

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА (ВАХ) ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Джабер А. М.,¹ Качлишвили З. С.

В работе [1] была исследована ВАХ невырожденных полупроводников для теплых и умеренно нагретых электронов. Вычисления были проведены с помощью исправленной теории Лэкса [2, 3]. Проведено сравнение с экспериментом [4] и определено значение критического электрического поля, при котором начинается отклонение от закона Ома.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования ВАХ в области сильных полей (пробивные и запробивные поля). Конкретные вычисления проведены для условий эксперимента [4]: сверхчистый *n*-Ge, $T=9.62$ К. Согласно оценкам [5], в этих условиях основным механизмом рассеяния является рассеяние энергии и импульса на акустических фононах.

Пренебрегая процессом ударной рекомбинации, из условия стационарности концентрации свободных носителей заряда получаем

$$n = B \left[1 + \left(1 + \frac{D}{B^2} \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где

$$B \equiv \frac{A_I(N_d - N_a) - A_T - B_T N_a}{2(A_I + B_T)}, \quad D \equiv \frac{A_T(N_d - N_a)}{(A_I + B_T)}, \quad (2)$$

A_I , A_T , B_T — коэффициенты ударной и тепловой ионизации и теплового захвата соответственно; A_T выражается с помощью коэффициента теплового захвата в отсутствие электрического поля в соответствии с принципом детального равновесия; N_d , N_a — концентрации доноров и акцепторов.

Как показывают оценки, в области сильных полей $\alpha \equiv (3\pi/16) (\mu_0 E/s)^2 \gg 1$ (где μ_0 — подвижность в слабом поле, E — напряженность электрического поля и s — скорость звука) до определенного значения электрического поля выполняется условие «высоких» температур и, следовательно, при вычислениях можно пользоваться функцией распределения Давыдова. Однако при более сильных полях невозможно пользоваться однозначно приближениями «высоких» и «низких» температур.

Для таких полей при вычислении коэффициентов тепловой рекомбинации и ударной ионизации проводится деление энергии на следующие интервалы: от нуля до $X_{кр}/n_0$ (число $n_0 > 1$) и от $X_{кр}$ до бесконечности, где $X_{кр} = kT/2ms^2$.

В первом интервале энергии усреднение проводится с помощью функции Давыдова, во втором — функции Стреттона. Число n_0 выбирается при машинном счете. Оказалось, что результаты для $n_0 = 2$ и 3 почти не различаются. Коэффициент рекомбинации вычисляется с помощью выражения для сечения захвата [2, 3]

$$\sigma_T(\chi) = \frac{1}{3} A^0 \frac{\sigma_1}{\gamma^4} \frac{\left(1 - e^{-\frac{\chi + a_0}{s}} \right)}{\chi (\chi + a_0)^3}, \quad (3)$$

$$a_0 = \frac{\delta_0}{\gamma}, \quad \sigma_1 = 2.13 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2.$$

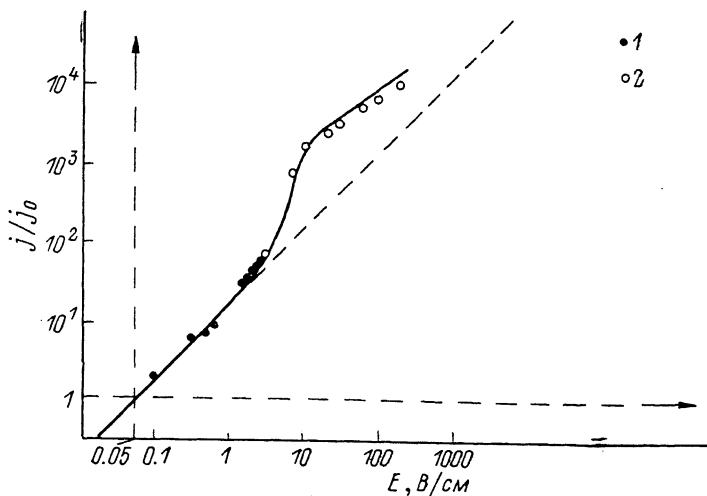
¹ Постоянный адрес: Триполи, Ливия

где величина δ_0 играет роль энергии связи. $\gamma = 2kT/mv^2$, $\chi = \varepsilon/kT$ (ε — кинетическая энергия электрона, m — его эффективная масса).

При вычислении коэффициента ударной ионизации пользуемся выражением для сечения ионизации [8]

$$\sigma_I(\chi) = 2.66\tau_{01} \frac{(\chi - I)}{\chi^2} \ln\left(\frac{1.25\chi}{I}\right), \quad \sigma_1 = 5.03 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2, \quad (4)$$

где $I = \varepsilon_i/kT$ (ε_i — энергия ионизации, kT — тепловая энергия).



Зависимости нормированной плотности тока j/j_0 от напряженности электрического поля E . $T=9.62$ К, n -Ge, № 45-2а [4]. Сплошная кривая — экспериментальная, штриховая — закон Ома. 1, 2 — теория для теплых ($\alpha \ll 1$) (1) и сильно разогретых ($\alpha \gg 1$) (2) электронов.

Результаты, полученные на ЭВМ, представлены на рисунке. Здесь же приводятся теоретические значения, полученные в [1] для теплых ($\alpha \ll 1$) и умеренно разогретых ($\alpha \sim 1$) электронов. Как видно из рисунка, только последние три точки отклоняются от экспериментальных на $\approx 2.5\%$. Очевидно, что представленная теоретическая схема хорошо описывает экспериментальные результаты работы [4].

Список литературы

- [1] Джабер А. М., Качлишвили З. С. // Тр. Тбилис. ун-та. Сер. физ. 1988. Т. 282. В. 26.
- [2] Абакумов В. Н., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 2 (8). С. 557—664.
- [3] Гегечкори Т. О., Джакели В. Г., Качлишвили З. С. // Сообщ. АН ГССР. 1981. Т. 103. В. 3. С. 565—567.
- [4] Koenig S. H., Brown R. D., Schillinger W. // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 4. P. 1668—1696.
- [5] Качлишвили З. С. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 4. С. 580—584.
- [6] Качлишвили З. С., Хизанишвили Э. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1507—1509.

Тбилисский
государственный университет

Получено 23.01.1989
Принято к печати 17.03.1989

ФТП, том 23, вып. 8, 1989

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ИНВЕРСИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА

Дорин В. А., Лаврентьев А. А., Савицкий О. Г.

Флуктуации тока в структуре селенид кадмия—селен связаны с термополе-вой ионизацией глубоких примесных центров при ее электрическом смещении в обратном направлении, большем порогового напряжения. При указанных