon(k_0) = -R [1 - 2^{3/2} (m_e/m_{hh})^{1/2}]$.

В ⁷ показано, что имеет место неравенство $\epsilon(k_0) < -R_0$, где R_0 — энергия связи экситона при $k = 0$, которое и обеспечивает отрицательность трансляционной массы. Как показано в ⁸, для величины R_0 можно использовать выражение $R_0 = R\theta$, где $\theta = 2m_{lh} / (m_e + 2m_{lh}) < 1$. Уширение экситонной линии в случае отрицательной трансляционной массы определяется рассеянием экситона, рожденного светом в состоянии с $k = 0$, на случайном потенциале, обусловленном флуктуациями состава, причем роль промежуточных состояний играют состояния с $|k| = k_f$ (рис. 1). Поскольку плотность промежуточных состояний велика, велико и уширение экситонной линии, обусловленное этим процессом. Можно показать, что форма линии поглощения $K(E)$ в этом случае является лоренцевой

$$K(E) = \frac{\gamma}{2\pi (E^2 + \gamma^2/4)}, \quad (4)$$

где $E = \hbar\omega - \epsilon_g - R_0$, ω — частота света, ϵ_g — ширина запрещенной зоны. Ширина линии γ определяется вероятностью ухода экситона из состояния с $k = 0$ при рассеянии на флуктуа-

$$\gamma = 2\pi \langle \sum_{\mathbf{k}, \mu = \pm 3/2} | \int dr_e^3 \int dr_h^3 \psi_0^* (\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) [V_e(\mathbf{r}_e) + V_h(\mathbf{r}_h)] \psi_{\mathbf{k}, \mu}^f (\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) |^2 \delta(\epsilon(\mathbf{k}) + R_0) \rangle, \quad (5)$$

где $\epsilon(\mathbf{k})$ определяется выражением (3), а ψ_0 и $\psi_{\mathbf{k}, \mu}^f$ — волновые функции начального и конечного состояний. В случае вырожденной валентной зоны эти функции представляют собой четырехкомпонентные столбцы

$$\psi_0(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \frac{1}{V^{1/2}} \chi_{z, \mu_0} \varphi_0(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h), \quad (6)$$

$$\psi_{\mathbf{k}, \mu}^f(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_h}}{V^{1/2}} \chi_{\mathbf{k}, \mu} \varphi_f(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h), \quad (7)$$

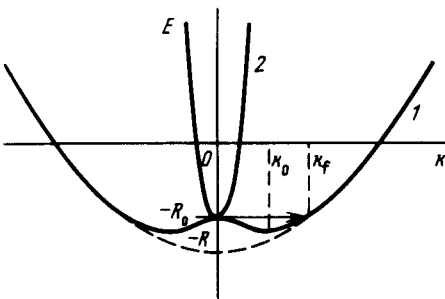
где V — нормировочный объем; $\chi_{\mathbf{k}, \mu}$ — собственная функция оператора $(\hat{\mathbf{J}}\mathbf{k})/k$ — проекции спинового момента со значением $3/2$ на направление квазиимпульса \mathbf{k} : $(\hat{\mathbf{J}}\mathbf{k})/k \chi_{\mathbf{k}, \mu} = \mu \chi_{\mathbf{k}, \mu}$. Индекс μ может принимать значения $\pm 1/2, \pm 3/2$. Значениям $\mu = \pm 1/2$ соответствует ветвь 2 на рисунке. Конечным же состояниям при рассеянии соответствует ветвь 1, для которой $\mu = \pm 3/2$, поэтому в сумме (5) оставлены только эти слагаемые. Столбец χ_{z, μ_0} — собственная функция оператора \hat{J}_z ; индекс μ_0 в зависимости от поляризации возбуждающего света может принимать одно из значений $\pm 1/2, \pm 3/2$. Функции φ_0 и φ_f описывают относительное движение электрона и дырки в начальном и конечном состояниях и имеют обычный водородоподобный вид $\varphi_0(r) = (\pi a_B^3 / \theta^3)^{-1/2} \exp(-r\theta/a_B)$, $\varphi_f(r) = (\pi a_B^3)^{-1/2} \exp(-r/a_B)$. Зависимость от спина электрона в (6), (7) опущена, поскольку при рассеянии спин электрона не изменяется. Подставляя (6), (7) в (5) и используя (1), получаем

$$\gamma = \frac{32\sqrt{2}x(1-x)m_{hh}^{3/2}R^{1/2}(1-\theta)^{1/2}\theta^3}{\pi N \hbar^3 (1+\theta)^6} \left[\alpha_h + \frac{\alpha_e}{\left(1 + \frac{m_{hh}(1-\theta)}{m_e(1+\theta)^2}\right)^2} \right]^2. \quad (8)$$

При выводе (8) мы воспользовались соотношением

$$\frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\mathbf{k}} \sum_{\mu = \pm 3/2} (\chi_{\mathbf{k}, \mu}^* \chi_{\mathbf{k}, \mu}) = 1/2. \quad (9)$$

Из формулы (8) видно, что в случае вырожденной валентной зоны ширина экситонной линии зависит от состава как $x(1-x)$, в то время как для невырожденных зон $\Delta \sim x^2(1-x)^2$. Отношение Δ/γ можно с помощью формул (2), (8) представить в виде $\Delta/\gamma \sim (\Delta/R(1-\theta))^{1/2}$. Таким образом $\gamma \gg \Delta$, если глубина минимума в законе дисперсии экситона (рисунок) превышает Δ . Это же условие $R(1-\theta) \gg \Delta$ является критерием применимости выражения (8), поскольку при его выводе мы полагали, что конечное состояние экситона при рассеянии не возмущено флуктуационным потенциалом.



Закон дисперсии экситона в полупроводнике с вырожденной валентной зоной в случае $m_{hh} \gg m_{lh}$, m_e . Ветви 1 и 2 отвечают связанным состояниям электрона с тяжелой и легкой дыркой, соответственно. Пунктиром показан закон дисперсии экситона в случае невырожденной валентной зоны

Нам известны две экспериментальные работы ^{10,11}, в которых изучалось уширение экситонной линии в твердых растворах с вырожденной валентной зоной. В ¹⁰ указывалось, что в соединениях $Cd_{1-x}Mn_xTe$ (исследовались образцы с $x < 0,05$) величина уширения более чем на порядок превышает значение, рассчитанное по формуле (2). Тщательное исследование зависимости ширины экситонной линии от состава растворов $CuBr_xI_{1-x}$ во всем интервале $0 < x < 1$ проводилось в ¹¹, где была получена зависимость $\gamma \sim x(1-x)$.

Мы благодарны Б.Л.Гельмонту и А.Л.Эфросу за полезное обсуждение.

Литература

1. Заболотная Т.Г., Страшикова М.И. УФЖ, 1973, 18, 389.
2. Coede O., John L., Hennig . Phys. Stat. Sol., 1978, 89, K183.
3. Суслина Л.Г., Федоров Д.Л., Арешкин А.Г., Мелехин В.Г. ФТТ, 1983, 25, 3215.
4. Coher E., Sturge M.D. Phys. Rev., 1982, B25, 3828.
5. Аблязов Н.Н., Райх М.Э., Эфрос А.Л. ФТТ, 1983, 25, 353.
6. Кусмарцев Ф.В., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 106.
7. Gelmont B.L., Efros A.L. Sol. State Comm., 1984, 49, 883.
8. Balderechi A., Lipari N.O. Phys. Rev., 1971, B3, 439.
9. Luttinger J.M. Phys. Rev., 1956, 102, 1030.
10. Рябченко С.М., Семенов Ю.Г., Терлецкий О.В. ФТТ, 1985, 27, 2901.
11. Во Хоанг Тхай, Милославский В.К. ФТТ, 1983, 25, 3234.