

. Остающиеся небольшие расхождения между теорией и экспериментом можно устранить, если при расчетах влияние зазоров учитывать не только как отсутствие в них фотогенерации носителей, а рассматривать и обусловленное ими ослабление полей рассеяния вследствие уменьшения в них диэлектрической проницаемости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [2] Винокуров Л. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1986—1993.
- [3] Milton A. F. // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 16. N 7. P. 285—287.
- [4] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2319—2327.
- [5] Фукс Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 9. С. 1679—1700.

Институт радиотехники и электроники
РАН
Москва

Получено 19.09.1991
Принята к печати 5.12.1991

ФТП, том 26, вып. 4, 1992

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ НА ПРОВОДИМОСТЬ СВЕРХРЕШЕТКИ В НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Крючков С. В., Сыродоев Г. А.

Высокочастотная (ВЧ) проводимость полупроводниковой сверхрешетки (СР) исследовалась в ряде работ (см., например, [1] и ссылки к ней). Были предсказаны эффекты самоиндуцированной прозрачности [2] и абсолютной отрицательной проводимости [3]. Однако во всех этих работах предполагалось, что концентрация носителей в минизоне проводимости n не зависит от величины напряженности ВЧ электрического поля. Кроме того, само поле предполагалось монохроматическим: $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$, $E_0 \parallel OX$ — ось СР.

Вместе с тем, согласно [4], следует ожидать, что достаточно сильное электрическое поле будет вызывать ионизацию примесных центров даже при $\omega \ll V_0$ (V_0 — глубина залегающей примеси, $\hbar = 1$), изменяя тем самым концентрацию носителей тока. Немонохроматичность реального поля сводится не только к конечной ширине спектра излучения $\Delta\omega$ ($\Delta\omega \ll \omega$), но и к флуктуациям интенсивности ВЧ поля, что должно приводить к увеличению вероятности ионизации [5].

В настоящем сообщении предпринята попытка количественного учета процессов ионизации примесей на проводимость СР в немонохроматическом поле. Будем считать, что немонохроматическое поле удовлетворяет соотношению

$$\Delta\omega t_0 \ll 1 \quad (1)$$

(t_0 — так называемое «время туннелирования» электрона с примесного уровня в минизону проводимости). В этом случае флуктуации интенсивности имеют квазистатический характер и можно пренебречь затуханием корреляционных функций поля [5, 6]. При этом можно вычислить плотность электрического тока для монохроматического поля с заданным значением амплитуды E_0 , усреднив окончательное выражение по флуктуациям E_0 .

Будем исходно из классического кинетического уравнения в модельном интегралом столкновений в форме Батнагара—Гросса—Крука, так как именно такой член столкновений адекватно описывает ситуацию, при которой число носителей в минизоне отличается от равновесного значения. В правой части данного уравнения мы запишем также член генерации неравновесных носителей, соответствующий процессу ионизации примесных центров. Кроме того, учитываем процессы рекомбинации; для простоты ограничимся случаем постоянной частоты рекомбинации ν_r [8].

Таким образом,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE(t) \frac{\partial f}{\partial p_x} = -\nu \left(f - \frac{n}{n_0} f_0 \right) + G(p) - \nu_r (f - f_0). \quad (2)$$

Здесь f_0 — равновесная функция распределения, $G(p)$ задает число переходов электронов в единицу времени с примесных центров единицы объема в состояние с квазиимпульсом p ; эта величина определяется вероятностью ионизации примесного центра и при $E=0$ $G(p)=0$.

Выполняя суммирование по p в обеих частях уравнения (2), получаем следующее уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \sum_p G(p) - \nu_r (n - n_0). \quad (3)$$

В стационарном режиме из (3) следует, что полное (эффективное) число носителей в минизоне задается следующим соотношением:

$$n = n_0 + \nu_r^{-1} \sum_p G(p). \quad (4)$$

Именно эта величина n определяет ВЧ проводимость СР с учетом процессов ионизации. Подставляя (4) в (2) и проделывая соответствующие выкладки, получаем выражение для плотности тока в виде разложения в ряд Фурье

$$j_x = \sum_{k=-\infty}^{\infty} f_x^{(k)} \exp(ik\omega t), \quad (5)$$

где фурье-компонента $f_x^{(k)}$ имеет вид

$$f_x^{(k)} = \frac{j_0 n}{2n_0} \sum_{s=-\infty}^{\infty} [1 - (-1)^k] \frac{J_s(a) J_{k+s}(a)}{s\omega\nu^{-1} + 1}, \quad (6)$$

$$j_0 = \frac{\sigma_0 \nu}{ed}, \quad \sigma_0 = e^2 n_0 \Delta d^2 \nu^{-1} I_1 / I_0, \quad a = \frac{eE_0 d}{\omega} = \frac{\omega_{st}}{\omega}, \quad (7)$$

где $I_k = I_k(\Delta/k_0 T)$ — модифицированная функция Бесселя, Δ — полуширина минизоны.

Наиболее просто выглядит первая гармоника диссипативной составляющей плотности тока в приближении $\omega \gg \nu$:

$$j_x^{(1)} = \sigma(\omega) E_0 \cos(\omega t), \quad (8)$$

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{n}{n_0} \left(\frac{\nu}{\omega} \right)^2 \left\{ \frac{2}{a^2} [1 - J_0^2(a)] \right\}. \quad (9)$$

Эффективная концентрация носителей n может быть выражена через вероятность ионизации примесного центра W , вычисленную в [7]:

$$n = n_0(1 + N\nu_r^{-1}W/(n_0t_0)). \quad (10)$$

Здесь

$$W = \exp(-Q), \quad (11)$$

$$Q = \frac{2V_0}{\omega} \left[(1 + \delta) x_0 - \delta \int_0^{x_0} \operatorname{ch}(a \operatorname{sh}(x)) dx \right], \quad (12)$$

$$x_0 = \operatorname{Arsh} \left\{ a^{-1} \operatorname{Arsh} \left[\frac{(2\delta + 1)^{1/2}}{\delta} \right] \right\}, \quad \delta = \Delta/V_0. \quad (13)$$

Выражение (8) для $j_x^{(1)}$ следует теперь усреднить по флуктуациям E_0 . Предполагая, что распределение вероятности данного значения E_0 описывается известным распределением для теплового источника [5, 6], запишем усредненное по флуктуациям интенсивности выражение для плотности тока

$$\langle j_x^{(1)} \rangle = \frac{2}{\langle E^2 \rangle} \int_0^\infty j_x^{(1)}(E_0) \exp(-E_0^2/\langle E^2 \rangle) E_0 dE_0. \quad (14)$$

Здесь $\langle E^2 \rangle = \frac{8\pi\omega}{c} \langle F \rangle$, $\langle F \rangle$ — среднее значение интенсивности переменного поля.

Подставляя (8) в (14), получим

$$\langle j_x^{(1)} \rangle = j_0 \Phi \cos(\omega t), \quad (15)$$

$$\Phi = \frac{2(\pi\alpha)^{1/2}\nu}{\omega} \left[\psi_1(\alpha) + \frac{N}{n_0} (\omega\nu_r^{-1}) \psi_2(\alpha) \right],$$

где введены следующие обозначения:

$$\psi_1(\alpha) = -1 - 2(\alpha/\pi)^{1/2} \int_0^{\infty} J_0^2(x) \exp(-\alpha x^2) dx, \quad (16)$$

$$\psi_2(\alpha) = 2(\alpha/\pi)^{1/2} \int_0^{\infty} \frac{W}{x_0} \{1 - J_0^2(x)\} \exp(-\alpha x^2) dx, \quad (17)$$

$$\alpha = \left(\frac{\omega}{ed}\right)^2 \frac{1}{\langle E^2 \rangle} = \frac{\omega^2}{\langle \omega_{st}^2 \rangle}. \quad (18)$$

Интеграл в формуле (16) выражается через обобщенный гипергеометрический ряд ${}_2F_2$ следующим образом:

$$\begin{aligned} B &= \int_0^{\infty} J_0^2 \exp(-\alpha x^2) dx = \frac{1}{2}(\alpha/\pi)^{1/2} {}_2F_2(1/2, 1/2; 1, 1; -1/\alpha) = \\ &= (4\pi\alpha)^{-1/2} \sum_{k=0}^{\infty} [\Gamma(k+1/2)]^2 (-1)^k (k!)^{-3} \alpha^{-k}. \end{aligned} \quad (19)$$

В частности, при $\alpha \gg 1$

$${}_2F_2(1/2, 1/2; 1, 1; -1/\alpha) = 1 \text{ и } B = (\pi/4\alpha)^{1/2}. \quad (20)$$

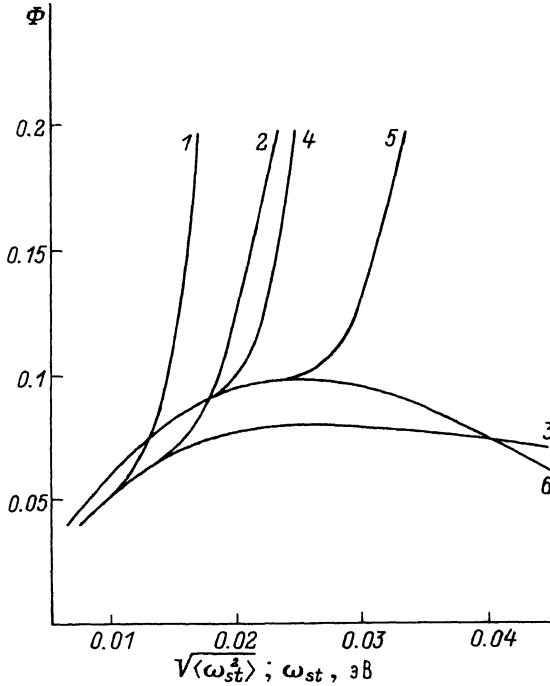
Этот результат очевиден заранее, так как при $\alpha \gg 1$ в B дают вклад в основном такие значения x , для которых

$$x < \alpha^{-1} \ll 1 \text{ и } J_0(x) \approx 1. \quad (21)$$

Интеграл в (17) в квазиклассической ситуации может быть вычислен по методу перевала, при этом получается достаточно громоздкое выражение. Гораздо удобнее табулировать интегралы (16) и (17) численно, используя их первоначальные определения.

На рисунке представлены графики зависимости Φ в немонохроматическом поле (1—3) от $\langle \omega_{st}^2 \rangle$ и в монохроматическом поле (4—6) от $\omega_{st}^2 = \langle \omega_{st}^2 \rangle$. Глубины залеганий примеси для кривых (1, 4) равны между собой и по величине меньше, чем глубины для кривых (2, 5), которые также равны друг другу. Кривые 3 и 6 соответствуют случаю $N=0$. Из графиков видно, что учет процессов ионизации примесей приводит к экспоненциальному росту плотности тока в области сильных полей; получается типичная N -образная ВАХ. Усреднение по флуктуациям E_0 в области малых значений $\langle E^2 \rangle$ (в этом случае ионизация маловероятна) приводит к уменьшению $\langle j_x^{(1)} \rangle$ по сравнению с $j_x^{(1)}$. При достаточно больших значениях $\langle E^2 \rangle$ немонохроматическое поле увеличивает вероятность ионизации, что в свою очередь приводит к более сильному росту $\langle j_x^{(1)} \rangle$, чем $j_x^{(1)}$.

Благодарим Ф. Г. Басса за обсуждение работы и полезные замечания.



Зависимости Φ от $\{(\omega_{st}^2)\}^{1/2}$ для немонахроматического поля (1—3) и Φ от $\omega_{st} = \{(\omega_{st})\}^{1/2}$ для монотхроматического поля (4—6).

$N, \text{ см}^{-3}$: 1— 10^{16} , 2— 10^{16} , 3—0, 4— 10^{16} , 5— 10^{16} , 6—0. $V_0, \text{ эВ}$: 1—0, 2—0.12, 4—0.1, 5—0.12. Другие параметры: $d=123 \text{ \AA}$, $\Delta=0.05 \text{ эВ}$, $\omega=0.15 \text{ эВ}$, $\omega/\nu=10$, $\nu_r=10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\rho_0=10^{15} \text{ см}^{-3}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bass F. G., Tetervov A. P. // Phys. Reports. 1986. V. 140. N 5. P. 237.
- [2] Ignatov A. A., Romanov Yu. A. // Phys. St. Sol. (b). 1976. V. 73. P. 327—331.
- [3] Игнатов А. А., Романов Ю. А. // Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1978. Т. 21. В. 1. С. 132.
- [4] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. В. 5(11). С. 1945—1957.
- [5] Далоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М., 1989. 280 с.
- [6] Крайнов В. П., Тодиращку С. С. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. В. 1(7). С. 69—74.
- [7] Крючков С. В., Сыродоев Г. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 857—865.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. К теории фотоэлектродвижущей силы в полупроводниках // Ландау Л. В. Собрание трудов. Т. 1. С. 157—180.

Волгоградский педагогический институт

Получено 20.09.1991
Принято к печати 5.12.1991

ФТП, том 26, вып. 4, 1992

ПОЛОЖЕНИЕ И ЗАРЯДОВОЕ СОСТОЯНИЕ ПРИМЕСИ ЕВРОПИЯ В РЕШЕТКЕ СЕЛЕНИДА СВИНЦА

Громовой Ю. С., Пляцко С. В., Кадышев С. К.

Возможность практического использования узкощелевых полупроводниковых соединений $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$ в качестве приемников, источников ИК излучения, а также