КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.34 : 548.0.01

К ТЕОРИИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. В. Китович и *Ю. Х. Криворуцкий*

В работе [1] приводится наиболее распространенный способ получения матричных элементов световых переходов электрона в примесных кристаллах из локализованного примесного состояния β в зону проводимости (состояние α). В качестве волновых функций этих состояний было выбрано соответственно

$$\Psi_\beta = \frac{\varkappa^{3/2}}{\sqrt{\pi}} e^{-\varkappa r - i\omega_\beta t}, \tag{1}$$

$$\Psi_\alpha = \frac{1}{\sqrt{U}} e^{i(\mathbf{K}_\alpha, \mathbf{r}) - i\omega_\alpha t}, \tag{2}$$

где $\mathbf{K}_\alpha$ — волновой вектор электрона; $\varkappa$ — постоянная, определяющая область локализации электрона в примесном состоянии; $\omega_\alpha = E_\alpha/\hbar$ и $\omega_\beta = E_\beta/\hbar$, где E_α и E_β — энергии α и β состояний; U — объем кристалла.

Матричный элемент перехода оказался пропорциональным

$$P_{\alpha\beta} \sim \frac{\varkappa^{5/2}}{[\varkappa^2 + (\mathbf{K}_\alpha - \mathbf{q})^2]^2}. \tag{3}$$

Следует заметить, что выбранные волновые функции (1)—(2) неортогональны, что вносит существенную ошибку в выражение (3). Но главный недостаток выражения (3) заключается в том, что из него не следует особенностей возбуждения электрона в состояния, близкие к границе зоны Бриллюэна.

Представим точную волновую функцию Ψ_β как

$$\Psi_\beta = \Psi_\beta^0 + \int a_\nu \Psi_\nu d_\nu, \tag{4}$$

где Ψ_β^0 — приближенная волновая функция состояния β, определяемая выражением (1).

Положим, что во втором члене выражения (4) можно ограничиться волновыми функциями из зоны проводимости, поскольку волновые функции других энергетических зон, более удаленных от примесного уровня, будут, очевидно, вносить меньший вклад. Далее положим, что в зоне проводимости электрон находится в квазисвободном состоянии и его волновая функция имеет вид [2]

$$\Psi_\alpha = \frac{1}{\sqrt{U}} e^{i(\mathbf{K}_\alpha, \mathbf{r})} \left[c_{0\alpha} + \sum_{\mathbf{b}} c_{b\alpha} e^{i(\mathbf{b}, \mathbf{r})} \right], \tag{5}$$

где $\mathbf{b}$ — вектор обратной решетки кристалла, m^* — эффективная масса электрона.

Вдали от границы зоны Бриллюэна $c_{0\alpha} \approx 1$ и $c_{b\alpha}$ имеет вид

$$c_{b\alpha} = -\frac{2m^* c_b}{[b^2 + 2(\mathbf{b}, \mathbf{K}_\alpha)]\hbar^2}, \tag{6}$$

где c_b — коэффициенты Фурье для периодического поля кристалла. Вблизи границы зоны Бриллюэна величины $c_{0\alpha}$ и $c_{b\alpha}$ одинакового порядка, причем $|c_{0\alpha}|^2 + |c_{b\alpha}|^2 \approx 1$.

Используя выражения (4), (5), аналогично работе [1] получим

$$P_{\alpha\beta}^{(1)} = P^{(1)} \cos(\mathbf{K}_\alpha, \mathbf{e}) \sum_{\mathbf{b}} \frac{c_{0\alpha}^* c_{b\alpha} - c_{0\alpha} c_{b\alpha}^*}{[\varkappa^2 + (\mathbf{Q}_{\alpha1} + \mathbf{b})^2]^2}, \tag{7}$$

$$P_{\alpha\beta}^{(2)} = P^{(2)} \sum_{\mathbf{b}} \frac{c_{0\alpha}^* c_{b\alpha} - c_{0\alpha} c_{b\alpha}^*}{[\varkappa^2 + (\mathbf{Q}_{\alpha2} + \mathbf{b})^2]^2}, \tag{8}$$

$$P^{(1)} = \left(\frac{2^7 \cdot 10^7 \cdot \pi^2 \cdot e^2 \cdot n_0 \cdot \varkappa^5 K_{\alpha1}^2 I}{\hbar^2 \omega^2 c \varepsilon U}\right)^{1/2}, \tag{9}$$

$$P^{(2)} = \frac{8 \cdot 10^7 \pi^2 e^2 n_0 \sqrt{\varkappa^5}\, I}{\hbar^2 \omega^2 c \varepsilon \sqrt{\pi U}}, \tag{10}$$

$$\mathbf{Q}_{\alpha1} = \mathbf{K}_{\alpha1} - \mathbf{q}, \quad \mathbf{Q}_{\alpha2} = \mathbf{K}_{\alpha2} - 2\mathbf{q}, \tag{11}$$

где $P_{\alpha\beta}^{(1)}$ и $P_{\alpha\beta}^{(2)}$ — матричные элементы перехода электрона при однофотонном и двухфотонном поглощениях соответственно, e — заряд электрона, n_0 — коэффициент преломления кристалла, I — интенсивность светового потока в Вт, ω — частота света, c — скорость света, ε — диэлектрическая проницаемость кристалла; $\mathbf{q}$ — волновой вектор поглощаемого фотона, $\mathbf{e}$ — вектор поляризации фотона.

Коэффициенты $c_{b\alpha}$ в выражениях (7), (8) определяются по-прежнему выражением (6), но вместо $\mathbf{K}_\alpha$ следует подставлять $\mathbf{Q}_{\alpha1}$ или $\mathbf{Q}_{\alpha2}$. Из выражения (6) следует, что с приближением электрона к границе зоны Бриллюэна ($2\mathbf{Q}_{\alpha1} \to \mathbf{b}$ или $2\mathbf{Q}_{\alpha2} \to \mathbf{b}$) будут расти соответственно матричные элементы $P_{\alpha\beta}^{(1)}$ или $P_{\alpha\beta}^{(2)}$. Непосредственно вблизи границы зоны Бриллюэна ($2\mathbf{Q}_{\alpha1} = \mathbf{b}$ или $2\mathbf{Q}_{\alpha2} = \mathbf{b}$) коэффициенты $c_{b\alpha}$ будут порядка единицы и выражения (7) и (8) также будут пропорциональны (3).

Таким образом, при переходе электрона с примесного уровня в квазисвободное состояние следует ожидать максимум поглощения света на границе зоны Бриллюэна.

Литература

[1] П. С. Киреев. Физика полупроводников, 528. «Высшая школа», М., 1975.
[2] П. С. Киреев. Физика полупроводников, 84. «Высшая школа», М., 1975.

Поступило в Редакцию 30 августа 1978 г.

УДК 621.373 : 535

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПОТЕРЬ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

В. В. Любимов

В настоящее время применение пространственных фильтров является наиболее эффективным средством подавления мелкомасштабной самофокусировки. Вместе с тем развитая в работе [1] теория экспоненциального роста мелкомасштабных возмущений не может дать полного описа-