УДК 537.226

МНОГОФОНОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ПРИ РАВНЫХ ЭФФЕКТИВНЫХ МАССАХ ЭЛЕКТРОНА И ДЫРКИ

Л. И. Коровин, С. Т. Павлов и Б. Э. Эшпулатов

Рассчитан процесс МРКРС в квантовой яме в случае равенства эффективных масс электрона и дырки. Показано, что по сравнению со случаем тяжелой дырки сечение возрастает в α^{-2} раз. Наряду с резким возрастанием интенсивности рассеянного света теория предсказывает исчезновение степенной зависимости сечения рассеяния света от константы электрон-фононной связи α.

Проведенные за последние годы экспериментальные исследования спектров многофононного резонансного комбинационного рассеяния света (МРКРС) в области фундаментального поглощения в массивных полупроводниках InBr [1–3] и InI [4] выявили две особенности этих спектров. Во-первых, наблюдается большое число линий N фононных повторений ($N > 20$) и, во вторых, интенсивность линий четного порядка значительно больше, чем интенсивность линий нечетного порядка.

Особенностью соединений InBr и InI является равенство эффективных масс электронов и дырок. Как показано в [5], для этих полупроводников сечение рассеяния σ_N четных порядков ($N = 4, 6, 8 \ldots$) пропорционально первой степени константы связи Фрелиха электронов (дырок) с LO фононами α, тогда как в случае тяжелой дырки $\sigma_N \sim \alpha^3$ ($N \geqslant 4$) [6]. Речь идет о вкладе в величину сечения МРКРС электронно-дырочного механизма, при котором промежуточным состоянием являются свободные электронно-дырочные пары (ЭДП).

Известно также [7], что в случае $m_e \ll m_h$ (m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки соответственно) ограничение движения электронов вдоль одного из направлений (размерное квантование) приводит к резкому усилению интенсивности пиков МРКРС с участием свободных ЭДП по сравнению с рассеянием в объемном полупроводнике: в квазидвумерной системе $\sigma_N \sim \alpha^2$ (начиная с $N = 2$), тогда как в объемном случае $\sigma_N \sim \alpha^3$ [6] (начиная с $N = 4$).

Квазидвумерные электронные системы (инверсионный слой в структуре металл—диэлектрик—полупроводник, квантовая яма в гетероструктуре) являются удобными модельными системами, на которых можно исследовать особенности электрон-фононного взаимодействия при пониженной размерности пространства. Следует получить спектры МРКРС в квазидвумерной системе в случае равных масс электронов и дырок, так как здесь можно ожидать гораздо большего усиления эффекта, чем в объемном случае. Настоящая работа посвящена исследованию спектров МРКРС при равных эффективных массах электрона и дырки в квантовой яме, где движение электронов и дырок размерно квантовано. В качестве промежуточных состояний рассматриваются свободные ЭДП.

1. Исходные соотношения и постановка задачи. Энергия электрона (e) и дырки (h) в квантовой яме ширины d с бесконечно высокими потенциальными стенками в точках $z=0$ и $z=d$ определяются выражениями

$$\hbar\omega^{(e)} \equiv \hbar\omega^{(e)}(n_e, \mathbf{k}_e) = \hbar\omega_{0e}n_e^2 + \frac{\hbar h k_e^2}{2m_e}, \quad \omega_{0e} = \frac{\hbar\pi^2}{2m_e d}, \tag{1}$$

$$\hbar\omega^{(h)} \equiv \hbar\omega^{(h)}(n_h, \mathbf{k}_h) = \hbar\omega_g + \hbar\omega_{0h}n_h^2 + \frac{\hbar^2 k_h^2}{2m_h}, \quad \omega_{0h} = \frac{\hbar\pi^2}{2m_h d^2}. \tag{2}$$

Здесь n_e и n_h — числа, нумерующие уровень размерного квантования соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне, $\mathbf{k}_{e(h)}$ — двумерный волновой вектор электрона (дырки), $E_g=\hbar\omega_g$ — ширина запрещенной зоны. Волновые функции электрона и дырки имеют вид

$$\psi_e = (2/S_0 d)^{1/2}\exp(i\mathbf{k}_e\mathbf{r})\sin(\pi n_e z/d)\,u_c(\mathbf{r}, z), \tag{3}$$

$$\psi_h = (2/S_0 d)^{1/2}\exp(i\mathbf{k}_h\mathbf{r})\sin(\pi n_h z/d)\,u_v(\mathbf{r}, z), \tag{4}$$

где $\mathbf{r}$ — двумерный вектор в плоскости (x, y), S_0 — нормировочная площадь, u_c и u_v — блоховские амплитуды в зоне проводимости и в валентной зоне. Ниже учитывается взаимодействие только с объемными LO фононами, оператор взаимодействия которых с электронами имеет вид

$$H_{\text{int}}^{(e)} = \sum_{n,n'}\sum_{\mathbf{k},\mathbf{Q}}\{C_Q^{(e)}M_{nn'}(q_z)\,b_{\mathbf{q}} + \text{э. с.}\}\,a_{n,\mathbf{k}}^{+}a_{n',\mathbf{k}-\mathbf{q}}, \tag{5}$$

где

$$M_{nn'}(q_z) = \frac{2}{d}\int\limits_0^d dz\exp(iq_z z)\sin(\pi n z/d)\sin(\pi n' z/d), \tag{6}$$

$$C_Q^{(e)} = -i\hbar\omega_{L0}(4\pi\alpha l^3/V)^{1/2}(lQ)^{-1}, \quad l = (\hbar/2m_e\omega_{L0})^{1/2}, \tag{7}$$

$b_Q^{+}(b_Q)$ — оператор рождения (уничтожения) фонона с волновым вектором $\mathrm{Q} = (\mathrm{q}, \mathrm{q}_z)$, q — двумерный вектор, ω_{LO} частота LO фонона, V — нормировочный объем. Гамильтониан взаимодействия дырок с LO фононами H_{int}^{h} получается из (5) заменой $(a_i^{+}, a_{i'} \to c_i^{+}c_{i'}$ и $C_Q^e \to C_Q^h = C_Q^{e*} = -C_Q^e$ $(a_i^{+}, a_{i'}\, c_i^{+}, c_i$ — электронные и дырочные операторы соответственно). На рис. 1 схематически изображен процесс МРКРС второго порядка ($N=2$) с участием свободных электронов и дырок в качестве промежуточных состояний в случае $m_e=m_h$. Посредством прямого перехода свет частоты ω_l рождает ЭДП, а затем электрон и дырка испускают по одному фонону LO и аннигилируют прямым образом, испуская рассеянный световой квант $\hbar\omega_s$. Возможен и другой процесс — испускание обоих фононов электроном или дыркой, но эти процессы дают меньший вклад в сечение ИРКРС, поскольку они обязательно включают один непрямой переход — непрямое рождение ЭДП или непрямую аннигиляцию, как в случае объемного полупроводника [5].

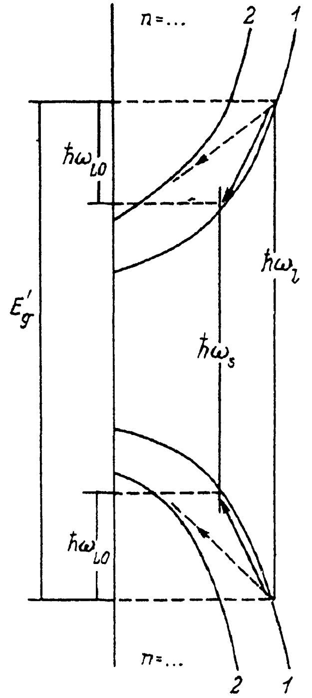

Рис. 1. Схематическое изображение процесса, дающего наибольший вклад в сечение МРКРС второго порядка ($N = 2$) в случае равных масс электрона и дырки.

Пунктирными стрелками показаны неучтенные переходы с изменением квантового числа n. Сплошные стрелки обозначают переход с испусканием фонона в зоне с $n = 1$.

Вклад процесса, изображенного на рис. 1, вычислен с использованием модели и диаграммной техники, описанной в [7]. Сечение рассеяния света выражается через тензор рассеяния света четвертого ранга следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} = \sum_{\beta\beta'\gamma\gamma'} G_{\beta'\beta}(\omega_s)\, S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}(\omega_l, \omega_s)\, I_{\gamma'\gamma}(\omega_l)\,. \qquad (8)$$

Тензоры второго ранга $G_{\beta'\beta}$ и $I_{\gamma'\gamma}$ определяются геометрией рассеянной и падающей волн, Ω — телесный угол, индексы β, γ, β' и γ' пробегают значения x, y, z. Тензоры $G_{\beta'\beta}$ и $I_{\gamma'\gamma}$ ниже не конкретизируются.

2. Вычисление тензора рассеяния света. Двухфононному процессу МРКРС, изображенному на рис. 1, соответствует диаграмма, на которой одна фононная линия связывает точки на электронной линии, а другая — дырочной линии (рис. 2). Эта диаграмма дает наибольший вклад в сечение. Вклад этой диаграммы в тензор рассеяния света $S^{(2)}_{\beta\gamma\beta'\gamma'}$ после интегрирования по свободным частотам ω и ω' имеет вид

$$S^{(2)}_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = (S_0 \hbar^2 \omega_s^2 \omega_l^2)^{-1}\, \hbar^{-4} I_\gamma I_\beta I^*_{\beta'} I^*_{\gamma'} \delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}) \times$$
$$\times \sum_{\mathbf{k}_0 \mathbf{k}_1 \mathbf{p}} |C_{\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1}|^2\, |C_{\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0}|^2 A(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}, \mathbf{p})\, A^*(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}, -\mathbf{p})\,, \qquad (9)$$

где

$$I_\gamma = (e/m_0)\, P^\gamma_{cv}\,, \qquad (9a)$$

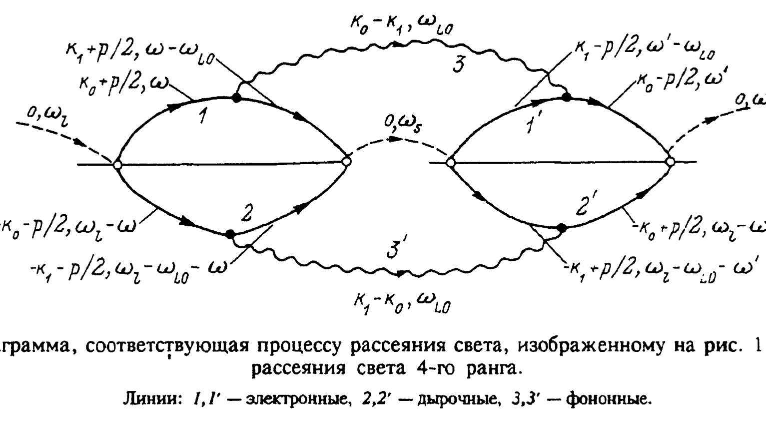

Рис. 2. Диаграмма, соответствующая процессу рассеяния света, изображенному на рис. 1 для тензора рассеяния света 4-го ранга.

Линии: $1, 1'$ — электронные, $2, 2'$ — дырочные, $3, 3'$ — фононные.

e, m_0 — заряд и масса свободного электрона; P^{y}_{cv} — проекция межзонного матричного элемента импульса: ω_l, ω_s — частоты возбуждающего и рассеянного света. Величина A ($\mathbf{k}_0$, $\mathbf{k}$, $\mathbf{p}$), входящая в (9), имеет смысл амплитуды рассеяния и имеет вид

$$A(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{p}) = A_1(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{p}) + A_2(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{p}), \tag{10}$$

где A_1 и A_2 — вклады, соответствующие графикам, схематически изображенным на рис. 3, и равные соответственно

$$A_1 = [(a_1 + b_1)(a_2 + b_1)(a_2 + b_2)]^{-1}, \tag{11}$$

$$A_2 = [(a_1 + b_1)(a_1 + b_2)(a_2 + b_2)]^{-1},$$

где

$$a_1 = \omega_l - E'_g / \hbar - \omega_e(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}/2) + i\gamma_e(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}/2)/2,$$

$$a_2 = \omega_l - E'_g / \hbar - \omega_e(\mathbf{k}_1 + \mathbf{p}/2) + i\gamma_2(\mathbf{k}_1 + \mathbf{p}/2)/2 - \omega_{LO},$$

$$b_1 = -\omega_h(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}/2) + i\gamma_h(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}/2)/2,$$

$$b_2 = -\omega_h(\mathbf{k}_1 + \mathbf{p}/2) + i\gamma_h(\mathbf{k}_1 + \mathbf{p}/2)/2 - \omega_{LO}, \tag{12}$$

$$E'_g = E_g + \hbar\omega_o\mu, \ \omega_{o\mu} = \pi^2\mathrm{h}/2\mu d, \ \mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}. \tag{12a}$$

Частоты ω_e ($\mathbf{k}$) и ω_h ($\mathbf{k}$) соответствуют свободному движению электрона и дырки в плоскости квантовой ямы:

$$\omega_e(\mathbf{k}) = \hbar k^2 / 2m_e,$$

$$\omega_h(\mathbf{k}) = \hbar k^2 / 2m_h. \tag{13}$$

Согласно «правилам сечений», каждый из трех множителей вида $a_i + b_j$ в выражениях для амплитуд A_1 и A_2 сопоставляется одному из трех вертикальных сечений, показанных на рис. 3:

$$a_i + b_j = \omega_l - \hbar^{-1}E_{\text{полн}} + i\gamma_{\text{полн}}/2, \tag{14}$$

где $E_{\text{полн.}}$ — полная энергия электрона на уровне размерного квантования n, отсчитанная от основного состояния, $\gamma_{\text{полн.}}$ — полное обратное время жизни ЭДП в этом состоянии. Например, первому слева сечению в A_1 и A_2 сопоставляются соответственно выражения:

$$\hbar^{-1}E^1_{\text{полн.}} = \hbar E^1_g + \omega_e(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}/2) + \omega_h(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}/2),$$

$$\hbar^{-1}\gamma^1_{\text{полн.}} = \gamma_e(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}/2) + \gamma_h(\vec{K}_0 + \vec{p}/2). \tag{15}$$

В дальнейшем рассматривается низшая зона размерного квантования с квантовым числом $n = 1$, переходы в зоны с другими n в результате испускания фонона не учитываются.

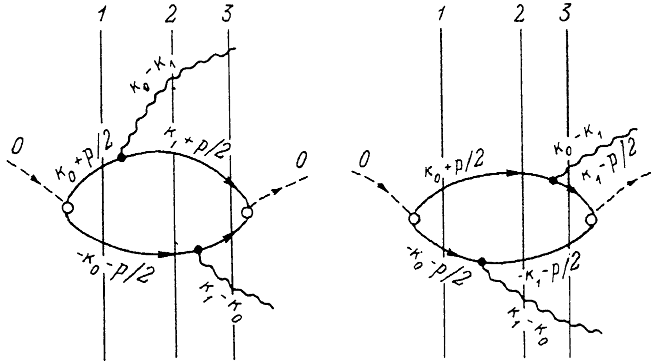

Рис. 3. Графики для амплитуды процесса РКРС второго порядка, дающие основной вклад в сечение рассеяния в случае равных эффективных масс электрона и дырки.

Вертикальные линии обозначают сечение графиков, порядковый номер сечения увеличивается слева направо (для A_1) и справа налево (для A_2).

Прежде чем приступить к интегрированию в формуле (9) по двумерным векторам $\mathbf{k}_0, \ldots \mathbf{k}_1$, $\mathbf{p}$, отметим, что в сумме по абсолютной величине вектора $\mathbf{p}$ существенны малые значения порядка

$$p \simeq \gamma m/\hbar\mathscr{K},\ m = m_e = m_h, \tag{16}$$

где $\mathscr{K}$ — характерные значения волновых векторов электрона и дырки. Оценка (16) соответствует физическому смыслу вектора $\hbar\mathbf{p}$. Он описывает неопределенность импульса относительного движения электрона и дырки и отличен от нуля ввиду того, что ЭДП в промежуточном состоянии сохраняет конечную площадь (в трехмерном случае сохраняется конечный объем [5]). Поскольку $\mathbf{p}$ мало, важно выяснить, к чему приводит в пределе $\mathbf{p} \to 0$ равенство

$$\omega_l = \hbar^{-1}E_{\text{полн.}}, \tag{17}$$

когда, согласно (14), $a_i + b_j = (i/2)\gamma_{\text{полн.}}$ и соответствующий знаменатель становится малой величиной. Например, для амплитуды A_1 получим

$$\hbar^{-1}E^1_{\text{полн.}} = \hbar^{-1}E'_g + \omega_e(k_0) + \omega_h(k_0), \tag{18}$$

$$\hbar^{-1}E^2_{\text{полн.}} = \hbar^{-1}E'_g + \omega_{LO} + \omega_e(k_1) + \omega_h(k_0),$$

$$\hbar^{-1}E^3_{\text{полн.}} = \hbar^{-1}E'_g + 2\omega_{LO} + \omega_e(k_1) + \omega_h(k_1).$$

Индексы у $E_{\text{полн.}}$ соответствуют номеру сечения, который возрастает слева направо (рис. 3). Используя последовательно равенства (17) для сечений с номерами 1 и 3, находим следующие значения модулей векторов $\mathbf{k}_0$, $\mathbf{k}_1$ в случае $m_e = m_h = m$:

$$\mathscr{K}_0 = (m\omega_{\text{нач}}/\hbar)^{1/2},\ \mathscr{K}_1 = [m(\omega_{\text{нач}} - 2\omega_{LO})/\hbar]^{1/2}, \tag{19}$$

где

$$\omega_{\text{нач}} = \omega_l - \hbar^{-1}E'_g. \tag{20}$$

Можно проверить, используя определения (11) и (12), что

$$A_1\ (\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{p}) = A_2(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{p}), \tag{21}$$

и поэтому

$$A\ (\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{p}) = 2A_1\ (\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{p}). \tag{22}$$

Причина равного вклада диаграмм A_1 и A_2, изображенных на рис. 3, состоит в том, что в случае $m_e = m_h$ замена электрона на дырку и наоборот, не меняет величину амплитуды рассеяния. В формулах (12) ввиду малости модуля $\mathbf{p}$ можно считать, что

$$\gamma\ (\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{p}/2) = \gamma\ (\mathscr{K}_0) = \gamma_0,$$

$$\gamma\ (\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{p}/2) = \gamma\ (\mathscr{K}_1) = \gamma_1. \tag{23}$$

Для интегрирования по абсолютным величинам векторов $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$ представим произведение $A_1 A_1^*$ в виде

$$\begin{gathered}
A_1\,(\mathbf{k}_0\,, \mathbf{k}_1\,, \mathbf{p})\, A_1^*\,(\mathbf{k}_0\,, \mathbf{k}_1\,, -\mathbf{p}) = \\
= [\omega_l - E_g'/\hbar - (\hbar/m)\,(k_0^2 + \mathbf{k}_0\mathbf{p}) + i\gamma_0\,]^{-1} \times \\
\times\ [\omega_l - E_g'/\hbar - (\hbar/m)\,(k_0^2 - \mathbf{k}_0\mathbf{p}) - i\gamma_0\,]^{-1} \times \\
\times\ [\omega_l - \hbar^{-1}E_g' - 2\omega_{LO} - (\hbar/m)\,(k_1^2 + \mathbf{k}_1\mathbf{p}) + i\gamma_1\,]^{-1} \times \\
\times\ [\omega_l - \hbar^{-1}E_g' - 2\omega_{LO} - (\hbar/m)\,(k_1^2 - \mathbf{k}_1\mathbf{p}) - i\gamma_1\,]^{-1} \times \\
\times\ [\omega_l - \hbar^{-1}E_g' - \omega_{LO} - (\hbar/2m)\,(k_1^2 + \mathbf{k}_1\mathbf{p}) + \\
+\ i\gamma_1/2 - (\hbar/2m)\,(k_0^2 + \mathbf{k}_0\mathbf{p}) + i\gamma_0/2\,]^{-1} \times \\
\times\ [\omega_l - \hbar^{-1}E_g' - \omega_{LO} - (\hbar/2m)\,(k_1^2 - \mathbf{k}_1\mathbf{p}) - \\
-\ i\gamma_1/2 - (\hbar/2m)\,(k_0^2 - \mathbf{k}_0\mathbf{p}) - i\gamma_0/2\,]^{-1}\,.
\end{gathered} \tag{24}$$

В формуле (24) использована малость вектора $\mathbf{p}$ и опущены члены $\sim p^2$. Первые два множителя в (24) преобразуются в δ-функцию:

$$\begin{gathered}
[\omega_{\text{нач}} - \hbar k_0^2/m - \hbar\mathbf{k}_0\mathbf{p}/m + i\gamma_0\,]^{-1}\ [\omega_{\text{нач}} - \hbar k_0^2/m + \hbar\mathbf{k}_0\mathbf{p}/m - i\gamma_0\,]^{-1} = \\
= \left\{(\omega_{\text{нач}} - \hbar k_0^2/m)^2 + \left(\gamma_0 + \frac{i\hbar}{m}\,k_0 p\cos\theta_0\right)^2\right\}^{-1} = \\
= 2\pi\ [\gamma_0 + (i\hbar/m)\,k_0 p\cos\theta_0\,]^{-1}\,\delta\,(\omega_{\text{нач}} - \hbar k_0^2/m)\,.
\end{gathered} \tag{25}$$

Аналогично третий и четвертый члены преобразуются к виду

$$\begin{gathered}
[\omega_l - \hbar^{-1}E_g' - 2\omega_{LO} - (\hbar/m)\,(k_1^2 + \mathbf{k}_1\mathbf{p}) + i\gamma_1\,]^{-1} \times \\
\times\ [\omega_l - \hbar^{-1}E_g' - 2\omega_{LO} - (\hbar/m)\,(k_1^2 - \mathbf{k}_1\mathbf{p}) - i\gamma_1\,]^{-1} \simeq \\
\simeq \frac{2\pi}{\gamma_1 + (i\hbar/m)\,k_1 p\cos\theta_1}\,\delta\,(\omega_{\text{нач}} - 2\omega_{LO} - \hbar k_1^2/m)\,;
\end{gathered} \tag{26}$$

$\mathbf{k}_0\mathbf{p} = k_0 p\cos\theta_0$, $\mathbf{k}_1\mathbf{p} = k_1 p\cos\theta_1$. Используя δ-функции для интегрирования по модулям векторов $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$, получим вклад в тензор рассеяния, соответствующий диаграмме на рис. 2.

$$S^{(2)}_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = \frac{2}{\pi}(\hbar^2\omega_s^2\omega_l^2)^{-1}(S_0 m^6/\hbar^{10}) I_\beta I_\gamma I^*_{\beta'} I^*_{\gamma'} \delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}) \times$$
$$\times \int \frac{d\theta_0}{2\pi} \int \frac{d\theta_1}{2\pi} \int \frac{d\mathrm{p}}{2\pi} |C_{\mathbf{K}_0-\mathbf{K}_1}|^2 |C_{\mathbf{K}_1-\mathbf{K}_0}|^2 R(\mathrm{p}); \tag{27}$$

$$R(\mathrm{p}) = (Q_0^2 + i\mathbf{K}_0\mathrm{p})(Q_1^2 + i\mathbf{K}_1\mathrm{p})[Q_0^2 + Q_1^2 + i(\mathbf{K}_0 + \mathbf{K}_1)\mathrm{p}]^{-1},$$

где под $\mathbf{K}_0$ $\mathbf{K}_1$ понимаются векторы с фиксированными модулями, величина которых определяется формулой (19).

$$Q_0^2 = m\gamma_0/\hbar, \; Q_1^2 = m\gamma_1/\hbar. \tag{28}$$

θ_i — набор углов, определяющих направление векторов $\mathbf{K}_i$ $(i=0,1)$. Приведенный подход эквивалентен интегрированию в комплексной плоскости k_0 (либо k_1), когда учитывается вклад только от полюса, расположенного в первой четверти комплексной плоскости, а интегралом по положительной части мнимой оси пренебрегается ввиду его малости по константе γ. Введем вместо вектора p безразмерную переменную интегрирования

$$æ = \lambda_0 p, \tag{29}$$

где $\lambda_0 = \hbar\mathbf{K}_0/m\gamma_0$ — длина свободного пробега электрона или дырки с волновым вектором $\mathbf{K}_0$, ограниченная возможностью реального испускания LO фонона. Тогда получаем из (27)

$$S^{(2)}_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = (\hbar^2\omega_s^2\omega_l^2)^{-1} \frac{\alpha^2}{2^3} \frac{m}{\hbar\omega_{LO}} I_\beta I_\gamma I^*_{\beta'} I^*_{\gamma'} \frac{\lambda_0^2}{l^2(\mathbf{K}_0 l)^6} \varphi, \tag{30}$$

где безрамерная величина φ определяется выражением

$$\varphi = \int \frac{d\theta_0}{2\pi} \int \frac{d\theta_1}{2\pi} |\mathbf{B}_0 - \mathbf{B}_1|^2 \int d\varkappa \Phi(\varkappa), \tag{31}$$

$$\mathbf{B}_0 = \mathbf{K}_0/K_0, \quad \mathbf{B}_1 = \mathbf{K}_1/K_1, \tag{32}$$

$$\Phi(\varkappa) = (1 + i\mathbf{B}_0\varkappa)^{-1}(\beta_1 + i\mathbf{B}_1\varkappa)^{-1}[1 + \beta_1 + (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1)\varkappa]^{-1}, \tag{33}$$

$$\beta = \gamma_1/\gamma_0. \tag{34}$$

3. Анализ полученных результатов. Подынтегральная функция $\Phi(\varkappa)$ в (31) на больших $\varkappa$ пропорциональна $\varkappa^{-3}$, т. е. интеграл сходится. Тем самым оправдано предположение о том, что главный вклад в величину интеграла вносит область значений $p \simeq \lambda_0^1$. Из (30) следует, что сечение рассеяния не зависит от константы связи α, поскольку $\lambda_0 \simeq \alpha^{-1}$. Зависимость $\sigma \simeq \alpha^0$ сохраняется и для более высоких порядков $N=4, 6\dots$.

Попытаемся объяснить физическую причину понижения степени фрелиховской константы связи α в выражении для сечения МРКРС в случае двумерной системы при $m_e = m_h$. Напомним, что в объемном полупроводнике в процессе МРКРС N-го порядка $(N \geqslant 4)$, когда N из $N+1$ промежуточных состояний реальны, происходит реальное блуждание электрона по кристаллу. Сечение процесса МРКРС пропорционально вероятности возврата электрона в точку рождения ЭДП после испускания N—1 LO фононов (тяжелая дырка остается в точке рождения ЭДП), что является необходимым условием аннигиляции ЭДП.

Вероятность возврата электрона в точку рождения ЭДП прямо пропорциональна кубу константы связи α, поэтому сечение $\sigma_N \sim \alpha^3$ для $N \geqslant 4$. Другими словами, для $N \geqslant 4$ характерный объем, занимаемый $V_{ЭДП}$, рожденной светом, после испускания нескольких LO фононов пропорционален кубу длины свободного пробега, а так как в полярных полупроводниках длина свободного пробега электрона пропорциональна первой степени α, то $V_{ЭДП} \sim \alpha^{-3}$, а вероятность аннигиляции ЭДП $\sim V_{ЭДП}^{-1} \sim \alpha^3$ (см. [6] и цитированную там литературу).

В случае квазидвумерных систем, как уже отмечалось, в процессе МРКРС N-го порядка ($N \geqslant 2$) N из $N+1$ промежуточных состояний реальны, и можно пользоваться приведенными выше качественными соображениями, связанными с реальным блужданием электрона по кристаллу. В квантовой яме движение электрона поперек ямы размерно квантовано, тогда как движение в плоскости ямы остается свободным, т. е. происходит квазидвумеризация движения электрона. Характер распределения по относительному расстоянию между электроном и дыркой различен поперек ямы (направление оси z) и в плоскости квантовой ямы (плоскость xy). Проекция вектора относительного расстояния между электроном и дыркой на плоскость ямы после испускания нескольких LO фононов пропорциональна длине свободного пробега, т. е. характерная площадь, занимаемая ЭДП, $S_{ЭДП} \sim \alpha^{-2}$, и при возрастании числа N испущенных фононов меняется только численно. Поперек квантовой ямы относительное положение электрона и дырки после испускания N фононов зависит только от чила испущенных фононов и номера размерно квантованного уровня, но не зависит от вероятности испускания LO фонона (а следовательно, и от α). Вероятность аннигиляции ЭДП $\sim S_{ЭДП}^{-1}$ α^2. Другими словами, вероятность возврата электрона в точку рождения ЭДП после испускания N—1 фононов LO прямо пропорциональна квадрату константы связи, и, следовательно, $\sigma_N \sim \alpha^2$ для $N \geqslant 2$ [7].

В случае равных масс электрона и дырки число пар с равным нулю суммарным квазиимпульсом, способных к излучательной рекомбинации, увеличивается в α^{-2} раз по сравнению со случаем тяжелой дырки. В объемном полупроводнике это приводит к росту сечения рассеяния в α^{-2} раз [5]. В квантующем магнитном поле, где движение электрона становится квазиодномерным, предсказана зависимость $\sigma_N \sim \alpha^{-1}$ [8]. В квазидвумерных системах в случае тяжелых дырок $\sigma_N \sim \alpha^2$. По аналогии с объемным случаем возрастание сечения в α^{-2} раз приводит к зависимости $\sigma_N \sim \alpha^0 = 1$, т. е. степенная зависимость от константы связиисчезает. Таким образом, теория предсказывает резкое увеличение сечения рассеяния в квазидвумерных системах в случае равенства эффективных масс электрона и дырки.

Список литературы

[1] Nakamura K., Ohno N., Ioshida M., Nakai I. // Sol State. Communs. 1980. V. 36. N 1. P. 211—214.
[2] Ioshida M., Watanabe H., Ohno N., Mitsutaka H., Nakamura K., Nakai I. // J. Luminescence. 1984. V. 31/32. P. 488—490.
[3] Ioshida M., Ohno N., Mitsutaka H., Nakamura K., Nakai I. // J. Phys. Soc. Jap. 1985. V. 54. N 7. P. 2754—2761.
[4] Ohno N., Ioshida M., Nakamura K., Nakai I. // Sol. State Commun. 1985. V. 53. N 7. P. 569—572.
[5] Ланг И. Г., Павлов С. Т., Сотолонго О. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 11. С. 3453—3456.
[6] Goltsev A. V., Lang I. G., Pavlov S. T., Bryzhina M. F.. // J. Phys. C. Sol. State Phys. 1983. V. 16. N 21. P. 4221—4241.
[7] Коровин Л, И., Павлов С. Т., Эшпулатов Б. Э. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 10. С. 516—517.
[8] Белицкий В. И., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1991. Т. 33. N 2. С. 517—520.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
10 декабря 1991 г.