О ВОЗМОЖНОСТИ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЯХ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.Ф.Елесин, Э.А.Маныкин

I. Обычно энергетическое распределение неравновесных электронов (дырок) слабо отличается от квазиравновесного, характеризуемого эффективной температурой [I] . Однако, если время жизни электрона τ_e $(\mathcal{E}_{\vec{p}})$ в зоне проводимости меньше как времени электрон-электронного взаимодействия, так и времени релаксации на акустических фононах, распределение электронов сильно отличается от квазиравновесного. Наличие такого неравновесного состояния может привести к ряду качественно новых явлений, в частности к отрицательной проводимости, т.е. к появлению электрического тока, обратного направлению внешнего поля $\vec{E}$. Эффект отрицательной проводимости, который рассматривается ниже, оказывается связанным с пороговым характером взаимодействия электронов с оптическими фононами.

2. Рассмотрим полупроводник при низких температурах ($kT \ll \hbar\omega_0$, ω_0 - частота оптического фонона)[I]. Пусть концентрация равновесных электронов мала по сравнению с концентрацией электронов, рождающихся в зоне проводимости под действием внешнего монохромати-

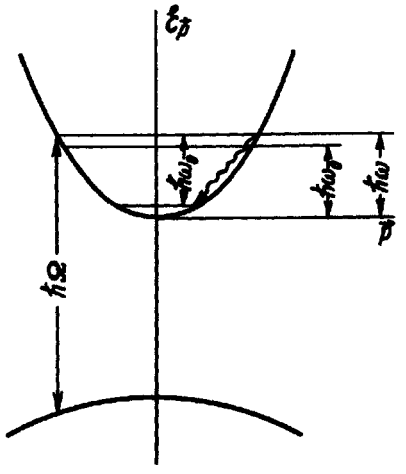

Рис. I

ческого источника интенсивности J с распределением $g(\Omega)$ (рис.I). Поведение электронов при наличии внешнего поля $\vec{E}$ описывается обычным кинетическим уравнением:

$$-e\vec{E}\vec{\nabla}_{\vec{p}} f(\vec{p}) = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{im} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{op} - \frac{f(\vec{p})}{\tau_e(\varepsilon_{\vec{p}})} + I g(\varepsilon_{\vec{p}} - \omega), \quad (I)$$

где $(\partial f/\partial t)_{im}$ - интеграл упругих столкновений с примесями; $(\partial f/\partial t)_{op}$ - интеграл столкновений с фононами. Член $f(\vec{p})/\tau_e(\varepsilon_{\vec{p}})$ описывает рекомбинацию электронов, а $I g(\varepsilon_{\vec{p}} - \omega)$ -рождение электронов, причем I связано с интенсивностью источника J и коэффициентом поглощения полупроводника $k(\omega)$ равенством $I = J k(\omega)\pi^2/(2\omega)^{1/2} m^{3/2}$.

В слабых электрических полях решение уравнения (I) ищется в виде (например, см. [2]):

$$f(\vec{p}) = f_0(\varepsilon_{\vec{p}}) + \frac{e\vec{E}\vec{p}}{m}\tau(\varepsilon_{\vec{p}})\frac{\partial f_0(\varepsilon_{\vec{p}})}{\partial t}, \quad (2)$$

где $\tau^{-1}(\varepsilon_{\vec p}) = \tau_e^{-1}(\varepsilon_{\vec p}) + \tau_{im}^{-1}(\varepsilon_{\vec p}) + \tau_{op}^{-1}(\varepsilon_{\vec p})$, а $f_0(\varepsilon_{\vec p})$ – симметричная часть неравновесной стационарной функции распределения электронов, подчиняющаяся уравнению

$$f_0(\varepsilon_{\vec p})\left[\tau_e^{-1}(\varepsilon_{\vec p}) + \tau_{op}^{-1}(\varepsilon_{\vec p})\right] = f_0(\varepsilon_{\vec p} + \omega_0)\,\tau_{op}^{-1}(\varepsilon_{\vec p})\left(\frac{\varepsilon_{\vec p} + \omega_0}{\varepsilon_{\vec p} - \omega_0}\right)^{1/2} + $$
$$+ I g(\varepsilon_{\vec p} - \omega). \qquad (3)$$

Здесь предположено, что $\varepsilon_{\vec p} = p^2/2m$, а частота и матричный элемент взаимодействия фононов с электронами не зависят от квазиимпульса $\vec p$. При этом вероятность излучения фононов имеет вид:

$$\tau_{op}^{-1}(\varepsilon_{\vec p}) = A\sqrt{\varepsilon_{\vec p} - \omega_0}, \quad A = const. \qquad (4)$$

Решение уравнения (3) можно найти для любого ω. Для интересующего нас интервала $\omega_0 < \omega < 2\omega_0$ оно имеет вид:

$$f_0(\varepsilon_{\vec p}) = \frac{I g(\varepsilon_{\vec p} - \omega)}{\tau_{op}^{-1}(\varepsilon_{\vec p}) + \tau_e^{-1}(\varepsilon_{\vec p})} + \frac{I g(\varepsilon_{\vec p} + \omega_0 - \omega)\, A\tau_e(\varepsilon_{\vec p})\sqrt{\varepsilon_{\vec p} + \omega_0}}{\tau_{op}^{-1}(\varepsilon_{\vec p} + \omega_0) + \tau_e^{-1}(\varepsilon_{\vec p} + \omega_0)}. \qquad (5)$$

Используя (2), запишем выражение для тока в виде

$$\vec j = -\frac{e}{m}\int \frac{2\,d\vec p}{(2\pi)^3}\,\frac{e\vec E\vec p}{m}\,\tau(\varepsilon_{\vec p})\,\frac{\partial f_0(\varepsilon_{\vec p})}{\partial \varepsilon_{\vec p}} = \vec j_+ + \vec j_-,$$

$$\vec j_+ = \vec E\,\frac{2e^2\sqrt{2m}}{\pi^2}\int_0^\infty d\varepsilon\sqrt{\varepsilon}\, f_0(\varepsilon)\left[\tau(\varepsilon) - \frac{2}{3}\varepsilon\tau^2(\varepsilon)\frac{d}{d\varepsilon}\left(\tau_{im}^{-1} + \tau_e^{-1}\right)\right], \qquad (6)$$

$$\vec j_- = -\vec E\,\frac{4e^2\sqrt{2m}}{3\pi^2}\int_0^\infty d\varepsilon\,\varepsilon^{3/2} f_0(\varepsilon)\tau^2(\varepsilon)\frac{d}{d\varepsilon}\tau_{op}^{-1}(\varepsilon). \qquad (7)$$

Здесь проинтегрировано по частям и выделено два слагаемых тока, из которых ток $\vec j_+$ всегда положителен (направлен по $\vec E$), а ток $\vec j_-$, обусловленный зависимостью τ_{op} от энергии, отрицателен.

Вычислим токи $\vec j_+$ и $\vec j_-$, считая, что ширина источника $\Gamma \ll \omega - \omega_0$. Вынося из-под знака интегралов (6) и (7) медленно меняю-

щиеся по сравнению с $f_0(\varepsilon_\beta)$ функции, получим с учетом (5):

$$j_+ = \frac{eE\tau^*(\omega)}{m} e n_1 + \frac{eE\tau^*(\omega-\omega_0)}{m} e n_2 , \tag{8}$$

$$j_- = -\sqrt{\frac{2\omega}{m}}\, e\Delta n , \tag{9}$$

где использованы обозначения

$$\tau^*(\omega) = \tau(\omega) - \frac{2}{3}\omega\tau^2(\omega)\frac{d}{d\omega}\left(\tau_e^{-1} + \tau_{im}^{-1}\right),$$

$$n_1 = \frac{Jk(\omega)\tau_e(\omega)}{1+\tau_e(\omega)\tau_{op}^{-1}(\omega)}; \quad n_2 = \frac{Jk(\omega)\tau_e(\omega-\omega_0)\tau_e(\omega)\tau_{op}^{-1}(\omega)}{1+\tau_e(\omega)\tau_{op}^{-1}(\omega)},$$

$$\Delta n = \frac{\sqrt{2}}{3} n_1 \tau^2(\omega) e E \sqrt{\frac{\omega}{m}} \frac{d}{d\omega}\tau_{op}^{-1}(\omega),$$

физический смысл которых следующий: $\tau^*(\omega)$ характеризует время ускорения электрона в поле $\vec{E}$, n_1 и n_2 - плотность электронов с энергиями вблизи ω и $\omega-\omega_0$, а Δn - плотность электронов, дающих вклад в отрицательную проводимость. Поскольку $\tau^*(\omega) \approx \tau(\omega)$, то для отношения токов имеем

$$j_+/j_- = 3(\omega-\omega_0)^{1/2}\left[\tau(\omega)\omega A\right]^{-1} + 3(\omega-\omega_0)\omega^{-1}\tau_e(\omega-\omega_0)\tau(\omega-\omega_0)\tau^{-2}(\omega). \tag{10}$$

Отсюда видно, что когда ω приближается к ω_0, это отношение уменьшается и становится меньше единицы при условии

$$\left[\frac{\omega-\omega_0}{\omega}\right]^{1/2} < \frac{2}{3}\tau(\omega)A\sqrt{\omega}\,\frac{\sqrt{1+\xi}-1}{\xi},$$

где $\xi = 4/3\,\tau(\omega-\omega_0)\tau_e(\omega-\omega_0)A^2\omega$. Для наиболее реального случая, когда $\xi \gg 1$, получаем

$$\frac{\omega-\omega_0}{\omega} < \frac{\tau^2(\omega)}{3\tau_e(\omega-\omega_0)\tau(\omega-\omega_0)}.$$

Например, для $InSb$ в этом случае $\tau(\omega) \approx \tau_{im}(\omega) = B\omega^{3/2} \sim 10^{-12}$ сек, а $\tau_e \sim 10^{-10}$ сек [3] и отрицательная проводимость должна иметь место при $\omega - \omega_0 < (0{,}01 \div 0{,}1)\omega$.

3. Эффект отрицательной проводимости имеет простую физическую интерпретацию. В фазовом пространстве электроны рождаются в узком шаровом слое вблизи сферы $p^2/2m = \omega \approx \omega_0$ (рис. I и 2). Включе-

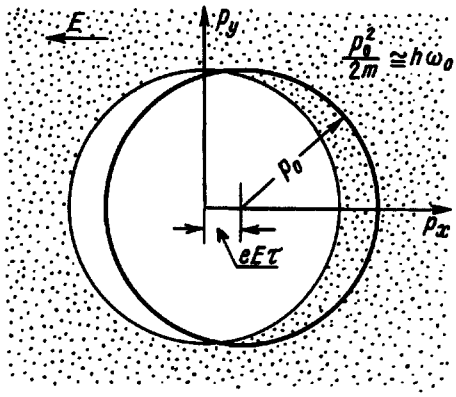

Рис. 2. ▒-область взаимодействия электронов с оптическими фононами

ние внешнего электрического поля сдвигает сферу на $e\vec{E}\tau(\omega)$, так что часть электронов (на правой полусфере) попадает в область более эффективного взаимодействия с фононами, по сравнению с электронами на левой полусфере, и в результате испускания фононов электроны почти полностью теряют свой импульс и энергию. Это приводит к тому, что возникает направленный поток электронов по полю с большим импульсом $p \sim \sqrt{m\omega}$, что и вызывает появление отрицательного тока $\vec{j}_-$ (см. (9)).

4. Приведенное выше рассмотрение справедливо при электрических полях, удовлетворяющих неравенству $eE\tau(\omega)\sqrt{\omega/m} \ll \omega - \omega_0$. Для достаточно больших полей это условие нарушается, так что решение задачи в этом случае требует особого рассмотрения. Однако, учитывая то обстоятельство, что электрическое поле приводит к уширению

распределения электронов на величину $eE\tau(\omega)\sqrt{\omega/m}$, полученные результаты качественно остаются справедливыми, если заменить в них $\omega-\omega_0$ на $eE\tau(\omega)\sqrt{\omega/m}$.

5. Заметим, что предположения о квадратичном законе дисперсии электронов и о независимости матричного элемента взаимодействия электронов с оптическими фононами от квазиимпульса несущественны и сделаны для упрощения выкладок. Эффект отрицательной проводимости обусловлен лишь сильно неравновесным распределением электронов по энергиям и пороговым характером взаимодействия электронов с фононами, так что аналогичные явления могут иметь место при неупругих столкновениях электронов с атомами в газах.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Афанасьеву за постоянную помощь, Н.Г.Басову, Ю.А.Ньковскому, В.М.Галицкому и Ю.М.Кагану за обсуждение работы.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в редакцию
15 ноября 1965 г.

Литература

[1] С.М.Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, Физматгиз, М., 1963, стр. 22.

[2] Ю.А.Бычков, А.М.Дыхне. ЖЭТФ, 48, 1168, 1965.

[3] M.A.Habegger, H.Y.Fan. Phys. Rev. Lett., 12, 99, 1964.

---

1) Всюду ниже $\hbar = 1$, в тексте под фононами следует понимать оптические фононы.