

РАСПАД ЭКСИТОНА ВАННЬЕ-МОТТА НА НЕЙТРАЛЬНОЙ ПРИМЕСИ В КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ

А. А. КИРАКОСЯН, Э. А. САРКИСЯН

Рассмотрен процесс распада экситона Ваннье—Мотта на нейтральном примесном центре в тонкой полупроводниковой пленке в условиях квантового размерного эффекта. Гамильтониан взаимодействия экситона с примесным центром описывается короткодействующим потенциалом типа δ -функции. В «пороговом» приближении получено выражение для вероятности распада, зависящее от толщины пленки, температуры, эффективных масс, а также характерных констант взаимодействия электрона и дырки с примесным центром.

При взаимодействии экситонов с различными квазичастицами или структурными дефектами может произойти распад экситона, т. е. образование пары носителей — электрона и дырки, не связанных как одно целое. Исследование распада экситонов представляет значительный физический интерес, поскольку это есть один из возможных механизмов генерации носителей заряда в полупроводниках. Различные механизмы распада экситона Ваннье-Мотта исследованы как в массивных образцах [1—3], так и в квантованных пленках и проволоках [4—6].

В настоящей работе рассматривается процесс распада экситона Ваннье-Мотта на нейтральном атоме примеси в квантово-размерной полупроводниковой пленке.

В предположении двумерности экситона ($a_0 > L$, где a_0 — борковский радиус экситона, L — толщина пленки) его волновую функцию, описывающую начальное (основное) состояние до распада, можно записать в виде [7]

$$\psi_i = \sqrt{\frac{8}{\pi a_0^2 S}} e^{ikR} \frac{2r}{a_0} \frac{2}{L} \cos\left(\frac{\pi}{L} z_n\right) \cos\left(\frac{\pi}{L} z_p\right). \quad (1)$$

Волновую функцию конечного состояния пары электрон-дырка представим в виде произведения

$$\psi_f = \psi_n \psi_p = \frac{2}{LS(2\pi)^2} e^{i(k_n r_n + k_p r_p)} \cos\left(\frac{\pi}{L} z_n s_n\right) \cos\left(\frac{\pi}{L} z_p s_p\right), \quad (2)$$

что соответствует пренебрежению кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой после распада экситона. В (1) и (2) использованы следующие обозначения: S — площадь поверхности пленки, R , r_n и r_p — двумерные радиус-векторы центра масс экситона, электрона (n) и дырки (p), $r = |r_n - r_p|$, m_n , m_p и k_n , k_p — эффективные массы и

волновые векторы электрона и дырки, \mathbf{k} — волновой вектор экситона, $s_n, s_p = 1, 2, \dots$ — квантовые числа, связанные с ограниченностью пленки вдоль оси z . Плоскость xoy проходит через середину пленки, так что $-L/2 \leq z_n, z_p \leq L/2$.

Взаимодействие экситона с нейтральной примесью будем описывать короткодействующим δ -образным потенциалом

$$H = D_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \delta(z - z_n) - D_p \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \delta(z - z_p), \quad (3)$$

где D_n и D_p — характерные параметры взаимодействия электрона и дырки с примесным центром.

Вероятность распада экситона с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ на электрон и дырку с импульсами $\hbar\mathbf{k}_n$ и $\hbar\mathbf{k}_p$ выражается известной формулой

$$P(\mathbf{k}; \mathbf{k}_n, \mathbf{k}_p) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \delta(E_f - E_i), \quad (4)$$

где M — матричный элемент распада, усредненный по однородному распределению примесных атомов, δ -функция обеспечивает выполнение закона сохранения энергии для каждого акта распада:

$$E_f - E_i = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m_n} + \frac{\hbar^2 k_p^2}{2m_p} - \frac{\hbar^2 k^2}{2(m_n + m_p)} + \varepsilon_0 = 0, \quad (5)$$

$$\varepsilon_0 = 4 \frac{m_n m_p e^4}{2 \hbar^2 \chi^2 (m_n + m_p)} \equiv 4 \eta_0, \quad (6)$$

η_0 — экситонная постоянная Ридберга в среде с диэлектрической проницаемостью χ .

Для получения полной вероятности распада следует проинтегрировать (4) по всем \mathbf{k}_p и \mathbf{k}_n , а также провести усреднение по всем \mathbf{k} , удовлетворяющим закону сохранения энергии. Рассматривая совокупность экситонов как двумерный идеальный газ с максвелловским распределением импульсов

$$dw_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2}{2\pi k_0 T M} \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2M k_0 T}\right) d\mathbf{k}, \quad (7)$$

где k_0 — постоянная Больцмана, $M = m_n + m_p$ — масса экситона, T — абсолютная температура, после несложных вычислений для полной вероятности распада на одном примесном атоме получаем выражение

$$P = \frac{3 \eta_0 \nu_n \nu_p M}{2 \pi^4 k_0 T \hbar^3 L^2 S} \int_{x_0}^{\infty} e^{-\nu x} x \left\{ \sum_{i+j}^{n,p} \nu_i D_i^2 \int_0^{x^{\beta}} \frac{\varphi_i(t) + \psi_j(t)}{[\varphi_j(t) - 2\psi_j(t)]^{5/2}} dt - \right. \\ \left. - \frac{D_n D_p}{\pi^2 (4x)^3 (\nu_n \nu_p)^{3/4}} \int_0^{\beta} \frac{E[f_{n+}^{-1}(t)] E[f_{p+}^{-1}(\beta-t)] [t(\beta-t)]^{-3/2}}{f_{n+}(t) f_{n-}(t) f_{p+}(\beta-t) f_{p-}(\beta-t)} dt \right\} dx; \quad (8)$$

здесь

$$\varphi_j(t) = (1 + t + \mu_j^2 x^2)^2, \quad (9)$$

$$\psi_j(t) = 2t \mu_j^2 x^2, \quad (10)$$

$$f_{i \pm}(y) = \left[\frac{1 + (\mu_i x \pm \mu_i^{1/2} y^{1/2})^2}{4 x \mu_i^{3/2} y^{1/2}} \right]^{1/2}, \quad y = t, \beta - t, \quad (11)$$

$$\beta = x^2 - x_0^2, \quad \mu_i = \frac{m_i}{M}, \quad x_0 = \mu_n \mu_p, \quad \alpha = \frac{\varepsilon_0}{k_0 T x_0}, \quad i = n, p,$$

$E(x)$ — эллиптический интеграл второго рода [8].

Распад экситона, как следует из закона сохранения энергии, может происходить только при условии $x \geq x_0$, т. е. когда кинетическая энергия экситона больше его энергии связи ε_0 , что учтено в (8) при интегрировании по x .

Вычисление входящих в (8) интегралов в общем случае невозможно. Однако в случае малых импульсов электрона и дырки после распада (т. н. «пороговое приближение») удается получить приближенное аналитическое выражение для вероятности распада. В этом случае $x \geq x_0$, $\beta = x^2 - x_0^2 \ll x_0^2$, поэтому в подынтегральных функциях по t можно положить $t = 0$. Далее, учитывая поведение $E(x)$ при $x \ll 1$ (см. [8]) и то обстоятельство, что основной вклад в вероятность распада вносят экситоны с энергиями порядка энергии связи экситона, для полной вероятности распада на всех примесных атомах получаем следующее выражение:

$$P_0 = \frac{3 n k_0 T}{16 \pi^4 \varepsilon_0 M h^3 L^2} (D_p m_p^{3/2} - D_n m_n^{3/2})^2 \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{k_0 T}\right), \quad (12)$$

где $n = N/S$ — поверхностная плотность примесных атомов. Как и следовало ожидать, вероятность распада экситона зависит от характерной длины — толщины пленки, причем конкретный вид зависимости от L определяется предполагаемым механизмом распада. В рассматриваемой задаче, как видно из (12), $P_0 \sim L^{-2}$, в случае же распада экситона на поверхностных шероховатостях $P_0 \sim L^{-1}$ [4].

Входящая в (12) температура по смыслу порогового приближения может только незначительно превышать «температуру распада» $T_d = \varepsilon_0/k_0$, т. е. $\Delta T = T - T_d \ll T_d$. Оценка T_d для $InSb$ (в предположении, что эффективные массы носителей в пленочном и массивном образцах одинаковы), для которого $\varepsilon_0 \approx 2,8$ мэВ, дает $T_d \approx 32$ К. Заметим, что эта температура значительно ниже комнатной температуры, при которой впервые был обнаружен КРЭ в $InSb$ [9]. Как следует из (12), P_0 существенным образом зависит от разности комбинаций $Dm^{3/2}$. В частности, при $D_p m_p^{3/2} \approx D_n m_n^{3/2}$ получается $P_0 \approx 0$, т. е. происходит рассеяние экситона без изменения его внутреннего состояния.

В заключение заметим, что в рассматриваемом приближении, а именно, когда экситон взаимодействует только с одним примесным центром, на концентрацию n налагается очевидное ограничение $n \ll a_0^{-2}$. При $n \geq a_0^{-2}$ необходимо рассмотрение двух- или многоцентровой задачи распада.

1. А. А. Липник. ФТТ, 1, 726 (1959); 2, 2044 (1960); 3, 2322 (1961); 6, 1068 (1964).
2. К. Траллеро Гинер, Л. И. Коровин, С. Т. Павлов. ФТТ, 19, 1456 (1977).
3. В. Л. Бонч-Бруевич, В. Д. Искра. ФТП, 10, 1948 (1971).
4. А. А. Киракосян, Р. Шёпке. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 463 (1975).
5. А. А. Киракосян, Х. Лантов. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 10 (1978).
6. К. Вайсензее, Э. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 164 (1976).
7. Р. Л. Энфиаджян. Кандидатская диссертация, Ереван, 1973.
8. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции, Изд. Наука, М., 1964.
9. О. Н. Филатов, И. А. Карпович. ФТТ, 11, 1637 (1969).

ՎԱՆՅԵՆ-ՄՈՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆԻ ՏՐՈՂՈՒՄԸ ՉԵԶՈՔ ԽԱՌՆՈՒՐԳԻ ՎՐԱ
ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԳՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Է. Ա. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ

Քննարկված է Վանյե-Մոտի էքսիտոնի տրոհման պրոցեսը շեղոք խառնուրդային կենտրոնի վրա բարակ կիսահաղորդչային թաղանթում քվանտային շափային էֆեկտների առկայության դեպքում: Էքսիտոնի՝ խառնուրդային կենտրոնի հետ փոխազդեցության համիլտոնիանը ներկայացված է δ -ֆունկցիայի տեսքով: Այսպես կոչված «շեմային» մոտավորությամբ ստացված է տրոհման հավանականության արտահայտություն, կախված թաղանթի հաստությունից, շերտասահմանից, էֆեկտիվ դանդաձաներից, ինչպես նաև էլեկտրոնի և խոռոչի՝ խառնուրդային կենտրոնի հետ փոխազդեցության բնութագրական հաստատուններից:

WANNIER-MOTT EXCITON DECAY ON A NEUTRAL
IMPURITY IN A QUANTIZED SEMICONDUCTOR FILM

A. A. KIRAKOSYAN, E. A. SARKISYAN

The process of Wannier—Mott exciton decay on a neutral impurity centre is considered in a thin semiconductor film under the condition of quantum-size effect. The Hamiltonian of interaction of an exciton with an impurity centre is described by means of a short-range δ -like potential. In the so-called "threshold" approximation the expression for the decay probability is obtained as depending on the film thickness, the temperature, the effective masses, as well as on typical interaction constants of an electron and hole with an impurity centre.