

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В АНИЗОТРОПНЫХ МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. А. Чувков

УДК 537.311.33

Получен критерий электрического пробоя анизотропных многодолинных полупроводников. Подробно исследована зависимость поля пробоя электронного германия при низких температурах от ориентации электрического и магнитного полей и изменения характера этой зависимости с изменением концентрации примесных атомов.

Построена кинетическая теория ударной ионизации в анизотропных многодолинных полупроводниках. В наиболее интересном случае, когда $\tau_p, \tau_g, \tau^e \ll \tau_r$ (τ_p - внутридолинное время релаксации распределения носителей тока (электронов, дырок) по импульсам, а τ_g - по энергиям; τ^e и τ_r - соответственно время междолинной релаксации и рекомбинационное время жизни носителей тока), усредненная по всем долинам зоны проводимости вероятность рождения электронно-дырочной пары (вероятность ударной ионизации) электроном равна

$$\bar{w}_{in} = \sum_{\alpha=1}^{s_n} \bar{w}_{i\alpha} \left(\sum_{\beta=1}^{s_n} \frac{\bar{w}_{e\beta}}{\bar{w}_{e\alpha}} \right)^{-1}, \quad (1)$$

а усредненная по всем долинам зоны проводимости вероятность рекомбинации электрона равна

$$\bar{w}_{rn} = \sum_{\alpha=1}^{s_n} \bar{w}_{r\alpha} \left(\sum_{\beta=1}^{s_n} \frac{\bar{w}_{e\beta}}{\bar{w}_{e\alpha}} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь $\bar{w}_{i\alpha}$ - средняя вероятность рождения электронно-дырочной пары электроном α -долины, $\bar{w}_{r\alpha}$ - средняя вероятность рекомби-

нации электрона α -долины, $\bar{w}_{\alpha\beta}^e$ - средняя вероятность перехода электрона из α -долины в β -долину вследствие междолинного рассеяния, s_n - число долин в зоне проводимости. Вероятности $\bar{w}_{1\alpha}$, $\bar{w}_{1\alpha'}$, $\bar{w}_{\alpha\beta}^e$ выражаются через зависящие от напряженности электрического ($\vec{E}$) и магнитного ($\vec{H}$) полей функции распределения электронов в долинах, найденные путем решения кинетического уравнения.

Заменяя в (1) и (2) индекс "n" индексом "p", а индексы " α " и " β ", характеризующие номера долин зоны проводимости, соответственно индексами "a" и "b", характеризующими номера долин валентной зоны, получим соответствующие вероятности для дырок.

Критерий электрического пробоя (условие резкого возрастания плотности электрического тока) многодолинного полупроводника имеет вид

$$\frac{\bar{w}_{1n}(\vec{F}, \vec{H})}{\bar{w}_{1n}(\vec{F}, \vec{H})} + \frac{\bar{w}_{1p}(\vec{F}, \vec{H})}{\bar{w}_{1p}(\vec{F}, \vec{H})} = 1, \quad (3)$$

где $\vec{F}$ - критическое электрическое поле, при котором происходит пробой. Теория применима и для примесного пробоя.

В данной работе соотношения (1) - (3) использованы для анализа закономерностей низкотемпературного (гелиевые температуры) примесного пробоя электронного германия в следующих четырех случаях.

I. В постоянном электрическом поле $\vec{E}$ и перпендикулярном ему классически сильном магнитном поле $\vec{H}$ критическое поле $F \sim H$, а анизотропия пробоя характеризуется соотношением

$$F_{111}^{1\bar{1}0} : F_{001}^{110} : F_{1\bar{1}0}^{111} : F_{110}^{001} : F_{100}^{001} = 1 : 1,07 : 1,64 : 2,34 : 2,70 \quad (4)$$

(нижние индексы у F указывают направление электрического поля, верхние - направление магнитного поля относительно кристаллографических осей), если концентрация доноров $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а концентрация акцепторов $N_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, и соотношением

$$F_{111}^{1\bar{1}0} : F_{001}^{110} : F_{1\bar{1}0}^{111} : F_{110}^{001} : F_{100}^{001} = 1 : 1,07 : 0,98 : 1 : 0,80, \quad (5)$$

если $N_d = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Здесь и ниже при проведении численных расчетов отношение продольной и поперечной эффективных масс электрона принято равным 20,5, а отношение продольного и поперечного компонентов тензора времени релаксации распределения электронов по импульсам при температуре г-летки $T_0 = 4,2^\circ \text{ К}$ (при $T_0 = 4,2^\circ \text{ К}$ и $N_d + N_a \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ электроны рассеиваются в основном на акустических фоновых) принято равным 1,07.

II. В постоянном электрическом поле и параллельном ему сильном магнитном поле анизотропия пробы характеризуется соотношением

$$F_{110}^{110} : F_{111}^{111} : F_{100}^{100} = 1 : 1,65 : 2,46, \quad (6)$$

если $N_d = 10^{12} - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а степень компенсации образца $\eta = N_a/N_d = 0,01$ или $N_a = 10^{13} - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а $\eta = 0,1$, или $N_a = 5 \cdot 10^{13} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а $\eta = 0,5$, или $N_a = 8 \cdot 10^{13} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а $\eta = 0,8$, соотношением

$$F_{110}^{110} : F_{111}^{111} : F_{100}^{100} = 1 : 1,21 : 0,74, \quad (7)$$

если $N_d = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ или $N_d = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, и соотношением

$$F_{110}^{110} : F_{111}^{111} : F_{100}^{100} = 1 : 0,59 : 0,80, \quad (8)$$

если $N_d = 1,25 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ или $N_d = 1,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

III. В постоянном электрическом поле при $H = 0$ анизотропия пробы характеризуется соотношением

$$F_{100} : F_{110} : F_{111} = 1 : 1,36 : 3,62, \quad (9)$$

если $N_d = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ или $N_d = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, соотношением

$$F_{100} : F_{110} : F_{111} = 1 : 0,89 : 0,89, \quad (10)$$

если $N_d = 10^{12} - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а $\eta = 0,01$, или $N_d = 10^{13} - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а $\eta = 0,1$, или $N_d = 5 \cdot 10^{13} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а $\eta = 0,5$, или $N_d = 8 \cdot 10^{13} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а $\eta = 0,8$, и соотношением

$$F_{100} : F_{110} : F_{111} = 1 : 1,36 : 1, \quad (11)$$

если $N_d = 1,25 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ или $N_d = 1,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

IV. В переменном электрическом поле $\vec{E}(t) = \vec{E} \cos \omega t$ при $H = 0$ и $\omega \tau_p(T_j) \gg 1$ ($T_j = \hbar \omega_j / k$, где $\hbar$ - постоянная Планка, k - постоянная Больцмана, ω_j - частота фононов, в результате взаимодействия с которыми электроны переходят из одной долины в другую) критическое поле $F \sim \omega$, а анизотропия пробы характеризуется соотношением

$$F_{100} : F_{110} : F_{111} = 1 : 1,3 : 3,8, \quad (12)$$

если $N_d = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, и соотношением

$$F_{100} : F_{110} : F_{111} = 1 : 0,87 : 0,90, \quad (13)$$

если $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Зависимость критического поля F от направления $\vec{E}$ и $\vec{H}$ и изменение характера этой зависимости с изменением концентрации доноров и акцепторов определяют следующие факторы: 1) анизотропия эффективной массы и анизотропия рассеяния электронов; 2) в разных долинах электрическое и магнитное поля различным образом ориентированы относительно главных осей тензора обратной эффективной массы электронов и, следовательно, различны условия разогревания электронного газа; 3) перераспределение электронов между долинами, которое оказывается сравнительно слабым, если междолинные переходы электронов обусловлены рассеянием на примесных атомах (концентрация примесных атомов велика), и чрезвычайно резким, если междолинные переходы электронов обусловлены рассеянием на фононах (концентрация примесных атомов мала). Теория согласуется с имеющимися экспериментальными данными [1 - 4] (с данными, полученными в [4], согласие качественное). Детальные экспериментальные исследования анизотропии пробы, а также исследования пробы в высокочастотном электрическом поле не проводились.

Поступила в редакцию
22 июля 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. И. Заваришкая. Труды ФИАН, 37, 41 (1966).
2. В. Ф. Банная, Л. И. Веселова, Е. М. Гершензон, В. А. Чуенков. ФТП, 7, № 10, 1972 (1973); ФТП, 10, № 2, 338 (1976).
3. S. H. Koenig, R. D. Brown, W. Shillinger. Phys. Rev., 128, 1668 (1962).
4. Ю. А. Астров, А. А. Кастальский. ФТП, 5, № 7, 1257 (1971)