

И. П. ЗВЯГИН

## КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Хорошо известно, что проводимость неупорядоченных полупроводников при низких температурах и в случае, когда уровень Ферми попадает в область локализованных состояний, определяется туннельными перескоками с участием фононов [1]. Роль последних связана с необходимостью выполнения закона сохранения энергии при перескоках между состояниями с различными энергиями. Аналогичную роль могут играть и фотоны [2, 3]. Существенный интерес при этом представляют явления, возникающие в условиях, когда интенсивность электромагнитной волны велика. Цель настоящей работы и состоит в изучении влияния электрического поля сильной электромагнитной волны на кинетические явления, обусловленные перескоками по локализованным состояниям.

Воздействие сильной электромагнитной волны на кинетические свойства делокализованных зонных электронов в полупроводниках изучалось довольно широко (см. обзор [4]). Это воздействие связано не только с возможностью разогрева носителей, но, и с непосредственным влиянием поля волны на вероятности переходов. Изменение матричных элементов, описывающих рассеяние электронов на фононах, в ряде случаев можно рассматривать как эффективное изменение электрон-фононного взаимодействия. В связи с особой ролью фононов в прыжковых явлениях переноса можно ожидать, что указанные выше факторы будут существенны и в этом случае.

При рассмотрении явлений переноса в поле сильной электромагнитной волны обычно бывает достаточно ограничиться дипольным приближением, состоящим в замене поля волны однородным переменным электрическим полем той же частоты  $\Omega$ . Это приближение оправдано, когда длина волны существенно превышает характерные длины задачи, наибольшей из которых в рассматриваемых ниже условиях является длина перескока. Пренебрежение магнитным полем и релятивистскими поправками также оказывается несущественным практически для всех достижимых напряженностей поля [4].

Используемый ниже подход аналогичен развитому в работе [5] для зонных электронов и основан на методе матрицы плотности. Используя этот метод, мы выведем кинетическое уравнение для локализованных электронов в поле сильной волны, а затем рассмотрим частные случаи, допускающие исследование характера решения полученного уравнения.

**1. Кинетическое уравнение.** Вывод кинетического уравнения, описывающего перенос по локализованным состояниям в отсутствие волны, был дан в работе [6]. Мы обобщим этот вывод на случай, когда в системе имеется однородное переменное электрическое поле (описывающее электромагнитную волну в дипольном приближении)

$$E(t) = E_0 \cos \Omega t \quad (1)$$

и постоянное электрическое поле, потенциальную энергию которого мы обозначим через  $V(r)$ . Поле волны можно считать однородным, если

частота волны  $\Omega$  велика по сравнению с характерным значением темпа перескоков, так что под действием поля  $E(t)$  не происходит заметного перераспределения зарядов. Напряженность же действующего постоянного поля, вообще говоря, не постоянна в пространстве из-за возможного перераспределения зарядов в системе.

В области локализованных состояний удобно пользоваться представлением функций  $\varphi_{\lambda}(r)$ , которые являются собственными функциями одночастичного гамильтониана для электронов в неподвижной атомной матрице в отсутствие внешних полей. Функции  $\varphi_{\lambda}(r)$  и соответствующие им собственные значения  $\tilde{\epsilon}_{\lambda}$  зависят от случайных внутренних полей в материале; ниже мы будем интересоваться той областью спектра значений  $\tilde{\epsilon}_{\lambda}$ , где функции  $\varphi_{\lambda}$  локализованы.

Пусть  $a_{\lambda}^{+}$ ,  $a_{\lambda}$  — операторы рождения и уничтожения электронов в состоянии  $\lambda$ . Тогда в представлении вторичного квантования гамильтониан системы имеет вид

$$H = \sum_{\lambda} \tilde{\epsilon}_{\lambda} a_{\lambda}^{+} a_{\lambda} + \sum_{\lambda\lambda'q} B_{\lambda\lambda'}^q a_{\lambda}^{+} a_{\lambda'} (b_q + b_{-q}^{+}) + \sum_q \hbar\omega_q b_q^{+} b_q + \sum_{\lambda\lambda'} \{(\lambda|V|\lambda') + e E_0 \cos \Omega t (\lambda|r|\lambda')\} a_{\lambda}^{+} a_{\lambda'}. \quad (2)$$

Здесь  $(\lambda|\dots|\lambda')$  — матричный элемент, построенный на функциях  $\varphi_{\lambda}(r)$ ,  $B_{\lambda\lambda'}^q$  — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия,  $b_q^{+}$ ,  $b_q$  — операторы рождения и уничтожения фононов в состоянии с волновым вектором  $q$ , а  $\hbar\omega_q$  — энергия фонона. Для простоты мы пользуемся здесь приближением упругого континуума и рассматриваем одну фононную ветвь; обобщение на случай нескольких ветвей в принципе не вызывает затруднений, однако при конкретных расчетах требует более детальной информации о характере тепловых колебаний неупорядоченной матрицы.

Основной кинетической характеристикой системы служит одночастичная матрица плотности  $f_{\lambda\lambda'}(t) = \langle a_{\lambda}^{+} a_{\lambda'} \rangle$ , где символ  $\langle \dots \rangle \equiv \text{Sp } \rho(t) \dots$  обозначает статистическое усреднение с полной неравновесной матрицей плотности  $\rho(t)$ . Диагональные элементы одночастичной матрицы плотности  $f_{\lambda}(t) \equiv f_{\lambda\lambda}(t)$  представляют собой средние числа заполнения состояний  $\lambda$ . Уравнение, описывающее низкочастотную релаксацию средних чисел заполнения, и есть кинетическое уравнение для рассматриваемой системы локализованных электронов.

Для получения кинетического уравнения запишем вначале уравнение движения для функции  $\langle a_{\lambda}^{+} a_{\lambda'} \rangle$ :

$$\begin{aligned} & \left\{ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \epsilon_{\lambda} - \epsilon_{\lambda'} - e E_0 (R_{\lambda} - R_{\lambda'}) \cos \Omega t \right\} \langle a_{\lambda}^{+} a_{\lambda'} \rangle = \\ & = \sum_{\lambda_1 \neq \lambda'} \{ (\lambda' | V | \lambda_1) - e E_0 (\lambda' | r | \lambda_1) \cos \Omega t \} \langle a_{\lambda}^{+} a_{\lambda_1} \rangle - \\ & - \sum_{\lambda_1 \neq \lambda} \{ (\lambda_1 | V | \lambda) - e E_0 (\lambda_1 | r | \lambda) \cos \Omega t \} \langle a_{\lambda_1}^{+} a_{\lambda} \rangle + \\ & + \sum_{\lambda_1 q} \{ B_{\lambda\lambda_1}^q \langle a_{\lambda}^{+} a_{\lambda_1} (b_q + b_{-q}^{+}) \rangle - B_{\lambda_1\lambda}^q \langle a_{\lambda_1}^{+} a_{\lambda} (b_q + b_{-q}^{+}) \rangle \}. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь  $R_\lambda = (\lambda | r | \lambda)$  — точка локализации состояния  $\lambda$ ,  $\epsilon_\lambda = \tilde{\epsilon}_\lambda + V_\lambda$ , а  $V_\lambda = (\lambda | V(r) | \lambda)$  — потенциал в точке локализации состояния  $\lambda$ .

Согласно (3), уравнение для функции  $\langle a_\lambda^+ a_\lambda \rangle$  зацепляется за уравнения для функций типа  $\langle a_\lambda^+ a_\lambda \beta_q^{(\pm)} \rangle$ , где  $\beta_q^{(+)} \equiv b_q^+$ ,  $\beta_q^{(-)} \equiv b_q^-$ . Соответственно имеем

$$\begin{aligned} & \left\{ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \epsilon_\lambda - \epsilon_{\lambda'} - e E_0 (R_\lambda - R_{\lambda'}) \cos \Omega t \pm \hbar \omega_q \right\} \langle a_\lambda^+ a_\lambda \beta_q^{(\pm)} \rangle = \\ & = \sum_{\lambda_1 \neq \lambda'} \{ (\lambda' | V | \lambda_1) - e E_0 (\lambda' | r | \lambda_1) \cos \Omega t \} \langle a_\lambda^+ a_{\lambda_1} \beta_q^{(\pm)} \rangle - \\ & - \sum_{\lambda_1 \neq \lambda} \{ (\lambda_1 | V | \lambda) - e E_0 (\lambda_1 | r | \lambda) \cos \Omega t \} \langle a_{\lambda_1}^+ a_\lambda \beta_q^{(\pm)} \rangle + \\ & + \sum_{\lambda_1 \lambda_2 \neq \lambda} B_{\lambda_1 \lambda_2}^x \langle a_\lambda^+ a_\lambda a_{\lambda_1}^+ a_{\lambda_2} \beta_q^{(\pm)} (b_x + b_{-x}^+) \rangle - \\ & - \langle a_{\lambda_1}^+ a_{\lambda_2} a_\lambda^+ a_{\lambda'} (b_x + b_{-x}^+) \beta_q^{(\pm)} \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Как и в случае  $E_0 = 0$  [6], можно расцепить функции, содержащие произведения пар фононных операторов; подобное расцепление обычно используется при выводе кинетического уравнения [7]. Получающуюся при этом замкнутую систему уравнений с учетом условия диагональной сингулярности можно записать в виде

$$\hbar \frac{\partial f_\lambda}{\partial t} = 2 \operatorname{Im} \sum_{\lambda' q} B_{\lambda \lambda'}^q \langle a_\lambda^+ a_\lambda (b_q + b_{-q}^+) \rangle$$

и

$$\begin{aligned} & \left\{ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \epsilon_\lambda - \epsilon_{\lambda'} - e E_0 (R_\lambda - R_{\lambda'}) \cos \Omega t \pm \hbar \omega_q \right\} \langle a_\lambda^+ a_\lambda \beta_q^\pm \rangle = \\ & = B_{\lambda \lambda'}^{-q} \{ f_\lambda (1 - f_{\lambda'}) \Phi_q^{(\pm)} - f_{\lambda'} (1 - f_\lambda) \Phi_q^{(\mp)} \}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь

$$\Phi_q^{(\pm)} = N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}, \quad (7)$$

а  $N_q$  — функция распределения фононов, совпадающая с функцией Бозе в случае, когда разогрев фононов несуществен.

Решая уравнение (6) относительно  $\langle a_\lambda^+ a_\lambda \beta_q^\pm \rangle$  и используя разложение  $\exp(iz \sin \Omega t)$  по функциям Бесселя, находим

$$\begin{aligned} & \langle a_\lambda^+ a_\lambda \beta_q^{(\pm)} \rangle = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t dt' B_{\lambda \lambda'}^{-q} \{ f_\lambda (1 - f_{\lambda'}) \Phi_q^{(\pm)} - \\ & - f_{\lambda'} (1 - f_\lambda) \Phi_q^{(\mp)} \}_{t'} \cdot \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} (\epsilon_\lambda - \epsilon_{\lambda'} \pm \hbar \omega_q) (t - t') \right\} \times \\ & \times \sum_{l, l' = -\infty}^{\infty} J_l \left( \frac{e E_0 (R_\lambda - R_{\lambda'})}{\hbar \Omega} \right) J_{l'} \left( \frac{e E_r (R_\lambda - R_{\lambda'})}{\hbar \Omega} \right) \exp(i l \Omega t - i l' \Omega t'). \end{aligned} \quad (8)$$

В дальнейшем мы интересуемся низкочастотными составляющими функции  $f_\lambda$ , рассматривая лишь медленную релаксацию, характеризующую временами, намного превышающими обратную частоту волны. При этом в суммах в выражении (8) остаются слагаемые только с  $l=l'$ . Используя далее марковское приближение [6], позволяющее вычислить интеграл по  $l'$  в (8), мы получаем в результате несложных преобразований

$$\frac{\partial f_\lambda}{\partial t} = - \sum_{\lambda'} \{W_{\lambda\lambda'} f_\lambda (1 - f_{\lambda'}) - W_{\lambda'\lambda} f_{\lambda'} (1 - f_\lambda)\}. \quad (9)$$

Здесь

$$W_{\lambda\lambda'} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} W_{\lambda\lambda'}^{(l)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{q'} |B_{\lambda\lambda'}^q|^2 J_l^2 \left( \frac{e E_0 (R_\lambda - R_{\lambda'})}{\hbar \Omega} \right) \times \\ \times \{N_q \delta(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_{\lambda'} + \hbar \omega_q + l \hbar \Omega) + (N_q + 1) \delta(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_{\lambda'} - \hbar \omega_q + l \hbar \Omega)\}; \quad (10)$$

причем величина  $W_{\lambda\lambda'}^{(l)}$  представляет собой вероятность перехода между состояниями  $\lambda$  и  $\lambda'$ , связанного с испусканием или поглощением одного фонона и  $l$  фотонов частоты  $\Omega$ . Формула (10) совпадает с выражением для вероятности перескока в поле волны, полученной в статье [8], появившейся непосредственно перед отправкой данной работы в печать. В названной статье вероятность перескока между парой центров была получена исходя из выражения для волновой функции локализованного состояния в поле волны. В отличие от [8], рассматриваем здесь общую кинетическую задачу, поскольку заранее не ясно, достаточно ли для учета влияния волны просто провести соответствующую замену вероятности перескока в кинетическом уравнении. Ниже мы подробнее обсудим условия, когда основной вклад дает изменение вероятности перескока в соответствии с формулой (10).

Считая постоянное поле  $V(\mathbf{r})$  слабым, мы можем линеаризовать уравнение (9). В результате получаем

$$\frac{\partial \delta f_\lambda}{\partial t} = \sum_{\lambda'} \Gamma_{\lambda\lambda'} \left\{ \frac{-V_\lambda (\partial f_\lambda^{(0)} / \partial \varepsilon_\lambda) + \delta f_\lambda}{f_\lambda^{(0)} (1 - f_\lambda^{(0)})} - \frac{-V_{\lambda'} \frac{\partial f_{\lambda'}^{(0)}}{\partial \varepsilon_{\lambda'}} + \delta f_{\lambda'}}{f_{\lambda'}^{(0)} (1 - f_{\lambda'}^{(0)})} \right\}. \quad (11)$$

Здесь функция  $f_\lambda^{(0)}$  определяет заполнение состояния  $\lambda$  в отсутствие постоянного поля, но в присутствии волны, величина  $\Gamma_{\lambda\lambda'}$  есть темп переходов, определяемый равенством

$$\Gamma_{\lambda\lambda'} = W_{\lambda\lambda'} f_\lambda^{(0)} (1 - f_{\lambda'}^{(0)}), \quad (12)$$

а вероятность перехода  $W_{\lambda\lambda'}$  по-прежнему дается выражением (10), в которое, однако, вместо  $\varepsilon_\lambda$  входят неперенормированные энергии  $\tilde{\varepsilon}_\lambda$ . Вообще говоря, функция  $f_\lambda^{(0)}$  отлична от фермиевской, и задача о вычислении кинетических коэффициентов при наличии сильной электромагнитной волны связана с задачей о разогреве локализованных электронов высокочастотным полем волны. В общем случае возникающая задача весьма сложна, однако, как будет показано ниже, в ряде случаев удастся получить ее приближенное решение.

**2. Обсуждение сделанных приближений.** Кинетическое уравнение (9) представляет собой уравнение баланса для электронных переходов между локализованными состояниями. Как уже отмечалось, оно описывает лишь однофононные переходы. Это связано с тем, что параметр, малость которого определяет справедливость использованного расщепления, пропорционален константе электрон-фононной связи  $g$ . Действительно, непосредственным сравнением уравнений для точных и расщепленных функций нетрудно установить, что параметр расщепления есть  $\alpha = \hbar(\tau \cdot \Delta \epsilon)^{-1}$ , где  $\Delta \epsilon$  — характерное изменение энергии при перескоках, а  $\tau$  — время релаксации ( $\tau \sim g^{-2}$ ). Многофононное обобщение при необходимости можно провести, например, как в работах [9, 10]; в результате в уравнение войдет вероятность многофононного многофотонного перескока.

Другая особенность полученного уравнения состоит в том, что оно не описывает перескоков с участием одних лишь фотонов («бесфононный вклад»). Это — следствие пренебрежения недиагональными по индексам  $\lambda, \lambda'$  элементами потенциала и одночастичной матрицы плотности. В общем случае такое пренебрежение оправдано, когда малы параметры  $\alpha$  и  $\beta = eE_0 \tilde{x} \Delta \epsilon^{-1}$ , где  $\tilde{x}$  — значение матричного элемента координаты для перескоков, дающих основной вклад в проводимость. Малость параметра  $\beta$  накладывает очевидное ограничение на амплитуду волны сверху,  $E_0 \leq \Delta \epsilon (e\tilde{x})^{-1}$ . Однако когда спектральный интервал подсветки  $\Delta \Omega$  достаточно узок (как это обычно бывает для лазерных источников), бесфононный вклад может оказаться малым и в условиях,

когда амплитуда волны превышает величину  $\Delta \epsilon (e\tilde{x})^{-1}$ . Подавление бесфононного вклада в этом случае связано с трудностью выполнения закона сохранения энергии при перескоках. Действительно, для того, чтобы электрон в состоянии с энергией  $\epsilon_\lambda$  поглотил  $l$  фотонов, нужно, чтобы имелось другое состояние в интервале  $l\hbar\Delta\Omega$  около энергии  $\epsilon_\lambda + l\hbar\Omega$ . С другой стороны, для того чтобы в среднем по крайней мере одно состояние оказалось локализованным в указанном интервале энергий и не далее, чем на расстоянии  $R$  от данного центра, требуется, чтобы выполнялось условие

$$N(\epsilon_\lambda + l\hbar\Omega) \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 l \hbar \Delta \Omega \sim 1,$$

где  $N(\epsilon)$  — плотность локализованных состояний (число их в расчете на единицу объема и на единичный интервал энергии). Соответственно, среднее расстояние между точками локализации состояний, между которыми возможен бесфононный переход с участием  $l$  фотонов, есть величина порядка

$$R_{\text{бесф}} = (4\pi N l \hbar \Delta \Omega / 3)^{-1/3}.$$

Видно, что  $R_{\text{бесф}}$  возрастает при сужении спектрального интервала падающего излучения  $\Delta \Omega$ , а вероятность соответствующих переходов экспоненциально падает. Вкладом бесфононных переходов можно пренебречь, когда  $R_{\text{бесф}} > R_c$ , где  $R_c$  — длина перескока с участием фононов. Для характерных ширин линий лазерных источников и чисел фотонов, участвующих в переходах, это условие обычно выполняется.

3. **Прыжковая проводимость.** Как и в обычной задаче теории прыжковой проводимости в неупорядоченной системе, решение линеаризованного уравнения (11) сводится к отысканию проводимости случайной сетки сопротивлений. Специфика рассматриваемой задачи состоит в том, что величины случайных сопротивлений между узлами сетки  $\lambda, \lambda'$ , пропорциональные  $\Gamma_{\lambda\lambda'}^{-1}$ , сами зависят от вида функции  $f_{\lambda}^{(0)}$ , т. е. от решения вспомогательной задачи о разогреве локализованных электронов высокочастотным полем в отсутствие постоянного внешнего поля.

Решение вспомогательной задачи становится ненужным, если проводимость осуществляется путем перескоков внутри узкой зоны локализованных состояний со случайными точками локализации. Пусть ширина зоны  $\delta$  такова, что  $\delta \ll kT \ll \hbar\Omega$ . Тогда в случае, когда можно ограничиться только внутризонными процессами и не рассматривать переходов в другие зоны, в выражении (10) остается только член с  $l=0$ . Соответственно, вероятность перехода принимает вид

$$W_{\lambda\lambda'} \cong W_{\lambda\lambda'}^{(0)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_q |B_{\lambda\lambda'}^q|^2 J_0^2 \left( \frac{e E_0 (R_\lambda - R_{\lambda'})}{\hbar\Omega} \right) \times \\ \times \{N_q \delta(\epsilon_\lambda - \epsilon_{\lambda'} + \hbar\omega_q) + (N_q + 1) \delta(\epsilon_\lambda - \epsilon_{\lambda'} - \hbar\omega_q)\}. \quad (13)$$

Как и для узкой зоны делокализованных состояний [5], в этом случае влияние сильной электромагнитной волны сводится к ослаблению электрон-фононного взаимодействия,

$$B_{\lambda\lambda'}^q \rightarrow B_{\lambda\lambda'}^q J_0 \left( \frac{e E_0 (R_\lambda - R_{\lambda'})}{\hbar\Omega} \right). \quad (14)$$

Видно, что волна по-разному воздействует на вероятности различных перескоков в зависимости от длины перескока и от направления перескока относительно вектора поляризации волны. Поскольку, однако, поле оказывает влияние лишь на предэкспоненциальные множители в темпах переходов, деформация оптимальных путей перескоков, определяемых экспоненциальными факторами, будет невелика, и с логарифмической точностью ею можно пренебречь. В результате влияние поля волны на проводимость определяется множителем  $\Psi$  в соотношении

$$\sigma = \Psi \sigma_0, \quad (15)$$

где  $\sigma_0$  есть прыжковая проводимость в отсутствие волны, а

$$\Psi = \sum' \Gamma_{\lambda\lambda'}^{-1} \left\{ \sum' J_0^{-2} \left( \frac{e E_0 (R_\lambda - R_{\lambda'})}{\hbar\Omega} \right) \Gamma_{\lambda\lambda'}^{-1} \right\}^{-1}. \quad (16)$$

Штрих у суммы здесь означает, что суммирование проводится по последовательным парам соседних центров оптимальной цепочки, которую, согласно [11], можно считать неразветвленной на расстояниях, намного превышающих длину перескока.

Из выражения (16) видно, что  $\Psi < 1$ , т. е. что электромагнитная волна приводит к уменьшению внутризонной проводимости\*. Эта отрицательная внутризонная фотопроводимость обусловлена влиянием поля волны на вероятности перескоков. Напомним, что в узкой зоне делокализованных состояний аналогичный механизм, связанный с эффективным ослаблением электрон-фононного взаимодействия (14), приводит

\* Аналогичный вывод был получен в работе [8].

к увеличению времени релаксации, т. е. к положительной фотопроводимости [5].

Обычно оптимальные траектории столь извилисты [11], что все направления перескоков равновероятны и величина  $\psi$  не зависит от ориентации вектора  $E_0$ . Если же имеется некоторое направление вытянутости траекторий, то фотопроводимость может меняться при изменении ориентации вектора  $E_0$ , причем величина анизотропии фотопроводимости зависит от степени вытянутости траекторий. Вытянутость траекторий, в частности, может быть связана с анизотропией свойств самого материала и локальных состояний или (в сильных постоянных полях) определяться приложенным полем.

Область напряженностей поля волны, при которых изменение проводимости может стать заметным, определяется условием

$$E_0 > \frac{\hbar\Omega}{e R_c}, \quad (17)$$

где  $R_c$  — длина перескока. Полагая для оценки  $\hbar\Omega = 5$  мэВ,  $R_c = 10^{-6}$  см, получаем  $E_0 = 5 \cdot 10^3$  В/см. С другой стороны, напряженность поля волны не должна быть слишком большой; с тем чтобы можно было пренебречь запросом электронов в другие зоны, в частности в зону проводимости. Основное ограничение на напряженность поля волны в области больших интенсивностей накладывает требование малости вероятности многофотонной ионизации [12].

Другой интересный случай относится к системам с непрерывным распределением энергий локализованных состояний. В отсутствие электромагнитной волны в таких системах основной вклад в проводимость дают перескоки по состояниям, энергии которых лежат в слое  $|\epsilon - F| \leq kT\eta$ , где  $F$  — уровень Ферми,  $\eta = (\gamma^3/NkT)^{1/4}$ ,  $\gamma$  — обратный радиус локализации, а  $N$  — плотность локализованных состояний, для простоты полагаемая постоянной в пределах активного слоя. В этих условиях характерная длина перескока  $R_c$  порядка  $\gamma^{-1}\eta$  и температурная зависимость проводимости описывается законом Мотта [1].

Когда интенсивность электромагнитной волны велика, то существенную роль начинают играть многофотонные перескоки. При этом в силу свойств функций Бесселя  $J_l(\xi)$  для больших  $\xi$  существенны лишь члены с  $l \leq \xi$ , и в сумму (10), определяющую вероятность переходов, главный вклад дают слагаемые с  $l \leq E_0 R_c / \hbar\Omega$ . Соответственно, ширина области энергий, в которой возмущение электронного распределения волной велико, порядка  $\hbar\Omega \frac{e E_0 R_c}{\hbar\Omega} = e E_0 R_c$ . Будем рас-

сматривать случай, когда эта величина превышает ширину активного слоя энергий, определяющего проводимость в отсутствие волны, т. е. когда  $e E_0 \gamma^{-1} > kT$ . В этом случае оптимальная длина перескока определяется из условия

$$e E_0 R_c N \cdot \frac{4}{3} \pi R_c^3 \sim 1. \quad (18)$$

Отсюда находим

$$R_c = \left( \frac{A}{Ne E_0} \right)^{1/4}. \quad (19)$$

Здесь  $A$  — некоторая постоянная, для нахождения численного значения которой требуется знание функции  $f_{\lambda}^{(0)}$ , определяющей заполнение локализованных состояний в поле волны.

Поскольку темп перескоков между состояниями  $\lambda$  и  $\lambda'$  пропорционален  $\exp(-2\gamma|R_{\lambda} - R_{\lambda'}|)$ , основная экспоненциальная зависимость статической прыжковой проводимости от амплитуды волны имеет вид

$$\sigma = \sigma_1 \exp[-(\bar{E}/E_0)^{1/4}]. \quad (20)$$

Здесь  $\sigma_1$  — слабо зависящий от  $E_0$  предэкспоненциальный множитель, а параметр  $\bar{E}$  дается выражением

$$\bar{E} = \frac{A(2\gamma)^4}{eN}. \quad (21)$$

Напряженность поля  $E_0^{(1)}$ , при которой начинают сказываться многофотонные переходы в случае непрерывного распределения энергий локализованных состояний, определяется условием  $\frac{eE_0^{(1)}R_c}{\hbar\Omega} \sim 1$ , из которого с учетом (19) получаем

$$E_0^{(1)} \sim \frac{\hbar\Omega}{e} \left( \frac{N\hbar\Omega}{A} \right)^{1/3}. \quad (22)$$

Полагая для оценки  $\hbar\Omega = 0,1$  эВ,  $N = 10^{20}$  эВ $^{-1}$  см $^{-3}$ , находим  $E_0^{(1)} \sim 2 \cdot 10^5$  В/см, причем это значение существенно зависит от частоты волны.

Таким образом, в области  $E_0 > \max \left\{ \frac{\gamma k T}{e}, E_0^{(1)} \right\}$  зависимость прыжковой проводимости от амплитуды электромагнитной волны с логарифмической точностью должна описываться соотношением (20), в котором параметр  $\bar{E}$  выражается через радиус локализации и плотность локализованных состояний. Разумеется, амплитуда волны  $E_0$  не должна становиться слишком большой, с тем чтобы оставался несущественным заброс электронов в область делокализованных состояний за счет многофотонной ионизации локальных центров.

Автор выражает искреннюю благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу и Э. М. Эпштейну за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974, гл. 2.
2. Бонч-Бруевич В. Л., Чапек В. «Письма в ЖЭТФ», 1972, 16, 109.
3. Keiper R., Schuardt R. „Phys. Stat. Sol. (b)“, 1978, 85, 155.
4. Эпштейн Э. М. «Изв. вузов. Радиофизика», 1975, 18, 785.
5. Эпштейн Э. М. «Физика твердого тела», 1969, 11, 2874.
6. Zvyagin I. P., Keiper R. „Wiss. Zs. Humb. Univ.“ (Berlin), 1972, 21, 459.
7. Зубарев Д. Н. «Успехи физических наук», 1960, 71, 71.
8. Вьюрков В. В., Рыжий В. И. «Физ. и техн. полупроводников», 1977, 11, 1841.
9. Böttger H., Gryksin V. V. „Phys. Stat. Sol. (b)“, 1975, 71, 93.
10. Звягин И. П. «Изв. вузов. Физика», 1976, № 2, 35.
11. Скал А. С., Шкловский Б. И. «Физ. и техн. полупроводников», 1974, 8, 1586.
12. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 1964, 47, 1945.