

УДК 539.2

© 1991

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. И. Беляеский, С. Т. Павлов, Ю. А. Померанцев

В рамках простой модели дислокационного энергетического спектра рассмотрены взаимодействия дислокационных электронов и экситонов с дислокационными оптическими и делокализованными акустическими фононами в полупроводниках. Полученные гамильтонианы взаимодействия использованы при вычисления вероятностей простейших релаксационных процессов в подсистеме дислокационных экситонов.

Наиболее полную информацию об особенностях электронных и фононных состояний, обусловленных дислокациями, дают оптические методы исследования. Тонкие эффекты, связанные с электрон-фононным и экситон-фононным взаимодействиями, в особенности четко должны проявляться, по-видимому, в дислокационной люминесценции [1-5], определяя положение и форму каждой линии. Действительно, вклад дислокаций в оптические свойства массивных кристаллов относительно невелик, что обусловлено в первую очередь геометрическим фактором — долей ($\sim \Lambda a^2$, где Λ — плотность дислокаций, a — параметр решетки) элементарных ячеек, приходящихся на область дислокационного ядра. Так, для значенной плотности дислокаций, близких к предельным, фактор $\Lambda a^2 \leq 10^{-6}$; в более совершенных кристаллах он существенно ниже. Дислокационное поглощение и рассеяние света являются эффектами первого порядка по малому параметру Λa^2 [6, 7], поэтому экспериментальное исследование подобных эффектов представляется достаточно сложным. С другой стороны, хотя интегральная интенсивность дислокационной люминесценции также мала по параметру Λa^2 , узость спектральных линий, наблюдавшихся в ряде экспериментов [1-5], позволяет с уверенностью говорить об их дислокационном происхождении. Ситуация коренным образом меняется в случае кристаллов весьма малых размеров, когда наличие уже одной дислокации может существенно повлиять на отклик кристалла на внешнее электромагнитное поле.

Несмотря на сложную конфигурацию дислокаций в реальных кристаллах — наличие ступенек, примесных атомов в области дислокационного ядра, — в первом приближении дислокации в полупроводниках можно рассматривать как прямолинейные сегменты, ориентированные вдоль определенных кристаллографических направлений с низкими индексами Миллера. Учитывая трансляционную симметрию кристалла вдоль направления дислокации, можно прийти к необходимости существования одномерных зон состояний квазичастиц, связанных с дислокацией, например электронов [8-11], фононов [12], экситонов [6, 13-15]. Для описания таких квазичастиц целесообразно использовать простые модели, зависящие от небольшого числа параметров, доступных непосредственному определению из имеющихся экспериментальных данных. Такой подход допускает сравнительно простое описание взаимодействий между различными элементарными возбуждениями, которые находят

вое отражение в характере оптических спектров полупроводников с дислокациями.

Наличие ненасыщенных валентных связей в области дислокационного ядра [16] приводит к возможности как возбуждения электрона с последующим движением дырки вдоль дислокации, так и захвата лишнего электрона, насыщающего валентные связи в области ядра и также способного перемещаться вдоль дислокации. Обе эти возможности учтены в двухзонной модели дислокационного электронного спектра [17]. Дислокационные зоны располагаются в глубине запрещенной зоны и оказываются сравнительно узкими, поэтому электроны и дырки, локализованные на

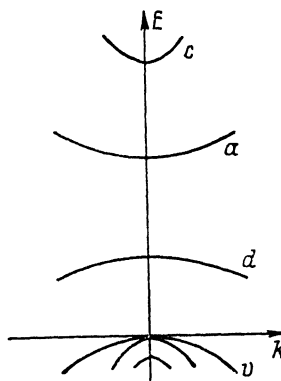


Схема энергетических зон прямозонного полупроводника с дислокацией.

дислокации, можно рассматривать как квазичастицы с достаточно большими эффективными массами. В основном состоянии все дырочные зоны (d , v) заполнены, электронные (a , c) пусты; уровень Ферми находится между зонами d и a , как показано на рисунке.

Огибающие одноэлектронных волновых функций, принадлежащих глубоким дислокационным зонам, приближенно можно представить в факторизованном виде [9]

$$\psi(\mathbf{r}) = (\pi L)^{-1/2} \chi K_0(\chi \rho) e^{i k z}, \quad (1)$$

где L — длина дислокационного сегмента, $K_0(\chi \rho)$ — функция Макдональда, χ^{-1} — радиус поперечной локализации электрона (дырки), $\hbar k$ — квазиимпульс вдоль направления дислокации (совпадающего с осью z), ρ — поперечный радиус-вектор. Как известно [12], атомные смещения,

ответающие оптическим колебаниям, локализованным на дислокации, также имеют вид (1). В случае акустических дислокационных колебаний атомные смещения также имеют вид (1), однако при этом радиус поперечной локализации существенно зависит от квазиимпульса; в частности, в длинноволновом пределе ($ka \ll 1$) этот радиус экспоненциально велик. Классификация и описание дислокационных экситонов Ваннье—Мотта, основанные в двухзонной модели дислокационного электронного спектра и приближенных одноэлектронных функциях вида (1), ранее предложены в [6]; ниже при описании экситонных возбуждений и их взаимодействий с фононами мы будем следовать в основном этой работе. Разумеется, подобные простейшие модели лишь качественно отражают структуру энергетического спектра и характер локализации дислокационных элементарных возбуждений. Тем не менее, эти модели позволяют проанализировать особенности электрон-фононных и экситон-фононных взаимодействий в полупроводниках с дислокациями.

Дислокационные электроны и экситоны могут взаимодействовать как с делокализованными, так и с локализованными на дислокации фононами. Далее ограничимся длинноволновыми возбуждениями и в первую очередь рассмотрим взаимодействие дислокационных электронов и экситонов с продольными оптическими дислокационными фононами, которое является сильнейшим в полярных полупроводниковых соединениях A_3B_6 и A_2B_6 . Это взаимодействие в основном определяет характер релаксации дислокационного электронного возбуждения с энергией, превышающей предельную энергию оптического фонона. Дальнейшая релаксация осуществляется главным образом в результате взаимодействия электронов или экситонов с акустическими фононами, причем как уже было отмечено, из-за большой величины радиуса поперечной локализации дислокационного акустического фонона фактически теряется различие в характере взаимодействия с дислокационными и делокализованными фононами. Ниже рассматриваются взаимодействия дислокационных электронов и da -экситонов [6] с дислокационными оптическими и делокализованными акустическими фононами.

Оператор смещения атома сорта ν в точке $\mathbf{r} = (\rho, z)$ в представлении фононных чисел заполнения может быть записан как

$$\hat{\mathbf{u}}_\nu(\mathbf{r}, t) = \sum_q \left(\frac{\hbar}{2NM_\nu \omega_d(q)} \right)^{1/2} R(\rho) \xi_\nu(q) e^{iqz} [\hat{\delta}_q(t) + \hat{\delta}_{-q}^+(t)], \quad (2)$$

где M_ν — масса атома сорта ν ; N — число элементарных ячеек вдоль дислокации; вектор поляризации колебаний $\xi_\nu(q)$ определяет относительные смещения атомов в элементарной ячейке; $\hat{\delta}_q^+$ ($\hat{\delta}_q$) — оператор рождения (уничтожения) дислокационного фонона с квазиимпульсом q вдоль дислокации; радиальная огибающая имеет вид (1). Для рассматриваемых здесь продольных дислокационных оптических фононов вектор (2) направлен вдоль оси z , и, кроме того, можно пренебречь дисперсией оптической моды, положив $\omega_d(q) = \omega_d$. Оператор поляризации среды пропорционален оператору смещения (2), поэтому можно, как обычно [18], найти потенциал возникающего электрического поля и энергию взаимодействия электрона с этим полем

$$\hat{U}(\mathbf{r}) = -i \left(\frac{2\hbar\omega_d e^2 x^2}{Nv_0 \bar{\epsilon}} \right)^{1/2} \sum_q \frac{qa}{x^2 - q^2} [K_0(q\rho) - K_0(x\rho)] e^{iqz} (\hat{\delta}_q - \hat{\delta}_{-q}^+). \quad (3)$$

Здесь v_0 — объем элементарной ячейки, $\bar{\epsilon}^{-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}$.

Записав гамильтониан взаимодействия в представлении чисел заполнения электронных и фононных состояний в виде

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}} = \int \hat{\Psi}^+(\mathbf{r}) \hat{U}(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}) d^3r \quad (4)$$

и определив полевые операторы

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}) = \sum_k \psi_k(\mathbf{r}) \hat{a}_k, \quad (5)$$

где \hat{a}_k — оператор уничтожения электрона с квазиимпульсом k в данной дислокационной зоне, а функции $\psi_k(\mathbf{r})$ имеют вид (1), можно выполнить интегрирование в (4); в результате

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}} = -i\hbar\omega_d \left(\frac{4\pi\alpha_s l_s^3}{Nv_0} \right)^{1/2} \sum_{q, k} \frac{a}{l_s \sqrt{\pi}} \bar{C}_s(q) \hat{a}_k^+ \hat{a}_{k-q} (\hat{\delta}_q - \hat{\delta}_{-q}^+). \quad (6)$$

Введенные здесь константа Фрелиха α_s и параметр l_s определяются как

$$\alpha_s = \frac{e^2}{\bar{\epsilon}} \left(\frac{m_s}{2\hbar^3 \omega_d} \right)^{1/2}, \quad l_s = \left(\frac{\hbar}{2m_s \omega_d} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где m_s — эффективная масса электрона в дислокационной s -зоне,

$$\bar{C}_s(q) = \frac{xq}{x^2 - q^2} \left\{ G\left(\frac{q}{x_s}\right) - G\left(\frac{x}{x_s}\right) \right\}, \quad (8)$$

x_s^{-1} (x^{-1}) — радиус поперечной локализации электрона (фонона). Функция $G(\xi)$ определяется интегралом

$$G(\xi) = \int_0^\infty [K_0(x)]^2 K_0(\xi x) x dx, \quad (9)$$

не выражающимся через элементарные или специальные функции.

Нетрудно получить выражения для функции (8) в пределе малых и больших квазиимпульсов фонона

$$\bar{C}_s(q) \underset{qa \ll 1}{\sim} \frac{q}{x} \ln \frac{x}{q}, \quad \bar{C}_s(q) \underset{qa \gg 1}{\sim} \frac{x}{q} G\left(\frac{x}{x_s}\right). \quad (10)$$

Гамильтониан электрон-фоонного взаимодействия в виде (6) может быть записан для любой из глубоких дислокационных зон. Безразмерная константа Фрелиха (7) является мерой интенсивности рассматриваемого взаимодействия; наличие в (7) параметров v_d и m_s фактически учитывает изменение эффективных зарядов атомов в области дислокационного ядра.

Аналогичным образом можно описать взаимодействие дислокационных электронов с акустическими фононами, представив энергию взаимодействия как

$$U(\mathbf{r}) = -\sigma_s \operatorname{div} \mathbf{u}(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где σ_s — константа деформационного потенциала для электрона в дислокационной s -зоне, $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ — вектор смещения центра масс элементарной ячейки в точке \mathbf{r} .

При описании взаимодействия дислокационных электронов с делокализованными фононами следует, вообще говоря, учитывать рассеяние последних упругим полем дислокации. В первом приближении, однако, этим рассеянием можно пренебречь и использовать разложение оператора атомного смещения по плоским волнам и операторам рождения \hat{b}_q^+ и уничтожения \hat{b}_q фононов с квазиимпульсами \mathbf{q} . В результате гамильтониан взаимодействия дислокационных электронов с делокализованными продольными акустическими фононами принимает вид

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = -i\sigma_s \sum_{\mathbf{q}, k} \left(\frac{\hbar q}{2\rho s_0 V} \right)^{1/2} C_s(q_{\perp}) \hat{a}_k^+ \hat{a}_{k-q_{\parallel}} (\hat{b}_q - \hat{b}_{-q}^+). \quad (12)$$

Здесь ρ — плотность, s_0 — скорость звука, V — нормировочный объем, q_{\perp} (q_{\parallel}) — поперечная (продольная) составляющая квазиимпульса фонона.

$$C_s(q_{\perp}) = \frac{2x_s^2}{q_{\perp}} (q_{\perp}^2 + 4x_s^2)^{-1/2} \ln \frac{(q_{\perp}^2 + 4x_s^2)^{1/2} + q_{\perp}}{(q_{\perp}^2 + 4x_s^2)^{1/2} - q_{\perp}}. \quad (13)$$

При $q_{\perp} \ll x_s$ функция (13) стремится к конечному пределу $C_s(0) = 1$; при $q_{\perp} \gg 2x_s$ эта функция убывает с ростом q_{\perp}

$$C_s(q_{\perp})_{q_{\perp} \gg 2x_s} \sim \left(\frac{2x_s}{q_{\perp}} \right)^2 \ln \frac{q_{\perp}}{x_s}. \quad (14)$$

Аналогично (6) и (12) могут быть получены гамильтонианы для любых других взаимодействий между электронами и фононами в полупроводниках.

Так как эффективные боровские радиусы дислокационных экситонов Ванье—Мотта в полупроводниках обычно значительно превышают постоянную решетки (по крайней мере для va - и dc -экситонов), экситон-фоонное взаимодействие может рассматриваться как независимое взаимодействие электрона и дырки с фононами [19].

В случае взаимодействия дислокационных экситонов с поляризационными дислокационными оптическими фононами можно определить константу Фрелиха α_{exc} и параметр l_{exc} [20] соотношениями (7), в которых под m_s следует понимать эффективную (трансляционную) массу экситона, которая, вообще говоря, не мала. Поэтому константа Фрелиха также может быть не малой; в гамильтониан же взаимодействия эффективная масса, разумеется, не входит.

Обозначив \hat{B}_{nK} оператор уничтожения дислокационного экситона данного типа с квазиимпульсом K в n -зоне [6], нетрудно выписать соответствующие гамильтонианы взаимодействия экситонов с фононами. В случае взаимодействия da -экситонов с дислокационными оптическими фононами гамильтониан имеет вид

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = -i\hbar\omega_a \left(\frac{4\pi\alpha_{\text{exc}} l_{\text{exc}}^3}{Nv_0} \right)^{1/2} \sum_{n, n', K, q} \frac{a}{l_{\text{exc}} \sqrt{\pi}} \hat{A}_{nn'}(q) \hat{B}_{nK}^+ \hat{B}_{n'K-q} (\hat{b}_q - \hat{b}_{-q}^+), \quad (15)$$

где

$$\bar{A}_{nn'}(q) = \int dz \mathcal{F}_n^*(z) \mathcal{F}_{n'}(z) \left\{ \bar{C}_d(q) e^{-\frac{im_d}{M} qz} - \bar{C}_a(q) e^{\frac{im_d}{M} qz} \right\}. \quad (16)$$

Здесь $M = m_a + m_d$, $\mathcal{F}_n(z)$ — огибающая волновая функция da -экситона [6]. Индексы n, n' нумеруют экситонные зоны; для состояний сплошного спектра n имеет смысл импульса относительного движения электронно-дырочной пары. Из-за того, что, вообще говоря, $\bar{C}_a \neq \bar{C}_d$, экситон-фоонное взаимодействие (16) имеет ту же интенсивность, что и соответствующее электрон-фоонное взаимодействие (6).

Гамильтониан взаимодействия da -экситонов с делокализованными фононами может быть в соответствии с (12) представлен в виде

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}} = -i\sigma \sum_{n, n', K, q} \left(\frac{\hbar q}{2\rho s_0 V} \right)^{1/2} A_{nn'}(q_{\perp}, q_{\parallel}) \hat{B}_{nK}^+ \hat{B}_{n'K-q_{\parallel}} (\hat{b}_q - \hat{b}_{-q}^{\dagger}), \quad (17)$$

где $\sigma = \sigma_d \sigma_a (\sigma_d + \sigma_a)^{-1}$, $\sigma_{d(a)}$ — константа деформационного потенциала дислокационной $d(a)$ -зоны,

$$A_{nn'}(q_{\perp}, q_{\parallel}) = \int dz \mathcal{F}_n^*(z) \mathcal{F}_{n'}(z) \left\{ \frac{\sigma_d}{\sigma} C_d(q_{\perp}) e^{-\frac{im_d}{M} q_{\parallel} z} - \frac{\sigma_a}{\sigma} C_a(q_{\perp}) e^{\frac{im_d}{M} q_{\parallel} z} \right\}. \quad (18)$$

При $q=0$, очевидно,

$$A_{nn'}(0, 0) = \left(\frac{\sigma_d}{\sigma_a} - \frac{\sigma_a}{\sigma_d} \right) \delta_{nn'}, \quad (19)$$

следовательно, интенсивность взаимодействия (17) такая же, что и у соответствующего электрон-фоонного взаимодействия (12); кроме того, при $qa \ll 1$ вероятности межзонных переходов имеют дополнительную малость $\sim (qa)^2$ по сравнению с внутризонными.

Отметим, что взаимодействие $dc(va)$ -экситонов с фононами может быть описано так же, как это было сделано для da -экситонов. Так, в случае взаимодействия с дислокационными оптическими фононами гамильтониан имеет вид (15) с заменой (16) на выражение

$$A_{nn'}(q) = \int d^3r F_n^*(\mathbf{r}) F_{n'}(\mathbf{r}) \left\{ \bar{C}_d(q) e^{-\frac{im_c}{M} qz} - \bar{C}_i(q, \rho) e^{\frac{im_d}{M} qz} \right\}, \quad (20)$$

где $F_n(\mathbf{r})$ — (водородоподобная) волновая функция dc -экситона [6]; под n следует понимать полный набор квантовых чисел, описывающих внутреннее состояние экситона,

$$\bar{C}_i(q, \rho) = \frac{xq}{2(x^2 - q^2)} \{K_0(q\rho) - K_0(x\rho)\}, \quad (21)$$

Найденные выражения для гамильтонианов взаимодействия позволяют воспользоваться теорией возмущений для оценки характерных времен релаксационных процессов в электронной подсистеме полупроводника с дислокациями. Ограничиваясь случаем предельно низких температур, вероятность (в единицу времени) релаксационного процесса можно записать как

$$w_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |\langle f | \hat{\mathcal{H}}_{\text{int}} | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i), \quad (22)$$

где $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — начальное и конечное состояния электрон-фоонной подсистемы с энергиями E_i и E_f соответственно. Ниже для определенности будут рассмотрены только однофоонные процессы. В случае дислокационных электронов и экситонов, взаимодействующих с дислокационными фононами, наличие дельта-функций в (22) позволяет легко выполнить единственное интегрирование и непосредственно получить аналитическое

выражение для соответствующей вероятности. Учет взаимодействия с делокализованными фононами требует проведения дополнительных интегрирований, как это имеет место при рассмотрении делокализованных возбуждений в идеальном кристалле [21, 22].

Рассмотрим процесс возникновения da -экситона в нижней ($n=1$) экситонной зоне при испускании дислокационного оптического фонона дислокационной электронно-дырочной парой (ЭДП). Для вероятности связывания ЭДП в da -экситон в соответствии с (15) и (22) получаем выражение

$$w_{1k}^{(b)}(K) = \frac{2\alpha_{\text{exc}}\omega_d}{\bar{q}l_{\text{exc}}} \left[|\bar{A}_{1k}(K - \bar{q}_-)|^2 + |\bar{A}_{1k}(K + \bar{q}_-)|^2 \right], \quad (23)$$

где k — импульс относительного движения ЭДП, а

$$\bar{q}_{\pm}^2 = K^2 - \left[1 \pm \frac{E_1}{\hbar\omega_d} - \frac{M}{\mu} k^2 l_{\text{exc}}^2 \right] l_{\text{exc}}^{-2}. \quad (24)$$

Здесь μ — приведенная эффективная масса ЭДП, E_1 — энергия связи da -экситона в зоне $n=1$. Матричные элементы (16), входящие в (23), следует вычислять между функциями, относящимися к дискретному уровню (f) и сплошному спектру (i). Эти функции фактически совпадают с соответствующими функциями задачи об одномерном атоме водорода [23] и могут быть записаны в виде

$$\mathcal{F}_1(z) = \left[\frac{1}{a^*} \ln \left(\frac{a^*}{2b} \right) \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{|z|}{a^*} \ln \left(\frac{a^*}{2b} \right) \right], \quad (25)$$

$$\mathcal{F}_k^{(+)}(z) = L^{-1/2} \exp \left(-\frac{\pi}{2ka^*} \right) \left\{ W_{\lambda, 1/2}(-2ikz) - \frac{\Gamma(1+\lambda)}{\Gamma(1-\lambda)} W_{-\lambda, 1/2}(2ikz) \right\} \vartheta(-z), \quad (26)$$

где $a^* = \epsilon_0 \hbar^2 / \mu e^2$; b — радиус обрезания одномерного кулоновского потенциала [23]; $\lambda^{-1} = ika^*$; $W_{\lambda, 1/2}$ — функция Уиттекера; $\vartheta(-z)$ — единичная функция Хевисайда; значок (+) означает, что функция (26) имеет асимптотику, необходимую для вычисления вероятности (23). Энергия связи da -экситона имеет вид

$$E_1 = \frac{\mu e^4}{2\epsilon_0^2 \hbar^2} \left[\ln \left(\frac{a^*}{2b} \right) \right]^2. \quad (27)$$

Точное выражение интеграла (16) с функциями (25) и (26) неизвестно, поэтому ограничимся предельным случаем $ka^* \ll 1$, когда вместо (26) можно записать

$$\mathcal{F}_k^{(+)}(z) \simeq -\left(\frac{2}{\pi L} \right)^{1/2} (ka^*)^{3/2} \frac{z}{a^*} \exp \left[-i \text{Arg} \Gamma \left(\frac{i}{ka^*} \right) \right]. \quad (28)$$

Интеграл (16) с функциями (25) и (28) вычисляется элементарно. Не выписывая получающееся довольно громоздкое выражение, ограничимся вначале рассмотрением ЭДП с энергиями, близкими к минимальной, т. е. при $Kl_{\text{exc}} \ll 1$ и $kl_{\text{exc}} \ll 1$, и, кроме того, рассмотрим случай относительно малой энергии связи da -экситона $E_1 - \hbar\omega_d \ll E_1$. При сделанных предположениях (23) практически не зависит от квазиимпульса экситона и принимает вид

$$w_{1k}^{(b)}(0) \simeq \frac{4\alpha_{\text{exc}}\omega_d}{\pi} \frac{a^*}{L} \left[\ln \frac{x_d}{x_a} \right]^2 \frac{\bar{q}_- \cdot (ka_0)^3}{x^2 l_{\text{exc}}}, \quad (29)$$

где $a_0 = a^* \ln^{-1}(a^*/2b)^2$, $\bar{q}_-^2 l_{\text{exc}}^2 \simeq (E_1 - \hbar\omega_d) / \hbar\omega_d$. Если на данном дислокационном сегменте возбуждено N^* ЭДП, то вероятность в единицу времени образования da -экситона получается умножением (23) на N^* ; таким образом, эта вероятность пропорциональна концентрации ЭДП $n^* = N^*/L$. Оценка величины (29) при $n^* \sim a^{*-1}$, $\alpha_{\text{exc}} \sim 0.1$, $\omega_d \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $ka_0 \sim 0.1$ приводит к значению $w_{1k}^{(b)}(0) \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$.

Если положить $kl_{\text{exc}} \gg 1$ и сохранить остальные сделанные выше ограничения, то, используя вместо точной функции (26) ее асимптотическое выражение

$$\mathcal{F}_k^{(+)}(z) \simeq i(2/L)^{1/2} \sin kz, \quad (30)$$

а также учитывая, что в этих условиях $\tilde{q}_- \simeq (M/\mu)^{1/2} k$, можно преобразовать (23) к виду

$$w_{1k}^{(b)}(0) \simeq \alpha_{\text{exc}} \omega_d \left[G\left(\frac{x}{x_d}\right) \right]^2 \frac{x^2}{La_0 l_{\text{exc}} k^5}, \quad (31)$$

где $\bar{x}^2 = x_a x_d$, а также принято, что эффективные массы m_a и m_d близки друг к другу. При $n^* \sim a^{*-1}$ и $kl_{\text{exc}} \sim 10$ нетрудно оценить (31) как $w_{1k}^{(b)}(0) \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$.

Экситоны с кинетическими энергиями, превышающими энергию связи, могут распадаться на ЭДП с испусканием фононов [22]. Рассмотрим распад da -экситона с квазиимпульсом центра инерции K в нижней ($n=1$) зоне в результате взаимодействия с дислокационными оптическими фононами. Конечное состояние $|f\rangle$ в этом случае определяется квазиимпульсами центра инерции и относительного движения ЭДП, поэтому после однократного интегрирования в (22) можно получить

$$w_1^{(d)}(K) = \alpha_{\text{exc}} \omega_d L \int dk (\tilde{q}_+ l_{\text{exc}})^{-1} [|\tilde{A}_{k1}(K - \tilde{q}_+)|^2 + |\tilde{A}_{k1}(K + \tilde{q}_+)|^2]. \quad (32)$$

Вблизи порога распада da -экситона, определяемого как $K^2 = l_{\text{exc}}^2 [(E_1 + \hbar \omega_d)/\hbar \omega_d] \equiv K_{\text{tr}}^2$, выражение (32) можно существенно упростить. В этом случае $\tilde{q}_+ \ll K$, так что аргументы обоих слагаемых под интегралом в (32) можно положить равными K_{tr} . Кроме того, в этом случае импульс относительного движения ЭДП, очевидно, мал, так что для \tilde{A}_{k1} можно воспользоваться аппроксимацией, применявшейся при записи выражения (29): $\tilde{A}_{k1} \sim k^{3/2}$. Пределы интегрирования в (32) определяются из условия $\tilde{q}_+ = 0$. Окончательно

$$w_1^{(d)}(K) = \frac{16\alpha_{\text{exc}} \omega_d}{3} \left(\frac{\mu K_{\text{tr}}}{Mx}\right)^2 \ln^2 \frac{x_d}{x_a} \frac{a^* a_0^3}{l_{\text{exc}}} (K^2 - K_{\text{tr}}^2)^{3/2}. \quad (33)$$

Оценка величины (33) при $K^2 - K_{\text{tr}}^2 \sim 0.1 K_{\text{tr}}^2$ приводит к значению $w_1^{(d)}(K) \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Ширина линии дислокационной экситонной люминесценции при низких температурах определяется главным образом характерным временем релаксации экситона в результате экситон-фононного взаимодействия, поэтому ниже рассчитаны вероятности (в единицу времени) рассеяния da -экситона с испусканием дислокационного оптического или делокализованного акустического фононов. Пусть в начальном состоянии имеется экситон с квазиимпульсом K в нижней экситонной зоне. Ограничиваясь случаем внутризонного рассеяния (межзонные переходы при малых передачах импульса фонона $q \ll a^{-1}$ имеют, как отмечалось выше, дополнительную малость соответствующих матричных элементов $\sim (qa)^2$), вероятность рассеяния можно представить в виде

$$w_{11}^{(\text{opt})}(K) = \frac{2\alpha_{\text{exc}} \omega_d}{\sqrt{K^2 l_{\text{exc}}^2 - 1}} \{|\tilde{A}_{11}(\tilde{q}_+)|^2 + |\tilde{A}_{11}(q_-)|^2\}. \quad (34)$$

Очевидно, что испускание экситоном оптического фонона может иметь место лишь при выполнении условия $(Kl_{\text{exc}})^2 \geq 1$; при $(Kl_{\text{exc}})^2 = 1$ функция (34) расходится, повторяя плотность состояний одномерных экситонов у дна зоны.

В области малых кинетических энергий da -экситона $(Kl_{\text{exc}})^2 < 1$ определяющим становится взаимодействие экситона с акустическими фононами. В случае внутризонного рассеяния da -экситона в зоне $n=1$ с испусканием делокализованного акустического фонона вероятность рассеяния принимает вид

$$w_{11}^{(ac)}(K) = \frac{M\sigma^2}{8\pi\rho s_0\hbar^2 Q^3} \int_0^{2(K-Q)} q_{\parallel}^2 (2K - q_{\parallel})^2 |A_{11}(\bar{q}_{\perp}, q_{\parallel})|^2 dq_{\parallel}, \quad (35)$$

где

$$\bar{q}_{\perp}^2 = \frac{(q_{\parallel}^2 - 2Kq_{\parallel})^2}{(2Q)^2} - q_{\parallel}^2. \quad (36)$$

При малых передачах импульса фонона ($|K-Q| \ll K$) с учетом (19) имеем

$$w_{11}^{(ac)}(K) \simeq \frac{4M\sigma^2 K^2}{3\pi\rho s_0\hbar^2 Q^3} \left(\frac{\sigma_d}{\sigma_a} - \frac{\sigma_a}{\sigma_d} \right)^2 (K-Q)^3. \quad (37)$$

Как показывают оценки, $w_{11}^{(ac)}$ может составлять 10^6-10^7 с⁻¹. Обозначив величину, обратную (37), τ_{ac} , можно оценить неопределенность кинетической энергии da -экситона как результат его взаимодействия с акустическими фононами: имеем $\Delta(Kl_{exc})^2 \sim (\omega_d \tau_{ac})^{-1}$. Подставив это выражение под корень в (34), можно оценить максимальное значение $w_{11}^{opt}(K)$; при этом $q_+ = q_- = l_{exc}^{-1}$. Для дислокационных оптических фононов, как правило, $\kappa l_{exc} \gg 1$; поэтому матричный элемент в (34) можно оценить как

$$\bar{A}_{11}(l_{exc}^{-1}) \simeq \frac{(m_d - m_a)}{4M} \left(\frac{a_0}{l_{exc}} \right)^2 \frac{\ln(\kappa l_{exc})}{\kappa l_{exc}}, \quad (38)$$

после чего при $(a_0/l_{exc})^2 = (M/\mu)(\hbar\omega_d/E_1) \sim 0.25$ получается $w_{11}^{opt} \sim 10^9-10^{10}$ с⁻¹. Таким образом, процесс релаксации дислокационного экситона можно разделить на две стадии: быстрый сброс возбуждения за счет испускания оптических фононов и дальнейшая медленная термализация при испускании акустических фононов.

Характерное время радиационной аннигиляции da -экситона $\tau_r \sim 10^{-7}$ с существенно больше времени τ_{opt} протекания первого из указанных процессов и сравнимо с характерным временным τ_{ac} второй стадии $\tau_{opt} \ll \tau_r \sim \tau_{ac}$. Следовательно, излучательная рекомбинация da -экситонов должна в основном осуществляться из термализованных состояний вблизи дна экситонной зоны.

Список литературы

- [1] Дроздов Н. А., Патрин А. А., Ткачев В. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. № 11. С. 651—653.
- [2] Negyi V. D., Osipyan Yu. A. // Phys. Stat. Solidi (a). 1979. V. 55. N 2. P. 583—588.
- [3] Gwinner D., Labusch R. // Phys. Stat. Solidi (a). 1981. V. 65. N 1. P. K99—K101.
- [4] Suezawa M., Sasaki Y., Nishina Y., Sumino K. // Jap. J. Appl. Phys. 1981. V. 20. N 7. P. L537—L540.
- [5] Frank W., Gösele U. // Physica BC. 1983. V. 116. N 1—3. P. 420—424.
- [6] Белявский В. И., Свиридов В. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 6. С. 1654—1660.
- [7] Белявский В. И., Свиридов В. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 11. С. 3490—3492.
- [8] Бонч-Бруевич В. Л., Гласко В. Б. // ФТТ. 1961. Т. 3. № 1. С. 36—46.
- [9] Косевич А. М., Танатаров Л. В. // ФТТ. 1964. Т. 6. № 11. С. 3423—3434.
- [10] Лифшиц И. М., Пушкаров Х. И. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. № 9. С. 456—459.
- [11] Карев Э. А., Фельдман Э. П. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 5. С. 1803—1813.
- [12] Lifshitz I. M., Kosevich A. M. // Repts Progr. Phys. 1966. V. 29. Pt 1. P. 217—253.
- [13] Сураков В. И., Хотяищев В. Н. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 9. С. 1817—1819.
- [14] Kechechyan K. O., Kirakossyan A. A. // Phys. Stat. Solidi (b). 1977. V. 83. N 2. P. K105—K109.
- [15] Божокян С. В., Паршин Д. А., Харченко В. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 5. С. 1411—1416.
- [16] Shokley W. // Phys. Rev. 1953. V. 91. N 1. P. 228.
- [17] Ossipyan Yu. A. // Crystal Res. and Technology. 1981. V. 16. N 2. P. 239—246.
- [18] Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967. 492 с.
- [19] Нокс Р. Теория экситонов. М.: Мир, 1966. 220 с.

- [20] Колотов А. Э., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 11. С. 3424—3426.
- [21] Траллеро Гинер К., Сотолонго Коста О., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 9. С. 2724—2731.
- [22] Алварес Р. П., Траллеро Гинер К., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 9. С. 2685—2694.
- [23] Hasegawa H., Howard R. E. // J. Phys. and Chem. Solids. 1961. V. 21. N 3—4. P. 179—198.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
26 марта 1991 г.

