

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ПРИМЕСНОМ ПРОБОЕ

А.Н.Зайцев, А.К.Звездин, В.В.Осинов

В некоторых полупроводниках при ударной ионизации примеси наблюдается S-образная (неоднозначная по напряжению) вольт-амперная характеристика [1, 2]. Существующие теории ударной ионизации дают однозначную зависимость тока от напряжения. Отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС) возникает при неоднозначной зависимости температуры горячих электронов T_e (существование которой мы в дальнейшем предполагаем) или их концентрации n от электрического поля E . В данном сообщении рассматриваются некоторые механизмы, приводящие к таким зависимостям.

1. ОДС, обусловленное неравновесностью фононов. При низких температурах для определения вольт-амперной характеристики в сильном электрическом поле нужно учитывать неравновесность фононов [3, 4]. Это явление оказывается особенно существенным при ударной ионизации. В условиях пробоя концентрация электронов проводимости и, следовательно, джоулева мощность быстро увеличиваются, а скорость ухода этой мощности в решетку из-за неравновесности фононов на зависит от концентрации электронов и остается постоянной. В результате чего возникает перегревная неустойчивость, т. е. неоднозначная зависимость электронной температуры от электрического поля.

Зависимость $T_e(E)$ определяется уравнением баланса энергии:

$$\sigma E^2 = W_f + W_{ir} \quad (1)$$

здесь W_f описывает уход энергии в решетку за счет электрон-фононного взаимодействия, а W_{ir} за счет процессов ударной ионизации и рекомбинации. Горячие электроны отдают энергию длинноволновым фононам (ДФ) с волновым

числом $g \approx \sqrt{\frac{2mT_e}{\hbar^2}}$. Если $\frac{T_e}{T_0} < \frac{T_0}{8ms^2}$, где s — скорость звука, то ДФ, в свою очередь, релаксируют на тепловых фононах со временем τ_{ff} . В случае, когда $\tau_{ff} \gg \tau_{fe}$ ¹⁾ (τ_{fe} — время релаксации ДФ на электронах), температура ДФ равна T_e , а W_f в (1) есть мощность, которую ДФ отдают тепловым фононам. Из кинетического уравнения следует, что

$$n = N_d \left[1 + \frac{\sigma_r}{\sigma_i} \exp \frac{1}{T_e} \right]^{-1}, \quad (2)$$

$$W_f = \frac{T_e - T_0}{\tau_{ff}(T_0)} \frac{4}{\pi} \left(\frac{mT_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{1/2} = \frac{T_e - T_0}{\tau_{ff}(T_0)} \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{1/2} \Omega(T_e), \quad (3)$$

¹⁾ В Ge при $T_0 \sim 20^\circ\text{K}$ это соотношение выполняется при $n > 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} = n_i$.

$$W_{ir} = [1 + \alpha(T_0) T_0] n^2 \sigma_r v, \quad (4)$$

где σ_i , σ_r — сечения ионизации и рекомбинации, v — тепловая скорость электрона, I — энергия ионизации примеси, T_0 — температура решетки, N_d — кон-

центрация примесей. При $W_f \gg W_{ir}$, что выполняется, когда $n \ll \Omega(T_0) \frac{T_0}{I} \frac{\tau_r}{\tau_{ff}} = n_2$ ¹⁾, вольт-амперную характеристику можно записать в параметрическом виде

$$E = E_0 \left(\frac{T_0}{I} \right)^{\frac{(3-t)}{2}} \exp \frac{I}{2T_0},$$

$$i = i_0 \left(\frac{T_0}{I} \right)^{\frac{(3+t)}{2}} \exp \frac{I}{2T_0}, \quad (5)$$

где t определяет зависимость подвижности μ от T_0 ($\mu = \mu(T_0) \left(\frac{T_0}{T_0} \right)^t$).

Вольт-амперная характеристика, вычисленная из выражений (5), приведена на рис. 1 (кривая 1). Заметим, что при выводе выражений (5) не учитывалась тепловая генерация. При слабых полях термическая генерация существенна и вольт-амперная характеристика не отличается сильно от омической (кривые 2–5 рис. 1).

Из выражений (4) следует, что ОДС заканчивается при $T_0 = \frac{I}{(3-t)}$. Инте-

ресно отметить, что в отсутствие пробоя неравновесность фононов приводит к исчезновению ОДС перегретного типа [3, 4].

2. ОДС, обусловленное релаксацией энергии в процессах ионизации и рекомбинации. Если уход энергии горячих электронов в решетку определяется вторым слагаемым в уравнении (1), то зависимость $T_0(E)$ также может быть неоднозначной даже без учета неравновесности фононов. Это связано с тем, что время рекомбинации быстро возрастает с увеличением T_0 , а следовательно, когда почти все доноры ионизованы, скорость ухода джоулевой мощности в решетку уменьшается.

Условие $W_{ir} \gg W_f$ выполнено, когда время рекомбинации $\tau_r \ll \tau_{ef}$ (τ_{ef} — время релаксации энергии электрона), если ДФ равновесны, или когда $\tau_r \ll \tau_{ff}$ ($n > n_2$), если неравновесны. В этом случае вольт-амперная характеристика определяется выражениями:

$$E = \left[\frac{(1 + \alpha T_0)}{e \mu(T_0) \tau_r(T_0)} \frac{n}{N_d} \right]^{1/2}, \quad i = n \left[\frac{(1 + \alpha T_0)}{\tau_r(T_0)} e \mu(T_0) \right]^{1/2}. \quad (6)$$

¹⁾ В Ge при $N_d \cdot 10^{16} \text{ см}^3$ и $T_0 \sim 50^\circ \text{K}$ $n_2 \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^3$.

При достаточно высоких температурах, когда n уже почти не зависит от T_0 , $E_k \sim T_0^{-\frac{(t-k)}{2}}$, $i \sim T_0^{-\frac{(t-k)}{2}}$ ($d T_0 \ll 1$), где k определяет зависимость r_r от T_0 ($r_r = r_r(T_0) \left(\frac{T_0}{T_0}\right)^k$). В зависимости от значений параметров k и t возможны четыре типа вольт-амперной характеристики, которые представлены на рис. 2. При различных механизмах релаксации импульса $-1/2 \leq t \leq 3/2$, что касается k , то различные теоретические модели и эксперимент дают для него значения в интервале $\frac{1}{2} \leq k \leq 2,3$, поэтому, скорее всего, в эксперименте должна наблюдаться характеристика типа 1.

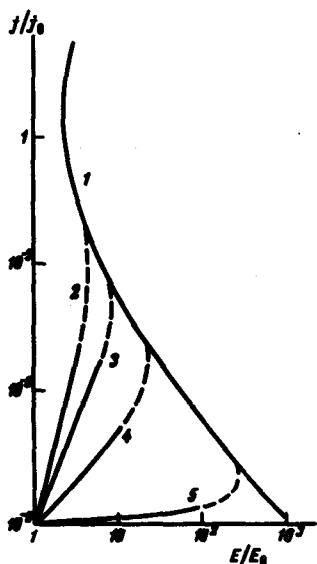


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики полупроводника при примесном пробое, когда фононы неравновесны:

2 - $1/T_0 \sim 5$; 3 - $T/T_0 \sim 10$; 5 - $T/T_0 \sim 20$;

$$E_0 = \left(\frac{l}{e\mu(l)r_{ff}(l)} \right)^{1/2} \cdot i_0 = \left(\frac{e l \mu(l)}{r_{ff}(l)} \right)^{1/2}$$

3. ОДС, обусловленная экранировкой примесного потенциала неравновесными электронами. Особенностью примесного пробоя является возможность возникновения S-образной вольт-амперной характеристики из-за неоднозначной зависимости концентрации носителей от электрического поля. Такая зависимость может появиться за счет экранировки примесного потенциала неравновесными электронами, концентрация которых увеличивается при пробое, что приводит к уменьшению энергии ионизации примеси [5]. Заметим, что в рассматриваемом случае не может произойти полного выталкивания примесного уровня в зону проводимости, так как для этого необходима концентрация свободных электронов, превышающая критическую концентрацию, соответствующую переходу Мотта, которая обычно определяется соотношением $N_d^{1/3} a \sim 0,25$. Оказывается, что возможность возникновения неоднозначной зависимости $n(T_0)$ определяется величиной параметра $A = (8\pi N_d^3 a)^{1/2}$, которая в соответствии с моттовским условием должна быть меньше 0,55. Анализ показывает, что S-образная вольт-амперная характеристика появляется только при $a_1 > a_c$ и $A \geq 0,2$, т. е. когда концентрации близки к критической. В достаточно сильном магнитном поле из-за углубления примесных уровней концентрация примесей, соответствующая моттовскому переходу, увеличивается [6]. Поэтому ОДС может иметь

место при более слабых условиях на концентрацию примесей (несмотря на более плавную зависимость энергии ионизации от радиуса экранирования). Например, в InSb при $N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ОДС возникает, когда $A \gtrsim 5$, в то время как $A_{\text{max}} \sim 100$.

ОДС появляется в относительно слабых электрических полях, когда $\frac{T_e}{T} \sim 0,1 + 0,2$.

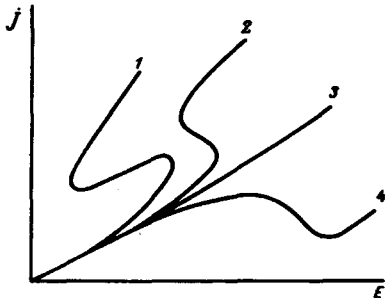


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики полупроводника при примесном пробое, когда релаксация электронной энергии определяется процессами ионизации и рекомбинации: 1 - $k + t > 0$, $k - t > 0$; 2 - $k + t > 0$, $k - t < 0$; 3 - $k + t < 0$, $k - t < 0$; 4 - $k + t < 0$, $k - t > 0$

Имея в виду возможность экспериментального разделения этих механизмов, отметим, что второй механизм приводит к ОДС в сильном электрическом поле ($T_e(E) \sim I$), когда почти все примеси ионизованы, а первый и третий механизмы - в слабом. При этом третий "работает", когда N_d близко к концентрации, соответствующей моттовскому переходу.

Московский
институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
12 января 1970 г.

Литература

- [1] E.H.Putley. Proc. Int. Conf. Phys. Semicond. Paris. 1964, p. 443.
- [2] A.L.Mc.Whorter, R.H.Redicher. Proc. Int. Conf. Phys. Semicond. Prague. 1960, p. 134.
- [3] Т.М.Гасымов, Л.Э.Гуревич. ФТТ, 9, 106, 1967; 11, 2946, 1969.
- [4] А.М.Злобин, П.С.Зырянов. ФММ, 26, 961, 1968.
- [5] В.Л.Бонч-Бруевич. ФТТ, сб. 2, 177, 1959; А.А.Рогачев, М.И.Саблина. ФТТ, 8, 187, 1966.
- [6] E.N.Fenton, R.R.Haering. Phys. Rev., 159, 593, 1967.