

- [9] Shin-ichi N., Yuuichi O., Takashi K. - Jap. J. of Appl. Phys., 1986, pt. 2, v. 25, N 6, p. 498.
- [10] Kobayashi K., Kawata S., Somyo A. at all. - Electron. Lett., 1985, v. 21, N 24, p. 1162-1163.
- [11] Елисеев П.Г. - Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 9, с. 1749-1769.

Поступило в Редакцию
26 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ДИОДЕ ШОТТКИ

В.В. Попов

В работах [1-3] предсказывается глобальная акустоэлектрическая неустойчивость в диоде Шоттки, содержащем пьезоэлектрик. Неустойчивость обусловлена модуляцией акустоэлектрической волной одновременно концентрации носителей у барьера Шоттки и падения напряжения на нем, в результате чего сдвиг фаз между током через барьер и падением напряжения оказывается больше $\pi/2$. Можно ожидать, что и волны другой природы, связанные с колебаниями концентрации носителей и потенциала, приведут к такому же эффекту. В данной работе рассматриваются волны пространственного заряда (ВПЗ). Существенным отличием и достоинством ВПЗ в сравнении с акустоэлектрическими волнами является их сильная связь с электрическими колебаниями, что должно приводить к большим инкрементам нарастания колебаний во времени при возникновении неустойчивости.

Рассмотрим одномерную задачу о слое полупроводника, содержащем на противоположных сторонах контакты омического и на барьере Шоттки. Толщина слоя равна α . На диод подано прямое смещающее напряжение $V_0 > 0$ от источника постоянной ЭДС, внутренним сопротивлением которого пренебрежем. Малосигнальная модель прохождения тока через барьер та же, что и в работах [1-3]. Электрическое поле и перенос электронов в полупроводнике описываются уравнениями Пуассона и непрерывности. Обозначим через E_0 значение постоянного (с учетом встроенного) электрического поля, существующего при прохождении постоянного тока, а через n_0 - соответствующую концентрацию носителей. Для упрощения будем считать что E_0 и n_0 не зависят от пространственной координаты. Пренебрегая диффузией, найдем дисперсионное уравнение для ВПЗ вне

барьера: $z = \rho_1(\omega + i)$, где $z = x + iy = qa$, q - волновое число, $\rho_1 = \frac{\Omega a}{v}$, $v = -\mu E_0$, μ - подвижность, Ω - максвелловская частота релаксации, ω - безразмерная (в единицах Ω) частота. Зависимость от времени выбрана в виде $e\chi\rho(-i\nu\Omega t)$.

Используем „электрические“ граничные условия работы [1] с добавлением условия равенства нулю малосигнальной напряженности электрического поля на омическом контакте [4]. В результате получаем уравнение, описывающее спектр колебаний ВПЗ в диоде

$$(iz + \rho_1)[(iz + 1)e^{-iz} - 1] + \rho_3 z^2(\rho_2 + e^{-iz}) = 0, \quad (1)$$

где $\rho_2 = \frac{W}{v}$, $\rho_3 = \frac{\delta}{a}$ - безразмерные параметры, δ - толщина барьера Шоттки, причем δ меньше длины свободного пробега носителей λ , а $a \gg \lambda$,

$$W = \sqrt{\frac{T}{2\pi m_0}} \exp \frac{-e\varphi}{T} \left(\exp \frac{eV_0}{T} - 1 \right),$$

$$0 < W \ll \sqrt{\frac{T}{2\pi m_0}}, \quad T - \text{температура в энергетических единицах,}$$

m_0 - эффективная масса электронов, $T \ll e\varphi$ - равновесная высота барьера. Отметим, что знаки ρ_1 и ρ_2 совпадают. Введем обозначение $\omega = \omega_1 + i\omega_2$. Система уравнений (1) и дисперсионного является комплексной и содержит 7 параметров, три из которых могут считаться независимыми, а остальные образуют четырехкомпонентную функцию трех переменных. Эта функция имеет бесконечное количество ветвей. Обоснуем последнее утверждение, полагая $x = 2\pi m + \varepsilon$, $m = \pm 1, \pm 2, \dots$, $|\varepsilon| \ll 1$, $\omega_2 \ll 1$, $|\rho_1| \ll 1$. Тогда, например, связь ρ_1, ρ_2, ρ_3 и ω_2 описывается уравнением, зависящим от m :

$$\rho_2 [1 + \rho_3(1 + \omega_2)] = \frac{1}{\rho_3} - 1 + 2\rho_1(1 + \omega_2)(1 + \rho_2) \left(\frac{\rho_2 \rho_3}{\pi m} - 1 \right). \quad (2)$$

Простое аналитическое исследование спектра также возможно, если $\text{Im} Z < 0$, $|\text{Im} Z| \gg 1$. В этом случае (1) преобразуется к виду

$$\rho_2 \rho_3 z^2 - iz - \rho_1 = 0, \quad \text{так что}$$

$$2\rho_2 \rho_3 y = 1, \quad x = \rho_1 \omega_1, \quad 2\rho_1 \rho_2 \rho_3 (1 + \omega_2) = 1, \quad (3)$$

$$\omega_1 = \pm \sqrt{1 - \omega_2^2}.$$

Ветви указанной функции в используемом приближении неразличимы. Из (3) следует, что ρ_1 и ρ_2 отрицательны. Неустойчивость существует при $\omega_2 = (2\rho_1 \rho_2 \rho_3)^{-1} - 1 > 0$, причем, если $\rho_1 \rho_2 \rho_3 > \frac{1}{4}$, нарастание тепловых флуктуаций полей во времени происходит осциллирующим образом с частотой $\omega_1 \neq 0$, а при $\rho_1 \rho_2 \rho_3 < \frac{1}{4}$ имеем

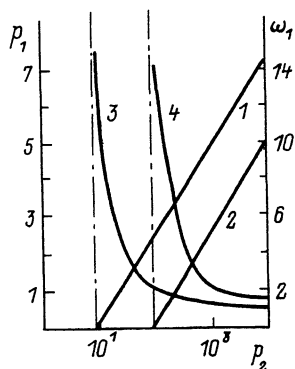


Рис. 1.

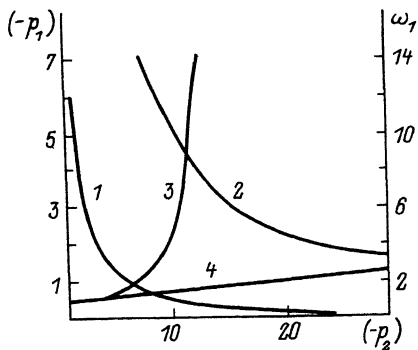


Рис. 2.

$\omega_1 = 0$, и нарастание происходит экспоненциально без осцилляций. Для оценок положим $a = 10^{-3}$ см, $|v| = 10^4$ см/с, $b = 10^{-5}$ см. Принимая $W = 10^5$ см/с, найдем $\Omega \sim \frac{v^2}{bW} \sim 10^8$ с $^{-1}$. Если $\mu = 3000$ см 2 /В·с, то концентрация носителей n_0 должна составлять $n_0 \sim \frac{\Omega}{e\mu} \sim 10^{12}$ см $^{-3}$. Величина напряженности постоянного поля в объеме $E_0 = 3$ В/см. При таком значении E_0 падение напряжения на длине a составляет $\Delta V \sim 3 \cdot 10^{-3}$ В, так что $e\Delta V$ оказывается малым в сравнении с T . На рис. 1 и 2 изображены кривые $p_1 = f(p_2)$, соответствующие одной ветви спектра для $-2\pi \leq x < 0$, $\omega_2 = 0$, $p_3 = 0.1$ (линии помечены цифрой 1) и для $p_3 = 0.01$ (помечены цифрой 2). Область неустойчивости $\omega_2 > 0$ заключена между кривой (например, с номером 1) и осью абсцисс. Аналитическому решению (2) с $m = -1$ отвечают на рис. 1 малые окрестности точек пересечения линий 1 или 2 с осью p_2 , а решению (3) соответствует на рис. 2 область больших отрицательных значений p_1 . Линии 3 и 4 на рисунках изображают зависимость $\omega_1(p_2)$ при $\omega_2 = 0$, $-2\pi \leq x < 0$ для $p_3 = 0.1$ и $p_3 = 0.001$ соответственно.

Л и т е р а т у р а

- [1] Летник Д.А., Попов В.В. - ФТП, 1982, т. 16, № 10, с. 1865-1867.
- [2] Летник Д.А., Попов В.В. - ФТП, 1985, т. 19, № 7, с. 1298-1300.
- [3] Letnik D.A., Popov V.V. - Proc. ISSWAS, Novosibirsk, 1986, July 1-4, v. II, p. 152-154.
- [4] Барыбин А.А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М.: Наука, 1986, 287 с.

Институт математики
АН Киргизской ССР

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.