

ХОЛОДНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С.И. Шевченко

В однородных полупроводниках ток всегда направлен по электрическому полю. В неоднородных полупроводниках, где полный ток состоит из дрейфового тока и тока диффузии, в зависимости от полярности приложенного напряжения полный ток может быть направлен как по, так и против внутреннего электрического поля. В последнем случае поле приводит не к разогреву, а к выстуживанию электронного (или дырочного) газа, причем выстуживание это может быть весьма значительным, если внутреннее поле в полупроводнике велико.

Чтобы найти температуру электронного газа T в стационарных условиях (мы для определенности рассмотрим донорный полупроводник, в котором концентрация доноров N_d есть функция x) необходимо приравнять мощность, получаемую электронами от решетки P , мощности, отдаваемой электрическому полю $J E$. Мощность (см., например, [1])

$$P = C \frac{T - T_0}{\tau_e}, \quad (1)$$

где C – теплоемкость электронного газа, T_0 – температура решетки, τ_e – время свободного пробега относительно столкновений с потерей энергии.

В случае, когда температура решетки достаточно высока и все доноры ионизированы, а характерное расстояние L , на котором меняется концентрация примеси, много больше дебаевской длины L_D , ток J можно записать в виде

$$J = \frac{e^2 N_d \tau_p}{m} \left(E - \frac{T}{e} \frac{1}{N_d} \frac{dN_d}{dx} \right), \quad (2)$$

где τ_p – время свободного пробега относительно столкновений с потерей импульса. При написании этого выражения предполагалось также, что соотношение Эйнштейна между коэффициентом диффузии и подвижностью остается справедливым при любых полях E и что $(dN_d/dx)/N_d = \text{const}$.

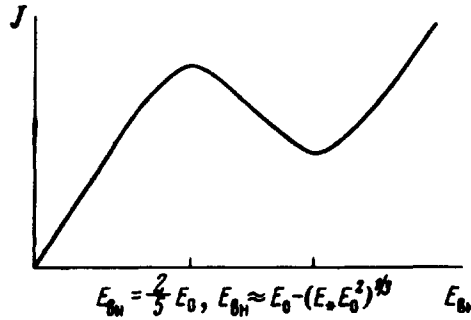
Обычно рассеяние энергии электронов происходит за счет столкновения с акустическими фононами, так что $\tau_e(T) = \tau_e(T_0)(T_0/T)^{1/2}$. Рассеяние же импульса может происходить как на акустических фононах, так и на ионизированных примесях. В интересующей нас ситуации выстуживания электронного газа при достаточно низкой температуре электронов будет преобладать рассеяние на примесях. При этом $\tau_p(T) = \tau_p(T_0)(T/T_0)^{3/2}$.

Умножая теперь (2) на E и приравнявая (1), приходим к следующему уравнению для температуры электронов

$$\theta^2 - \theta \left(\frac{E}{E_0} - \frac{E_*}{E} \right) - \frac{E_*}{E} = 0. \quad (3)$$

Здесь $\theta = T/T_0$; $E_0 = \frac{T_0}{e} \frac{1}{N_d} \frac{dN_d}{dx}$ — внутреннее поле в полупроводнике, когда внешняя разность потенциалов равна нулю;

$$E_* = mCT_0 / e^2 N_d r_e(T_0) r_p(T_0) E.$$



Нетрудно убедиться, что для существенного выстуживания электронов ($\theta \ll 1$) необходимо выполнение условия $E_* \ll E_0$. Если записать его следующим образом

$$eE_0 \frac{e r_p(T_0)}{m} E_0 \gg \frac{ms^2}{r_e(T_0)}, \quad (4)$$

(где s — скорость звука), то легко видеть, что это условие означает естественное в данном случае требование, чтобы энергия, отдаваемая электронами полю при $T = T_0$, была значительно больше энергии, которую они получают от решетки. Оказывается, что θ , как функция E , имеет минимум, который достигается (при выполнении (4)) в точке

$$E = \left(\frac{1}{2} E_* E_0^2 \right)^{1/3}. \quad (5)$$

Минимальная температура электронов $T_{min} = T_0 (E_* / E_0)^{1/3} \ll T_0$, причем

$$\theta = \begin{cases} \frac{E}{E_0} + \frac{E_* (E_0 - E)}{E^2} & \text{при } E \gg \left(\frac{1}{2} E_* E_0^2 \right)^{1/3} \\ \left(\frac{E_*}{E} \right)^{1/2} & \text{при } \left(\frac{1}{2} E_* E_0^2 \right)^{1/3} \gg E \gg (E_* E_0)^{1/2} \end{cases} \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что, когда поле является выстуживающим, при любых механизмах рассеяния энергии и импульса должен иметь место минимум температуры носителей как функции внешнего поля. Это связано с тем, что при малых полях $E_{вн}$ мал ток J , а при больших $E_{вн}$ мало внутреннее поле $E = E_0 - E_{вн}$. В результате отбор энергии у элект-

ронов будет максимальным (и следовательно, температура электронов минимальна) при некотором промежуточном значении $E_{вн}$.

С помощью (6) и (2) можно найти вольт-амперную характеристику полупроводника. Она имеет вид, представленный на рисунке. Наиболее интересной особенностью этой характеристики является наличие на ней падающей ветви. Как известно, это означает, что в описанной ситуации электронный газ является неустойчивым относительно флуктуаций плотности и при определенных условиях в нем могут возникать стационарные колебания тока типа эффекта Ганна. Неустойчивость холодных электронов будет предметом отдельного рассмотрения.

В заключение приведем численные оценки для внутреннего поля E_0 в Ge. При комнатной температуре скорость звука в Ge порядка $5 \cdot 10^5$ см/сек, подвижности при рассеянии на фононах и примесях $\approx 3 \cdot 10^3$ см²/в·сек. Тогда из (5) следует, что $E_0 > 10^2$ в/см. Это приводит к следующему ограничению: $L < 2,5 \cdot 10^{-4}$ см; при $N_d > 10^{16}$ см⁻³ дебаевская длина $L_d < 10^{-6}$ см.

Институт
радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
25 января 1971 г.

Литература

[1] А.Ф.Волков, Ш.М.Коган. УФН, 96, 633, 1968.
