Доклады Академии Наук СССР
1938. Том XX, № 4

ФИЗИКА

Б. ДАВЫДОВ

О ВЫПРЯМЛЕНИИ ТОКА НА ГРАНИЦЕ МЕЖДУ ДВУМЯ ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 27 V 1938)

При прохождении электрического тока через контакт между двумя электронными полупроводниками с электропроводностью разного типа (свободные электроны и «дырки») концентрации свободных зарядов вблизи контакта должны изменяться.

Пусть полупроводник I обладает преимущественно дырочной проводимостью, полупроводник II—преимущественно нормальной электронной, так что концентрации свободных зарядов в них:

$$n_1' \ll n_2'; \qquad n_1'' \gg n_2'' \tag{1}$$

(значок $_1$ относится к электронам, $_2$ — к дыркам; все величины для I полупроводника мы отмечаем одним штрихом, для II—двумя). Если к I полупроводнику приложить (+), а ко II — (—), то как дырки в I полупроводнике, так и свободные электроны во II будут двигаться к контакту и при стационарном токе должны там исчезать. Обозначим времена жизни тех и других τ_1 и τ_2. Тогда в каждой точке, за вычетом вновь создаваемых тепловым движением, исчезает $(n_{1,2} - n_{1,2}^0)/\tau_{1,2}$ свободных электронов и дырок за единицу времени, где $n_{1,2}^0$ означает их нормальные концентрации. Следовательно, для того чтобы свободные заряды исчезали вблизи контакта, там должно быть $n_{1,2} > n_{1,2}^0$. Наоборот, если ток идет в обратном направлении, то свободные заряды должны зарождаться вблизи контакта, и там должно быть $n_{1,2} < n_{1,2}^0$.

Эти изменения концентрации вместе с вызываемым ими изменением контактной разности потенциалов приводят к выпрямлению электрического тока.

Общие уравнения для концентраций $n_{1,2}$ имеют вид:

$$\frac{di_{1,2}}{dx} + \frac{n_{1,2} - n_{1,2}^0}{\tau_{1,2}} = 0, \tag{2}$$

где

$$i_1 = -\mu_1\left(En_1 + \frac{kT}{e}\frac{dn_1}{dx}\right), \; i_2 = \mu_2\left(En_2 - \frac{kT}{e}\frac{dn_2}{dx}\right), \tag{3}$$

$\mu_{1,2}$ означают подвижности электронов и дырок в поле E. Полный ток

$$i = e\,(i_2 - i_1) = \text{const}. \tag{4}$$

Пограничные условия для поверхности раздела полупроводников ($x=0$) будут:

$$\frac{n'_{1,2}(0)}{n^{0\prime}_{1,2}} = \frac{n''_{1,2}(0)}{n^{0\prime\prime}_{1,2}} \exp\left(\pm\frac{eV_k}{kT}\right). \tag{5}$$

Здесь V_k означает изменение контактной разности потенциалов (считается положительной, если энергия электронов справа увеличивается), верхний знак относится к электронам, нижний — к дыркам. Кроме того, имеем еще условие непрерывности токов:

$$i'_1(0) = i''_1(0). \tag{6}$$

Из (5) находим для $x=0$:

$$\frac{n'_1 n'_2}{n^{0\prime}_1 n^{0\prime}_2} = \frac{n''_1 n''_2}{n^{0\prime\prime}_1 n^{0\prime\prime}_2}, \tag{7}$$

$$-2eV_k = kT \ln\left(\frac{n''_1 n'_2}{n'_1 n''_2} \cdot \frac{n^{0\prime}_1 n^{0\prime\prime}_2}{n^{0\prime\prime}_1 n^{0\prime}_2}\right). \tag{8}$$

В прежней работе ([1]) было указано точное решение рассматриваемой задачи для одного частного случая, который, однако, в действительности не имеет места. Сейчас мы получим приближенное решение при условии, что кроме (1) также

$$\frac{n^{0\prime}_1}{\tau'_1} \ll \frac{n^{0\prime}_2}{\tau'_2}, \qquad \frac{n^{0\prime\prime}_1}{\tau''_2} \gg \frac{n^{0\prime\prime}_2}{\tau''_2}. \tag{9}$$

Можно думать, что такие условия обычно не выполняются.

Обозначим:

$$\nu_{1,2} = n_{1,2} - n^0_{1,2}. \tag{10}$$

Из (2) и (4) находим:

$$\frac{\nu_1}{\tau_1} = \frac{\nu_2}{\tau_2}. \tag{11}$$

В первом полупроводнике будет $\nu'_1 \sim n^{0\prime}_1$. Следовательно, в силу (1) и (9), $\nu'_2 \ll n^{0\prime}_2$. Поэтому из четырех членов с E, входящих в выражения для $i'_{1,2}$, $-En^{0\prime}_1$, $En^{0\prime}_2$, $E\nu'_1$ и $E\nu'_2$, — мы можем пренебречь всеми кроме $En^{0\prime}_2$. Точно так же для II полупроводника можем оставить только $En^{0\prime\prime}_1$.

Для I проводника находим таким образом из (3) и (11):

$$E' = \frac{1}{\mu_2 e n^0_2}\left(i + kT\frac{\mu_2\tau_2 - \mu_1\tau_1}{\tau_1}\frac{d\nu'_1}{dx}\right). \tag{12'}$$

Подставляя это в (2), получаем уравнение для ν'_1:

$$\mu_1 \frac{kT}{e}\frac{d^2\nu'_1}{dx^2} - \frac{\nu'_1}{\tau_1} = 0, \tag{13'}$$

откуда

$$\nu'_1 = a' e^{\alpha' x}, \text{ где } \alpha'^2 = \frac{e}{\mu'_1 \tau'_1 kT}. \tag{14'}$$

Мы при этом отбросили решение, растущее с убыванием x, считая, что толщина полупроводника $\gg \frac{1}{\alpha}$.

Тем же путем находим для II полупроводника:

$$E''=\frac{1}{\mu_1 e n_1^0}\left(i+kT\,\frac{\mu_2\tau_2-\mu_1\tau_1}{\tau_2}\,\frac{d\nu_2''}{dx}\right) \tag{12''}$$

и

$$\nu_2''=a''e^{-\alpha''x},\ \text{где}\ \alpha''=\frac{e}{\mu_2''\tau_2''kT}\,. \tag{14''}$$

Из (7) находим, пренебрегая $\frac{\nu_2'}{n_2^{0\prime}}$ и $\frac{\nu_1''}{n_1^{0\prime\prime}}$:

$$\frac{a'}{n_1^{0\prime}}=\frac{a''}{n_2^{0\prime\prime}}\,. \tag{15}$$

Наконец из (6) и (14) получаем:

$$\frac{n_1^{0\prime}}{a'}=\frac{kT}{i}\,(\alpha'\mu_1' n_1^{0\prime}+\alpha''\mu_2'' n_2^{0\prime\prime}). \tag{16}$$

Теперь мы можем вычислить добавочную «концентрационную» разность потенциалов V_c, появляющуюся при прохождении тока через контакт между нашими полупроводниками. Нормальные их удельные сопротивления будут в силу (1):

$$\rho'=\frac{1}{e\mu_2' n_2^{0\prime}}\ ;\ \rho''=\frac{1}{e\mu_2'' n_1^{0\prime\prime}}\,. \tag{17}$$

Следовательно

$$V_c=\int_{-\infty}^{0}(E'-i\rho')\,dx+\int_{0}^{\infty}(E''-i\rho'')\,dx+V_k=$$

$$=\frac{i}{\alpha'\mu_1' n_1^{0\prime}+\alpha''\mu_2'' n_2^{0\prime\prime}}\left(\rho' n_1^{0\prime}\frac{\mu_2'\tau_2'-\mu_1'\tau_1'}{\tau_1'}+\rho'' n_2^{0\prime\prime}\,\frac{\mu_2''\tau_2''-\mu_1''\tau_1''}{\tau_2''}\right)+\frac{kT}{e}\ln\left(1+\frac{i}{i_s}\right), \tag{18}$$

где

$$i_s=e\left(\frac{n_1^{0\prime}}{\alpha'\tau_1'}+\frac{n_2^{0\prime\prime}}{\alpha''\tau_2''}\right) \tag{19}$$

есть ток насыщения; при $i\longrightarrow -i_s$ здесь $V_c\longrightarrow-\infty$.

Если i_s невелик, то это дает сильное выпрямление. Полная разность потенциалов, приложенная к полупроводникам, будет $V=iR_0+V_c$, где R_0 означает сумму нормальных омических сопротивлений.

Первый член в (18) пропорционален i; по величине он порядка $\frac{i\rho}{\alpha}$. Если толщина наших полупроводников $\gg\frac{1}{\alpha}$, то им можно пренебречь по сравнению с iR_0, и тогда остается только V_k:

$$V_c\approx V_k=\frac{kT}{e}\ln\left(1+\frac{i}{i_s}\right). \tag{18a}$$

Отклонения от закона Ома здесь связаны таким образом только с изменением контактной разности потенциалов в отличие от частного случая, разобранного ранее.

Из (18a) находим добавочное сопротивление

$$R_c=\frac{dV_c}{di}\approx\frac{kT}{e\,(i+i_s)}\,. \tag{20}$$

Далее имеем простое соотношение при $i = 0$:

$$\left[\frac{d \ln R_c}{dV_c}\right]_{i=0} \approx -\frac{e}{kT}. \tag{21}$$

Необходимо отметить, что при большой силе тока пограничные условия (5), (6) теряют силу. Действительно, при большом токе контактная разность потенциалов изменится настолько, что нижняя полоса дозволенных уровней энергии I полупроводника придет в соприкосновение с верхней полосой II (или, при обратном токе, наоборот); свободные электроны и дырки смогут тогда беспрепятственно рекомбинировать и диссоциировать у поверхности раздела. Следовательно, найденные выше выражения справедливы только при

$$-(\psi_2' + \psi_1'') < eV_k < \psi_1' + \psi_2'', \tag{22}$$

где $\psi_{1,2}'$ и $\psi_{1,2}''$ означают работы выхода для электронов и для дырок из металла соответственно в I и во II полупроводнике. При большей силе тока R_c должно исчезать, так что будет $R = \frac{dV}{di} = R_0$.

Ленинградский физико-технический институт.

Поступило 29 V 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Б. И. Давыдов, ЖТФ, 8, 3 (1938).