1991 ФИЗИКА И ТЕХНИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ том 25, вып. 9
1991 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 25, N 9

РЕЛАКСАЦИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА РАВНОВЕСНЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ ПЛОТНОСТИ ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Федирко В. А., Захарова А. А.

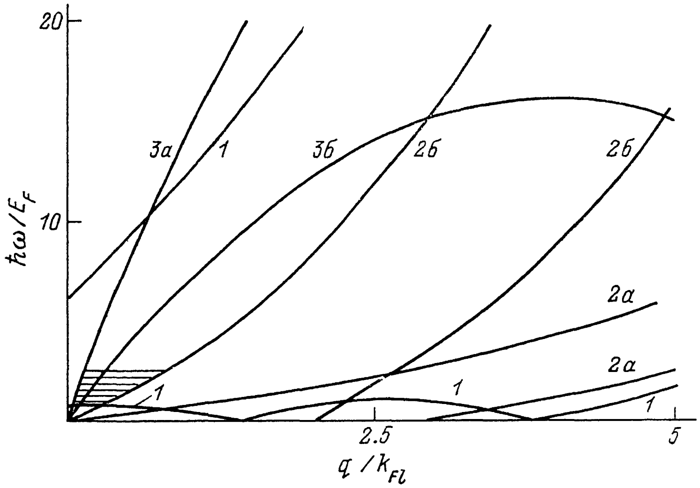
Рассмотрены особенности релаксации горячих электронов на равновесных колебаниях дырочной плазмы в полупроводниках p-типа. Показано, что из-за интенсивных переходов частиц из зоны тяжелых дырок в зону легких резонансное испускание плазмонов оказывается существенным образом подавленным. Рассеяние горячих электронов на колебаниях плазмы в этих условиях происходит преимущественно с возбуждением тяжелой дырки в зону легких дырок, причем вследствие динамического экранирования энергетические потери распределены в широкой полосе и могут быть больше, чем в случае резонансного испускания плазмонов определенной энергии.

1. Интерес к исследованию коллективных возбуждений дырочной плазмы в полупроводниках p-типа стимулируется активными работами по созданию биполярных гетеротранзисторов (БГТ) на основе соединений $A^{III}B^{V}$ и их композиций (см., например, [1] и цитируемую там литературу). Теоретическое исследование и численное моделирование переноса неравновесных носителей в униполярных транзисторах на горячих электронах [2–4] показывают, что испускание плазмонов оказывается существенным механизмом рассеяния инжектируемых высокоэнергетических электронов в базе. Вопрос о влиянии равновесных колебаний дырочной плазмы на перенос в базе БГТ обсуждается в [5]. В указанной работе предполагалось резонансное испускание плазмонов определенной энергии.

Однако вследствие более сложной структуры энергетического спектра носителей заряда в валентной зоне прямая аналогия дырочной плазмы с плазмой электронов проводимости в полупроводнике n-типа не является очевидной. Как известно, валентная зона полупроводников $A^{III}B^{V}$ вблизи центра зоны Бриллюэна расщепляется на две двухкратно вырожденные подзоны с существенно различающимися эффективными массами: для арсенида галлия отношение массы тяжелых дырок m_h к массе легких m_l составляет ~ 7. Наличие двух ветвей спектра делает дырочную плазму в отличие от электронной двухкомпонентной. Существенным является то обстоятельство, что интеграл перекрытия между волновыми функциями различных подзон отличен от нуля (ср. с [6]). Это делает возможными переходы между подзонами и приводит к дополнительному механизму затухания плазменных колебаний [7]. Простой анализ законов сохранения показывает, что он вызывает распад гораздо более длинноволновых плазмонов, чем обычное затухание Ландау. Вклад в диэлектрическую проницаемость, связанный с переходами между зонами тяжелых и легких дырок, может быть столь существен, что резонансное испускание плазмонов оказывается подавленным. Рассеяние горячих электронов в этой ситуации на колебаниях плазмы происходит с возбуждением тяжелой дырки в зону легких дырок. Численный расчет частот релаксации горячих электронов с учетом этих эффектов проводился в работе [8] на основе результатов [9], а также в [10]. Интересно, что рассчитанные частоты релаксации оказались существенно больше, чем на ионизованных примесях.

В настоящей работе теоретически исследуются особенности рассеяния горячих электронов на равновесных флуктуациях плотности дырочной плазмы. Показано, что энергетические потери распределены в довольно широкой полосе $E_F < \hbar\omega < \alpha E_F$ (где $\alpha = m_h/m_l$, E_F — энергия Ферми дырок) и могут превышать потери, вычисленные в модели резонансного испускания плазмонов определенной энергии. Расчеты проводятся с использованием поляризационного приближения для интеграла столкновений.

2. Мы проведем рассмотрение коллективных возбуждений для низких температур, когда дырочную плазму можно считать вырожденной и слабо неидеальной. Эти условия выполняются для характерных концентраций дырок $p_0 \sim$ $\sim (10^{18} \div 5 \cdot 10^{19})$ см$^{-3}$ в GaAs при температурах ниже азотных. Несмотря на определенные ограничения, такое рассмотрение позволяет получить наиболее наглядное и обоснованное представление о характере возникающих особенностей.



Спектр элементарных возбуждений в вырожденной дырочной плазме при $\alpha = 7$.

1, *2а*, *2б* ограничивают области существования элементарных возбуждений: *1* — пары легкая дырка над уровнем Ферми и валентный электрон в зоне тяжелых дырок под уровнем Ферми или тяжелая дырка над уровнем Ферми и валентный электрон в зоне легких дырок под уровнем Ферми, *2а* — пары тяжелая дырка над уровнем Ферми и валентный электрон в зоне тяжелых дырок под уровнем Ферми, *2б* — пары легкая дырка над уровнем Ферми и валентный электрон в зоне легких дырок. *3а* и *3б* ограничивают область интегрирования при $E_p/E_{Fl} = 64$ и 16 соответственно. Заштрихована область интегрирования в (13) при $E_p/E_{Fl} = 64$.

Рассмотрение выполняется на основе анализа диэлектрической проницаемости плазмы $\varepsilon(\omega, \mathbf{q})$, где ω — частота, $\mathbf{q}$ — волновой вектор колебаний:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = \varkappa - \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_{a, b, \mathbf{k}} \left| G^{a, b}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}+\mathbf{q}} \right|^2 \frac{n^a_{\mathbf{k}} - n^b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{E^a_{\mathbf{k}} - E^b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} + \hbar\omega + i0} = \varkappa + \varepsilon_h(\omega, \mathbf{q}) + \varepsilon_l(\omega, \mathbf{q}) + \varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}). \qquad (1)$$

Здесь $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость решетки, $n^a_{\mathbf{k}}$ — фермиевское число заполнения состояния подзоны типа a с волновым вектором $\mathbf{k}$, $E^a_{\mathbf{k}}$ — энергия этого состояния, $G^{a, b}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}+\mathbf{q}}$ — фактор перекрытия волновых функций состояний $|\mathbf{k}a\rangle$ и $|\mathbf{k}b\rangle$, ε_h, ε_l и ε_{hl} — соответствующие вклады в диэлектрическую проницаемость, связанные с переходами в зоне тяжелых и легких дырок и переходами между зонами. Вкладом легких дырок в дальнейшем мы будем пренебрегать в силу малости отношения эффективных масс.

На рисунке показана область на плоскости (ω, q), где $\mathrm{Im}\, \varepsilon_{hl} \neq 0$ (кривые *1*). Эта область ограничивается сверху неравенством

$$\omega < \hbar (k_{Fh} + q)^2 / 2m_l - E_F / \hbar \qquad (2)$$

и снизу следующим образом:

$$\omega > E_{F}/\hbar - \hbar(k_{Fl}+q)^2/2m_h \quad \text{при} \quad 0 \leqslant q \leqslant k_{Fh}-k_{Fl},$$
$$\omega > E_F/\hbar - \hbar(k_{Fh}-q)^2/2m_l \quad \text{при} \quad k_{Fh}-k_{Fl} \leqslant q \leqslant k_{Fh}+k_{Fl}, \tag{3}$$
$$\omega > -E_F/\hbar + \hbar(k_{Fl}-q)^2/2m_h \quad \text{при} \quad q \geqslant k_{Fh}+k_{Fl}.$$

Здесь $k_{Fh}=(2m_hE_F)^{1/2}/\hbar$, $k_{Fl}=(2m_lE_F)^{1/2}/\hbar$. В указанной области имеет место бесстолкновительное затухание плазменных колебаний, связанное с возбуждением тяжелой дырки из состояния под уровнем Ферми в состояние зоны легких дырок над уровнем Ферми (или легкой дырки из состояния под уровнем Ферми в состояние в зоне тяжелых дырок над уровнем Ферми) при аннигиляции плазмона — межзонный аналог затухания Ландау. Фактически в этой области плазмоны как хорошо определенные элементарные возбуждения не существуют: это есть область существования пар типа легкая дырка над уровнем Ферми— валентный электрон в состоянии тяжелой дырки под уровнем Ферми. Как видно из рисунка, при $E_F < \hbar\omega < \alpha E_F$, затухание колебаний плазмы имеет место при всех $q \geqslant 0$. На рисунке показаны также области обычного затухания Ландау, связанного с возбуждением тяжелых (кривые *2а*) и легких (кривые *2б*) дырок. Поскольку при всех практически интересных концентрациях $10^{15} \div 5\cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ в полупроводнике типа GaAs выполняется условие $E_F < \hbar\omega_p < \alpha E_F$ (ω_p — плазменная частота), плазмоны в дырочной плазме таких полупроводников в общепринятом смысле как хорошо определенные элементарные возбуждения не существуют. Поэтому модель релаксации горячих электронов в полупроводнике *p*-типа на плазмонах не является физически адекватной: при всех $q \geqslant 0$ релаксация связана со столкновениями быстрого электрона и тяжелой дырки с возбуждением последней в зону легких дырок. При малых $q < k_{Fh}$ имеет место существенное динамическое экранирование этого взаимодействия [11] (ср. с [5, 6]).

В области значений ω и $\mathbf{q}$, когда можно пренебречь кинетической энергией тяжелой дырки, имеем приближенные аналитические выражения для $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q})$ и $\operatorname{Re}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q})$

$$\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) = \frac{3e^2}{32\hbar\omega q^3}\{[k_{\max}^2-(k_\omega-q)^2][(k_\omega+q)^2+(k_\omega-q)^2]-k_{\max}^4/2+$$
$$+(k_\omega-q)^4/2-(k_\omega-q)^2(k_\omega+q)^2\ln[k_{\max}^2/(k_\omega-q)^2]\}, \tag{4}$$

где $k_{\max}=\min(k_{Fh}, k_\omega+q)$, $k_\omega=(2m_l\omega/\hbar)^{1/2}$. Выражение (4) совпадает с полученным в (9) для $\alpha \gg 1$ при $(q/k_\omega)^2 \ll \alpha$, $\hbar\omega > E_F$. При малых $q < k_\omega$ формула (4) существенно упрощается и переходит в известное выражение (см., например, [12])

$$\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) = \frac{2m_le^2}{\hbar^2 k_\omega}, \tag{5}$$

если $q < k_{Fh}-k_\omega$. При $q \gg |k_{Fh}-k_\omega|$ $(\hbar\omega \sim \alpha E_F)$

$$\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) = \frac{m_le^2}{\hbar^2 k_\omega}. \tag{6}$$

При $q \approx k_\omega - k_{Fh}$ $(\hbar\omega > \alpha E_F)$ $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q})$ обращается в нуль. В области сравнительно больших q, когда $k_\omega \ll q \ll k_{Fh}$,

$$\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) = \frac{2m_le^2k_\omega}{\hbar^2q^2}. \tag{7}$$

Для $\operatorname{Re}\varepsilon_{hl}(\omega, q)$ при $q \ll k_\omega, k_{Fh}$ справедливо следующее представление:

$$\operatorname{Re}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) = -\frac{3m_le^2}{\pi\hbar^2k_\omega} I, \tag{8}$$

где

$$I = -\{[1/3+(k_{Fh}-k_\omega)/2q-(k_{Fh}-k_\omega)^3/6q^3]\ln|1-t|+[1/3+(k_{Fh}+k_\omega)/2q-$$
$$-(k_{Fh}+k_\omega)^3/6q^3]\ln|1+t|\}\big|_{t_3}^{t_2}+\{k_\omega^2k_{Fh}t/q^3-k_\omega^3t^2/6q^3\}\big|_{t_3}^{t_2}-$$
$$-\{2(\ln|(1+t)/(1-t)|)/3\}\big|_{t_2}^{t_1}, \tag{9}$$

$$t_1=(E_F/\hbar\omega)^{1/2},\quad t_2=(k_{Fh}+q)/k_\omega,\quad t_3=(k_{Fh}-q)/k_\omega.$$

При $q \ll |k_{Fh}-k_\omega|$ в пренебрежении пространственной дисперсией

$$\operatorname{Re}\varepsilon_{hl}(\omega,\mathbf{q})=-\frac{2m_le^2}{\pi\hbar^2k_\omega}\ln\left|\frac{(k_{Fh}+k_\omega)(k_{Fl}-k_\omega)}{(k_{Fh}-k_\omega)(k_{Fl}+k_\omega)}\right|. \tag{10}$$

При $q=0$ в пределе низких частот $\omega \ll E_F/\hbar$ формула (10) совпадает с результатом [13], однако отличается от приведенного в [9] при аналогичных значениях параметров. Если $q \gg |k_{Fh}-k_\omega|$ $(\hbar\omega \sim \alpha E_F)$,

$$\operatorname{Re}\varepsilon_{hl}(\omega,\mathbf{q})=-\frac{2m_le^2}{\pi\hbar^2k_\omega}\left[\ln\left|\frac{(k_{Fh}+k_\omega)(k_{Fl}-k_\omega)}{q(k_{Fl}+k_\omega)}\right|+\frac{4}{3}\right]. \tag{11}$$

3. Вероятность перехода горячего электрона из состояния с импульсом $\mathbf{p}$ в состояние с импульсом $\mathbf{p}'=\mathbf{q}-\hbar\mathbf{q}$ при рассеянии на равновесных флуктуациях плотности заряда дырочной плазмы дается выражением (см., например, [14])

$$W_{\mathbf{p},\,\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}}=-\frac{8\pi e^2}{\hbar q^2V}\operatorname{Im}\varepsilon^{-1}(\omega,\mathbf{q})\big|_{\hbar\omega=E_{\mathbf{p}}-E_{\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}}}, \tag{12}$$

где V — объем системы, $E_{\mathbf{p}}$ — энергия горячего электрона. Нетрудно убедиться, что при $q \gg k_{Fh}$ (12) переходит в формулу для вероятности рассеяния электрона на тяжелой дырке с возбуждением последней в зону легких дырок, аналогичную используемой в [6].

При $q < k_{Fh}$, как можно видеть из (4)—(12), вероятность перехода не обладает δ-образной структурой, поэтому переходы имеют место с потерей энергии в широкой полосе, где $\operatorname{Im}\varepsilon\neq 0$ (см. рисунок). Оценки показывают, что при $10^{17}<p_0<5\cdot10^{19}$ см$^{-3}$ $\omega_p \geqslant E_F/\hbar$ для GaAs. Тогда $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega,\mathbf{q})\approx 2m_le^2/\hbar^2k_\omega$ при $q \ll k_\omega$. Полагая $p_0=10^{18}$ см$^{-3}$, $m_h=5\cdot10^{-28}$ г, $m_l=7\cdot10^{-29}$ г, $\varkappa=12$, имеем $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(E_F/\hbar,0)\gg\varkappa$. [При этом, если оценить логарифм в (10) единицей, $|\operatorname{Re}\varepsilon_{hl}(\omega,\mathbf{q})|\approx 2m_le^2/\pi\hbar^2k_\omega$ в несколько раз меньше]. Если $p_0>10^{19}$ см$^{-3}$, $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(E_F/\hbar,0)\leqslant\varkappa$. Резонансное испускание плазмонов определенной энергии не реализуется.

Частота переходов электрона во все возможные состояния из состояния с импульсом $\mathbf{p}$ определяется интегралом

$$\bar\nu=\frac{V}{(2\pi)^3}\int_\Omega d^3qW_{\mathbf{p},\,\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}}=-\frac{e^2}{\pi^2\hbar}\int_\Omega\frac{d^3q}{q^2}\operatorname{Im}\varepsilon^{-1}(\omega,\mathbf{q})\big|_{\hbar\omega=E_{\mathbf{p}}-E_{\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}}}. \tag{13}$$

Область интегрирования Ω на плоскости (ω, q) ограничивается кривой:

$$\omega(q)=\mathbf{q}(\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}/2)/m_c=\mathbf{qv}-\hbar q^2/2m_c, \tag{14}$$

где v — скорость электрона, m_c — эффективная масса. Кривые (14) для ряда значений энергии горячего электрона приведены на рисунке (кривые *3*). Согласно (7), основной вклад в интеграл (13) при $q \ll k_{Fh}$ дает область волновых векторов $q < k_\omega$. Это позволяет воспользоваться выражениями (4)—(11) для вычисления вклада в частоту рассеяния длинноволновых ($q \ll k_{Fh}$) флуктуаций плотности заряда плазмы. Интегрирование, однако, даже в этом случае может быть выполнено только численно. Оценку снизу для частоты рассеяния на длинноволновых флуктуациях плотности $\bar\nu$ можно получить для $E_{\mathbf{p}}>\alpha E_F$, ограничившись областью

$$p/\hbar-(p^2/\hbar^2-k_\omega^2)^{1/2}=q_{\min}<q<q_{\max}=-k_{Fl}+(k_{Fl}^2+k_\omega^2)^{1/2}<k_\omega,$$
$$E_F\leqslant E_{\min}<\hbar\omega<E_{\max}\leqslant\alpha E_F. \tag{15}$$

Здесь мы считаем $m_c=m_l$. При $E_{\min}\approx E_F$, $E_{\max}=\sqrt{\alpha}E_F$ во всей области (15) (на рисунке заштрихована) справедливо представление (5) для $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega,\mathbf{q})$, а $|\operatorname{Re}\varepsilon_{hl}(\omega,\mathbf{q})|$ заметно меньше. Полагая $\omega_p \geqslant E_F/\hbar$, находим, что почти во всей области (15) $|\varepsilon_h(\omega, \mathbf{q})| < \varkappa$. Тогда для оценки снизу величины $\bar\nu$ воспользуемся следующим представлением для величины $\operatorname{Im}\varepsilon^{-1}(\omega, \mathbf{q})$:

$$\operatorname{Im}\varepsilon^{-1}(\omega, \mathbf{q}) = -\frac{\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, q)}{\varkappa^2 + (\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}))^2}. \tag{16}$$

Полагая $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) = \frac{2m_l e^2}{\hbar^2 k_\omega} > \varkappa$, имеем

$$\bar\nu = \frac{2^{3/2}\alpha^{3/4} E_F^{3/2} \ln(v/v_{Fl})}{3\pi\hbar v\sqrt{m_l}}. \tag{17}$$

Здесь мы при интегрировании, воспользовавшись плавностью логарифмической функции, положили $\ln(q_{\max}/q_{\min}) \approx \ln(v/v_{Fl})$, $v_{Fl} = \hbar k_{Fl}/m_l$. При $p_0 = 10^{18}$ см$^{-3}$, $m_l = m_c = 7\cdot 10^{-29}$ г, $\alpha = 7$, $E_\mathrm{p} = 0.3$ эВ $\bar\nu = 5\cdot 10^{12}$ с$^{-1}$, что сравнимо с частотой испускания полярных оптических фононов в GaAs и превышает частоту примесного рассеяния.

Поскольку область интегрирования, как видно из рисунка, может составлять лишь небольшую долю существенной для (13) области в плоскости (ω, q), частота рассеяния горячего электрона на длинноволновых колебаниях плазмы может быть реально в несколько раз больше. Для того чтобы получить представление о порядке величины $\bar\nu$, оценим снизу интеграл (13) в области (15), положив $E_{\min} \approx E_F$, $E_{\max} \approx \alpha E_F$. (Вклад области $\omega > \alpha E_F/\hbar$ может быть невелик в силу того, что при $k_\omega \approx k_{Fh} + q\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q})$ обращается в нуль). Воспользовавшись выражением (16) для $\operatorname{Im}\varepsilon^{-1}(\omega, \mathbf{q})$, рассмотрим два предельных случая. Первый случай соответствует достаточно низким значениям концентрации дырок p_0, когда во всей области интегрирования выполняется неравенство $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) > \varkappa$. (Это эквивалентно для GaAs $p_0 < 10^{18}$ см$^{-3}$). Второй случай — достаточно высоким значениям p_0, когда $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, q) < \varkappa$ (при $p_0 > 10^{19}$ см$^{-3}$). При $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) > \varkappa$ для оценки снизу (13) положим $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) \approx 2m_l e^2/\hbar^2 k_\omega$, тогда

$$\bar\nu = \frac{2^{3/2}\alpha^{3/2} E_F^{3/2} \ln(v/v_{Fl})}{3\pi\hbar v\sqrt{m_l}}. \tag{18}$$

Эта величина сравнима с частотой испускания полярных оптических фононов в GaAs при $p_0 = 10^{17}$ см$^{-3}$, если $E_\mathrm{p} = 0.3$ эВ, но намного больше соответствующих частот релаксации на примесях и тяжелых дырках по механизму, рассмотренному в работе [6]. Аналогичный результат получен авторами [8].

При $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) < \varkappa$ для оценки снизу (13) положим $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) \approx m_l e^2/\hbar^2 k_\omega$. Тогда

$$\bar\nu = \frac{2^{3/2} e^4 \sqrt{m_h}\, E_F^{1/2} \ln(v/v_{Fl})}{\pi\varkappa^2\hbar^3 v}. \tag{19}$$

В соответствии с (19) величина $\bar\nu$ меняется слабо с ростом концентрации дырок при больших уровнях легирования полупроводника p-типа. Однако следует иметь в виду, что реально эта величина может быть больше в рассматриваемом предельном случае, если учесть в выражении для $\operatorname{Im}\varepsilon^{-1}(\omega, \mathbf{q})$ член $\varepsilon_h(\omega, \mathbf{q})$. При этом $\bar\nu$ увеличится за счет переходов с $\omega \approx \omega_p \geqslant E_F/\hbar$. Здесь мы не рассматриваем также процессы испускания электронами длинноволновых полярных оптических фононов и величину $\varkappa$ для простоты считаем постоянной, что не приводит к существенным погрешностям.

Оценим таким же образом скорость энергетических потерь Q:

$$Q = \frac{V}{(2\pi)^3}\int\limits_\Omega d^3q\,\hbar\omega W_{\mathbf{p},\,\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}}\,\big|_{\hbar\omega = E_\mathbf{p} - E_{\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}}}, \tag{20}$$

где область интегрирования Ω определяется соотношениями (15), причем $E_{\min} \approx E_F$, $E_{\max} \approx \alpha E_F$. В предельном случае сравнительно небольших концентраций дырок, когда $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) > \varkappa$, полагая $\operatorname{Im}\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) \approx 2m_l e^2/\hbar^2 k_\omega$ в (16), получаем оценку снизу интеграла (20):

$$Q = 3\alpha E_F\bar\nu/5, \tag{21}$$

где $\bar{\nu}$ определяется выражением (18). При $p_0=10^{17}$ см$^{-3}$, $E_p=0.3$ эВ для GaAs величина Q, вычисленная по этой формуле, численно близка к соответствующей величине, найденной с использованием модели резонансного испускания плазмонов определенной энергии. При принятой концентрации дырок это намного меньше скорости энергетических потерь на полярных оптических фононах. При $p_0=10^{18}$ см$^{-3}$ последние становятся меньше.

При $\text{Im}\,\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q}) < \varkappa$, полагая в (16) $\text{Im}\,\varepsilon_{hl}(\omega, \mathbf{q})=m_l e^2/\hbar^2 k_\omega$, имеем оценку снизу интеграла (20) в этом предельном случае:

$$Q=\alpha E_F \bar{\nu}/3, \tag{22}$$

где $\bar{\nu}$ определяется выражением (19). Эта величина превышает в $\alpha/4$ раз потери энергии, вычисленные в модели резонансного испускания плазмонов с энергией $\hbar\omega_p$. Отметим, что эта величина может также превышать потери энергии горячего электрона на тяжелой дырке с переходом ее в зону легких дырок при $q \gg k_{Fh}$ по механизму, рассмотренному в работе [6], например при $E_p \leqslant \alpha E_F$, когда актуальной области волновых векторов $k_{Fh} \ll q \ll p/\hbar$ не существует.

Таким образом, рассеяние горячих носителей заряда на длинноволновых равновесных флуктуациях плотности заряда дырочной плазмы в полупроводниках p-типа не может быть описано в терминах резонансного испускания плазмонов определенной энергии. Рассеяние протекает с потерей энергии в весьма широком диапазоне $E_F < \hbar\omega < \alpha E_F$. Частоты рассеяния могут быть сравнимы или превышать соответствующие частоты для других актуальных механизмов рассеяния, например на полярных оптических фононах. Энергетические потери могут превышать как соответствующие потери, полученные в модели резонансного испускания плазмонов, так и связанные с межчастичным рассеянием электрона на тяжелой дырке с переходом последней в зону легких дырок с $q \gg k_{Fh}$.

Описанные эффекты необходимо учитывать при численном моделировании переноса горячих электронов в полупроводниках p-типа.

Авторы признательны В. Л. Борблику и В. И. Рыжию за полезное обсуждение работы.

Список литературы

[1] Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс, 1989. 264 с.
[2] Вьюрков В. В., Федирко В. А. // Электрон. техн. Сер. 3. «Микроэлектроника». 1988. В. 2 (126). С. 61—63.
[3] Gružinskis V., Karšulis S., Mickevičius R., Požela J., Reklaitis A. // Proc. of the V Int. Conf. on hot carriers in Semicond. 1987. P. 73.
[4] Hess K. // Proc. IEEE. 1988. V. 76. N 5. P. 519—532.
[5] Константинов О. В., Мезрин О. А., Трошков С. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 508—516.
[6] Дьяконов М. И., Перель В. И., Яссиевич И. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 7. С. 1364—1370.
[7] Федирко В. А. // Математическое моделирование элементов и фрагментов БИС. Тез. докл. Всес. конф. Рига, 1990. С. 81.
[8] Levi A. F. J., Yofet Y. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 1. P. 42—44.
[9] Bardyszewski W. // Sol. St. Commun. 1986. V. 57. N 11. P. 873—876.
[10] Young J. F., Heury N. L., Kelly P. J. // Sol. St. Electron. 1989. V. 32. N 12. P. 1567—1571.
[11] Федирко В. А., Захарова А. А. // Математическое моделирование физических процессов в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Тез. докл. IV Всес. совещ. Ярославль, 1990. С. 103.
[12] Мурзин В. Н. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 8. С. 1610—1611.
[13] Ребане Ю. Т. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 2. С. 289—294.
[14] Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах. М., 1965. 199 с.

Физико-технологический институт
АН СССР
Москва

Получена 4.03.1991
Принята к печати 14.05.1991