

УДК 537.226

© 1990

АКУСТОСТИМУЛИРОВАННЫЙ ТУННЕЛЬНЫЙ ЗАХВАТ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА НА ГЛУБОКИЕ ПРИМЕСНЫЕ УРОВНИ

*В. А. Коварский, А. В. Белоусов, В. Н. Чеботарь,
Т. В. Пишкова*

Исследуется влияние генерации высокочастотных фононов, в том числе терагерцевого диапазона, на безызлучательные процессы рекомбинации. В модели потенциала нулевого радиуса показано, что скорость безызлучательного перехода существенно зависит от изменения интенсивности потока неравновесных акустических фононов.

Развитие экспериментальной техники генерации высокочастотных фононов (в том числе терагерцевого диапазона) в твердых телах ставит вопрос об их влиянии на квантовые переходы локализованного электрона [1]. Особое значение приобретает влияние этих неравновесных потоков фононов на постоянные времени жизни носителей тока, т. е. на безызлучательные процессы рекомбинации. Известно, что для многофононного процесса захвата на глубокие примесные уровни (ловушки) при низких температурах сечение захвата определяется туннельным подбарьерным переходом из адиабатического листа свободного (зонного) электрона на адиабатический лист, отвечающий связанному электронному состоянию глубокого примесного центра. Естественно, при включении неравновесных фононов возможны процессы активации безызлучательного захвата (акустостимулированное туннелирование). Для определенности ниже будет рассмотрен случай, когда симметрии примесного уровня и проводящей зоны совпадают и относятся к S -типу. В этом случае процессу захвата отвечает касание адиабатических потенциалов [2] и расчет будет проводиться аналогично [3]. Для процессов захвата на глубокие примесные уровни (в кристаллах типа CdS) можно использовать модель Луковского (модель потенциала нулевого радиуса). Поскольку основное влияние в процесс захвата вносит область касания адиабатических потенциалов [2, 4], оператором возмущения, который генерирует безызлучательный переход, может быть выбрано взаимодействие как с неравновесными фононами, так и с кристаллическими акустическими колебаниями q_x . Поскольку дебаевская частота акустических фононов ω_D по крайней мере на порядок превосходит частоту неравновесных фононов ν_x , в качестве оператора перехода выберем взаимодействие электрона с промотирующими модами q_x (с частотами Ω_x [5, 6])

$$H' = \sum_x V_x(r) q_x. \quad (1)$$

Штрих в сумме формулы (1) означает, что низкочастотные степени свободы акустических колебаний в сумму не включаются, поскольку они возбуждаются внешним источником и будут учитываться в гамильтониане нулевого приближения. Соответствующая область низких частот обозначается символом $\Delta \nu$. Взаимодействие с акцептирующими (оптическими ω_x) фононами учитывается, как обычно, в эйнштейновской модели ($\omega_x = \omega$).

На рис. 1 приведен пример спектрального распределения обобщенной плотности энергии неравновесных фононов терагерцевого диапазона в образце CdS, возбуждаемых интенсивным лазерным излучением в металлической пленке, согласно работе Ярощевского и сотрудников [1]. Кривая 1 — экспериментальная, кривая 2 — планковский спектр с эффективной температурой.

Запишем вероятность перехода в единицу времени в виде

$$W_{21} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{\mathbf{x}, \mathbf{k}}' [(\bar{N}_{\mathbf{x}} + 1) W_{\mathbf{x}\mathbf{k}s}^{(+)} + \bar{N}_{\mathbf{x}} W_{\mathbf{x}\mathbf{k}s}^{(-)}], \quad (2)$$

$$W_{\mathbf{x}\mathbf{k}s}^{(\pm)} = \frac{1}{\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \exp \left[i \left(\frac{\varepsilon_T + \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\hbar\omega} \pm \frac{Q_{\mathbf{x}}}{\omega} \right) \tau \right] I^{(1)}(\tau) I_{\mathbf{x}\mathbf{k}s}^{(2)}(\tau). \quad (3)$$

Здесь введены обозначения: $N_{\mathbf{x}} = [\exp(\hbar\Omega_{\mathbf{x}}/kT) - 1]^{-1}$, $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2/2\mu$ — энергия зонного электрона, ε_T — глубина ловушки,

$$I^{(1)}(\tau) = \left\langle T \exp \left\{ \frac{i}{\hbar\omega} \int_0^{\tau} dt U(t) \right\} \right\rangle_{\mu\mathbf{k}}, \quad (4)$$

$$U(t) = G \sum_{\mathbf{x} \in \Delta\nu} U_{\mathbf{x}ss} \left(q_{\mathbf{x}} \cos \nu_{\mathbf{x}} t + \frac{p_{\mathbf{x}}}{\nu_{\mathbf{x}}} \sin \nu_{\mathbf{x}} t \right), \quad (5)$$

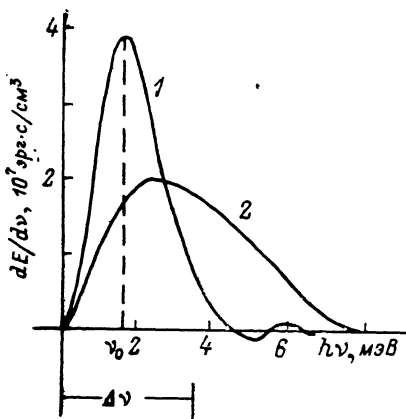
G — константа деформационного потенциала; $U_{\mathbf{x}ss}$ — диагональный матричный элемент электронно-деформационного взаимодействия; $q_{\mathbf{x}}, p_{\mathbf{x}}$ —

операторы обобщенных координаты и импульса; угловыми скобками обозначено усреднение с помощью неравновесного статистического оператора. Акцептирующие оптические фононы учтем в Q -одноосцилляторной модели. При этом производящая функция $I_{\mathbf{x}\mathbf{k}s}^{(2)}(\tau)$ записывается в виде

$$I_{\mathbf{x}\mathbf{k}s}^{(2)}(t) = \langle V_{\mathbf{x}\mathbf{k}s}^* e^{-iH_1 t/\hbar} V_{\mathbf{x}\mathbf{k}s} e^{iH_2 t/\hbar} \rangle_Q. \quad (6)$$

Здесь $V_{\mathbf{x}\mathbf{k}s}$ — матричный элемент оператора $V_{\mathbf{x}}(r)$, вычисленный на волновых функциях связанного s и свободного k электронных состояний; $H_{1,2}$ — колебательные гамильтонианы, описывающие движение ядер в зоне проводимости $H_2 = \varepsilon_T + M\omega^2 Q^2/2$ и в связанном состоянии $H_1 = H_2 - \varepsilon(Q)$; $\varepsilon(Q) = 1/2 \beta M\omega^2 (Q - Q_c)^2$ — энергия связи электрона (ω — частота колебаний, M —

Рис. 1. Спектральное распределение объемной плотности энергии неравновесных акустических фононов в образце согласно [1].



приведенная масса Q -колебания); Q_c и β — константы, определяемые из экспериментальных данных [2, 4],

$$\langle \dots \rangle_{\text{опт}} = \mathcal{X}^{-1} \text{Sp} (\dots e^{-\beta H_2}), \quad \mathcal{X} = \text{Sp} (e^{-\beta H_2}).$$

Используя методы теории многофононных процессов, выполним расчет среднего в (4) непосредственно. Получим

$$I^{(1)}(t) = \exp \left\{ -i \sum_{\mathbf{x} \in \Delta\nu} \bar{G}^2 U_{\mathbf{x}ss}^2 \nu_{\mathbf{x}} t - \sum_{\mathbf{x} \in \Delta\nu} \bar{G}^2 U_{\mathbf{x}ss}^2 (\bar{n}_{\mathbf{x}} + 1/2) + \sum_{\mathbf{x} \in \Delta\nu} \bar{G}^2 U_{\mathbf{x}ss}^2 \sqrt{\bar{n}_{\mathbf{x}} (\bar{n}_{\mathbf{x}} + 1)} \cos(\nu_{\mathbf{x}} t + \varphi_{\mathbf{x}}) \right\}. \quad (7)$$

Здесь $\text{tg } \varphi_{\mathbf{x}} = i(1 + 2\bar{n}_{\mathbf{x}})^{-1}$; $\bar{G} = G/\hbar\omega$; $\bar{n}_{\mathbf{x}} = \text{Sp}(\hat{n}_{\mathbf{x}} \rho(t))$; $\hat{n}_{\mathbf{x}}$ — оператор числа частиц с волновым вектором \mathbf{x} ; $\rho(t)$ — неравновесный статистический

оператор, удовлетворяющий уравнению Лиувилля, учитывающему граничные условия. Для наших целей, однако, достаточно использовать стационарное значение \tilde{n}_x , так как время достижения стационарного значения порядка времени рассеяния фонона, а время электронного перехода τ_e обычно значительно больше. Учтем также, что стационарное значение \tilde{n}_x может быть взято непосредственно из эксперимента (рис. 1) при значении $v = v_{\max} = v_0$. Принимая во внимание вышеизложенное, находим

$$I^{(1)}(t) \simeq \exp\{-i\Omega_0 t + \mathcal{K}_0 \cos(v_0 t + \varphi_0) - D_0\}. \quad (8)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= \sum_{\mathbf{x} \in \Delta} \bar{G}^2 U_{\mathbf{x}s}^2 v_{\mathbf{x}}, & \mathcal{K}_0 &= a_0 \sqrt{\tilde{n}_0(1 + \tilde{n}_0)}, \\ a_0 &= \sum_{\mathbf{x} \in \Delta} \bar{G}^2 U_{\mathbf{x}s}^2, & \operatorname{tg} \varphi_0 &= i(1 + 2\tilde{n}_0)^{-1}, & D_0 &= a_0(\tilde{n}_0 + 1/2), \end{aligned}$$

\tilde{n}_0 — значение \tilde{n}_x в точке максимума $v = v_0$. Таким образом, вероятность перехода можно представить в виде

$$W_{21} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} R_p(\mathcal{K}_0) W_{21}^{(p)}, \quad (9)$$

где введено обозначение

$$R_p(\mathcal{K}_0) = e^{-D_0} I_p(\mathcal{K}_0) (1 + 1/\tilde{n}_0)^{p/2}, \quad (10)$$

$I_p(\mathcal{K}_0)$ — модифицированная функция Бесселя. Парциальная вероятность перехода $W_{21}^{(p)}$ представима в виде

$$W_{21}^{(p)} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{\mathbf{x}, \mathbf{k}} [(1 + \bar{N}_{\mathbf{x}}) W_{\mathbf{xk}_s}^{(+)}(p) + \bar{N}_{\mathbf{x}} W_{\mathbf{xk}_s}^{(-)}(p)], \quad (11)$$

$$W_{\mathbf{xk}_s}^{(\pm)}(p) = \frac{1}{\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \exp\left[i\left(\frac{\varepsilon_T + \varepsilon_k}{\hbar\omega} \pm \frac{\Omega_{\mathbf{x}}}{\omega} - p \frac{v_0}{\omega}\right)\tau\right] I_{\mathbf{xk}_s}^{(2)}(\tau). \quad (12)$$

После сложных и громоздких расчетов, используя методы теории многофононных процессов, для производящей функции $I_{\mathbf{xk}_s}^{(2)}(\tau)$ получим следующее выражение:

$$I_{\mathbf{xk}_s}^{(2)}(t) = \frac{1}{2} (1 - \beta)^{1/4} \mathcal{K}^{-1} \frac{1}{\sqrt{\Delta^*}} \exp\left\{i \frac{\varepsilon_T}{\hbar\omega} \Phi(\omega t)\right\} V^2(Q). \quad (13)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\Phi(\omega t) = \omega t + \frac{2\beta}{\sqrt{1-\beta}} \frac{\operatorname{tg}[(\omega t/2)\sqrt{1-\beta}] \operatorname{tg}(\omega t/2 + if)}{\sqrt{1-\beta} \operatorname{tg}[(\omega t/2)\sqrt{1-\beta}] - \operatorname{tg}(\omega t/2 + if)}, \quad (14)$$

$$\Delta^* = m^2 \sin(n\omega t + if) - n^2 \sin(m\omega t + if),$$

$$m = 1/2(1 - \sqrt{1-\beta}), \quad n = 1/2(1 + \sqrt{1-\beta}), \quad V(\bar{Q}) \sim 1/\sqrt{\varepsilon(\bar{Q})}, \quad (15)$$

$$\bar{Q} = \frac{iF}{M\omega^2 \sqrt{1-\beta}} \frac{1 - \cos(\omega t \sqrt{1-\beta})}{\cos(\omega t \sqrt{1-\beta})} \frac{1}{\operatorname{th} f + i \sqrt{1-\beta} \operatorname{tg}[(\omega \sqrt{1-\beta} t)/2]}, \quad (16)$$

где $F = -M\beta\omega Q_c$, $f = \hbar\omega/2kT$, $\bar{f} = f - it/\hbar$. Для дальнейших расчетов ограничимся случаем низких температур ($\hbar\omega \gg kT$), расчет интеграла по τ в (12) проведем методом перевала. Принимая во внимание, что $\varepsilon_T \gg \hbar\Omega_{\mathbf{x}}$, $\omega > v_0$, при нахождении перевальной точки члены $\Omega_{\mathbf{x}}/\omega$, $p v_0/\omega$ (для $\varepsilon_T/\hbar\omega \gg p v_0/\omega$) можно не учитывать и вынести за знак интеграла в точке стационарной фазы. Подынтегральное выражение в точке стационарной фазы имеет полюсную особенность [2]. В итоге для случая $T=0$ находим

$$W_{\mathbf{xk}_s}^{(\pm)}(p) = W^0 \exp[i(\pm\Omega_{\mathbf{x}}/\omega - p v_0/\omega)\tau^*] e^{-\Phi}, \quad (17)$$

τ^* — точка стационарной фазы

$$\tau^* = -i\tau_0, \quad \tau_0 = \frac{2}{\sqrt{1-\beta}} \ln \frac{1 + \sqrt{1-\beta}}{\sqrt{\beta}}. \quad (18)$$

Показатель экспоненты Φ имеет вид

$$\Phi = \frac{\epsilon_T}{\hbar\omega} \left[\frac{2}{\sqrt{1-\beta}} \ln \frac{1 + \sqrt{1-\beta}}{\sqrt{\beta}} - 2 \right], \quad (19)$$

W^0 — предэкспоненциальный множитель, не зависящий практически от параметров неравновесных фононов. Таким образом, отношение вероятности перехода W_{21} в присутствии неравновесных фононов к вероятности перехода $W_{21}^{(0)}$ в отсутствие источника неравновесных фононов принимает вид

$$\chi = \frac{W_{21}}{W_{21}^{(0)}} \approx \exp \left\{ 2a_0 \sqrt{\tilde{n}_0(1+\tilde{n}_0)} \operatorname{sh} \left(\frac{\nu\tau_0}{2\omega} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\nu\tau_0}{\omega} - 2i\varphi_0 \right) \right) \right\}. \quad (20)$$

На рис. 2, 3 приводятся зависимости величины χ от интенсивности и частоты неравновесных фононов, отвечающих максимуму распределения, указанному на рис. 1 (согласно [1], неравновесное значение $\tilde{n}_0 \approx 0.4$ достигается при плотности энергии неравновесных фононов порядка 10^{-2} Дж/см³). Как следует из рис. 2, при изменении интенсивности потока неравновесных фононов в три раза скорость безызлучательного перехода изменяется на 10—100 % в зависимости от параметров кристалла. Соответственно (рис. 3) отношение χ обнаруживает существенную зависи-

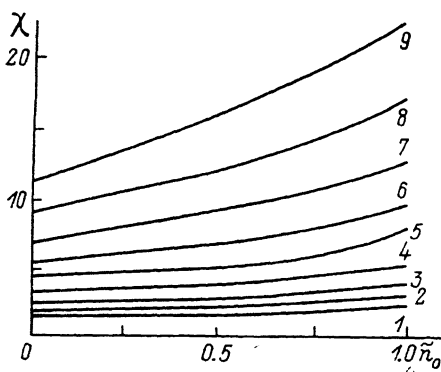


Рис. 2. Зависимость $\chi = W_{21}/W_{21}^{(0)}$ от чисел заполнения \tilde{n}_0 , $\xi = \nu/\omega = 0.1$, $\beta = 0.1$.

Константа тепловыделения $a = 2$ (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4), 6 (5), 7 (6), 8 (7), 9 (8), 10 (9).

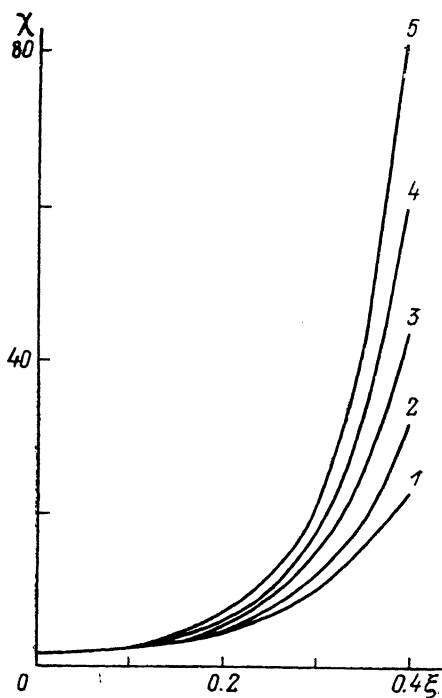


Рис. 3. Зависимость $\chi = W_{21}/W_{21}^{(0)}$ от отношения частот $\xi = \nu/\omega$. $a = 7$, $\beta = 0.9$.

Числа заполнения $\tilde{n} = 0.1$ (1), 0.33 (2), 0.56 (3), 0.78 (4), 1 (5).

мость от частоты неравновесных фононов ν_0 , тем большую, чем больше константа, определяющая величину параметра a_0 .

Список литературы

- [1] Зиновьев Н. Н., Ковалев Д. И., Козуб В. И., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1987. Т. 98. № 4. С. 1331—1350; Ковалев Д. И. // Автореф. канд. дис. Л., 1988.
 [2] Абакумов В. Н., Меркулов И. А., Перель В. И., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4 (10). С. 1473—1485.

- [3] Коварский В. А. и др. // Тез. док. XV Всес. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т. 1. С. 103.
- [4] Мешков С. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 5 (11). С. 1734—1756.
- [5] Курносова О. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 2986—2991.
- [6] Коварский В. А. // Уч. зап. Кишиневского ун-та. 1955. Т. 17. С. 185—195.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
17 октября 1989 г.

