

О ЧАСТОТНЫХ СВОЙСТВАХ ИЗОТИПНОГО КОНТАКТА К ВЫСОКООМНОМУ ПОЛУПРОВОДНИКУ

Блохин И. К., Рахубовский А. А., Холоднов В. А.

Методами малосигнального численного анализа при различных частотах внешнего воздействия вычислены пространственные распределения электрического поля, концентрации носителей и плотности объемного заряда в изотипном контакте к высокоомному легированному полупроводнику, т. е. в области пространственного заряда полупроводниковой резисторной структуры с базой на основе высокоомного легированного полупроводника. Выяснено, что перезарядка примесей в контакте существенна при частотах, как правило, на несколько порядков превышающих общепринятые. Проведена физическая интерпретация полученных в работе результатов. Предложена простая формула для минимальной частоты, обратная величина которой определяет верхнюю границу характерных времен. При этих временах анализ нестационарных процессов можно проводить без учета перезарядки примесей в контакте. Полученные результаты допускают обобщения на анизотипные контакты.

Контактные явления существенно влияют на электрические и фотоэлектрические характеристики полупроводниковых резисторных структур (ПРС), т. е. $p^+ - p - p^+$ или $n^+ - n - n^+$ -структур, с высокоомной p - или n -областью (базой) на основе легированного полупроводника [1-3].

В данной работе методами малосигнального численного анализа показано, что минимальная частота внешнего воздействия ω_{\min} , при которой перезарядка примесей в контакте ПРС с высокоомной базой, т. е. в области пространственного заряда (ОПЗ) $p^+ - p$ - или $n^+ - n$ -перехода, несущественна, может на несколько порядков превышать значение ω_{\min} , приведенное в [2, 3]. Если частота внешнего возмущения $\omega < \omega_{\min}$, то при анализе частотных характеристик ПРС с высокоомной базой на основе легированного полупроводника необходимо учитывать перезарядку примесей в ОПЗ.

Рассмотрим для определенности $p^+ - p - p^+$ -структуру. В ее базе концентрация акцепторов N на несколько порядков превосходит концентрацию «мелких» остаточных, полностью ионизированных доноров N_D [4]. Свободные дырки генерируются с нейтральных и захватываются на минус-однозарядные акцепторы (ловушки) [2-4] с концентрациями N_0 и $N_- = N - N_0$ соответственно. Концентрация ловушек связана с концентрацией свободных дырок $p(x, t)$ уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} N_-(x, t) = \nu N - [\nu + \alpha_p p(x, t)] N_-(x, t), \quad (1)$$

где ν — частота генерации свободных дырок, а α_p — коэффициент их захвата на ловушки. Распределение электрического поля $E^p(x, t)$ определяется уравнением

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial x} E(x, t) = \rho(x, t) \equiv e [p(x, t) + N_D - N_-(x, t) - N_k(x)], \quad (2)$$

где $\epsilon \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость, N_k — концентрация мелких ионизированных акцепторов. В базе ($0 < x < W$; рис. 1, а) $N_k = 0$, в p^+ -областях ($-W_k < x < 0$ и $W < x < W + W_k$; рис. 1, а) $N_k \gg N$. Пусть к ПРС приложены постоянное

$$V_0 = \int_{-W_k}^{W+W_k} E_0(x) dx \quad (3)$$

и малое гармонически модулированное

$$\delta V = \delta V_0 \cos(\omega t + \varphi) = \int_{-W_k}^{W+W_k} \delta E(x, t; \omega) dx \quad (4)$$

напряжения. Линеаризуя выражение для плотности тока

$$J = e\mu_p p(x, t) E(x, t) - eD_p \frac{\partial}{\partial x} p(x, t) + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} E(x, t) \quad (5)$$

и уравнения (1), (2), получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta N_-(x, t; \omega) + [\nu + \alpha_p p_0(x)] \delta N_-(x, t; \omega) + \alpha_p N_0^-(x) \delta p(x, t; \omega) = 0, \quad (6)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial x} \delta E(x, t; \omega) + e [\delta N_-(x, t; \omega) - \delta p(x, t; \omega)] = 0, \quad (7)$$

$$\delta J(t; \omega) = e\mu_p [E_0(x) \delta p(x, t; \omega) + p_0(x) \delta E(x, t; \omega)] - eD_p \frac{\partial}{\partial x} \delta p + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \delta E, \quad (8)$$

где μ_p и D_p — подвижность и коэффициент диффузии дырок, а стационарные распределения $p_0(x)$, $E_0(x)$ и $N_0^-(x)$ определяются уравнениями (1)–(4) при $\partial N_- / \partial t = \partial E / \partial t = 0$. Граничные условия при решении системы уравнений (1)–(8) ставились в глубине p^+ -областей вне ОПЗ (вблизи $x = -W_k$ и $x = W + W_k$), где с высокой точностью сохраняется электронейтральность, т. е. $\partial E_0 / \partial x = \partial \delta E / \partial x = 0$.

Фаза напряжения φ выбиралась такой, что $\delta J = \delta J_0 \sin \omega t$. При расчетах использованы типичные для высокоэффективных примесных Si-фоторезисторов (ФР) значения параметров [1]: $W = 110$ мкм, $T = 15$ К, $\varepsilon = 12$, $N = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $N_D = 1.4 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $\mu_p = 2 \cdot 10^4$ см 2 /В·с, концентрация дырок в глубине базы ФР $p_0 = 10^6$ см $^{-3}$, $\alpha_p = 5 \cdot 10^{-6}$ см 3 /с, $\nu = 3.5 \cdot 10^{-4}$ с $^{-1}$.

На рис. 1, б представлено распределение поля $E_0(x)$ при $V_0 = E_D W / 4$, где $E_D = kT / e l_D$ и $l_D = \sqrt{\varepsilon_0 kT / e^2 N_D}$ — поле и длина Дебая. На этом рис. 1 выделены четыре (I–IV) характерные области [3]. В области I стационарный заряд формируется в основном свободными дырками, т. е. $N_0^-(x)$, $N_D \ll p_0(x)$, в II — донорами, т. е. $p_0(x)$, $N_0^-(x) \ll N_D$, а поэтому $\partial E_0 / \partial x \sim N_D$, в III происходит плавный переход от линейной зависимости $E_0(x)$ к постоянному значению $E_0 = E_D / 4$ в квазинейтральной области IV, в которой $(\varepsilon_0 / e) |\partial E_0 / \partial x| \ll N_0^-, N_D$. Аналитические оценки и численный расчет показывают, что протяженность области II $l_{II} \simeq l_D \sqrt{\ln(N_D / p_0)}$, а области III — $l_{III} \simeq (3 \div 4) l_D$, т. е. $l_{II} \simeq l_{III}$ (рис. 1, б).

На рис. 1, б, в представлены пространственные распределения δE и плотности объемного заряда δp в различные моменты времени при $\omega = 10 / \tau_1$, где $\tau_1 = 1 / \alpha_p p_0$ — время релаксации ловушек в толще базы ПРС [2, 3]. Видно, что $\delta E(x) \simeq \text{const}$ в II [2, 3], однако в III поле δE существенно неоднородно. Более того, в определенных временных интервалах δE немонотонно зависит от x в ОПЗ и даже меняет знак (рис. 1, б, кривая 3). Зависимость $\delta p(x, t)$ в ОПЗ также имеет немонотонный характер, причем если в I заряд $\delta p(t)$ «отслеживает» изменение тока $\delta J(t)$, то в III существует значительное запаздывание. Причины таких зависимостей $\delta E(x, t)$ и $\delta p(x, t)$ состоят в следующем. В области I $|\delta N_-(x)| \ll |\delta p(x)|$, т. е. δp обусловлена зарядом нестационарных свободных дырок, концентрация которых успевает подстраиваться под изменение тока [2, 3]. Амплитуда изменения $\delta E(t)$ минимальна вблизи p^+ -области, где амплитуда изменения $\delta p(t)$ максимальна (рис. 1, б, в).

В области II за счет резкого падения $|\delta p|$ и резкого роста $|\delta N_-|$ с увеличением x вклад в δp свободных и связанных зарядов оказывается примерно

одинаковым, причем вблизи I $|\delta\rho| > |\delta N_-|$, а вблизи III $|\delta\rho| < |\delta N_-|$. В рассматриваемой области $|\delta\rho|$ уже, а $|\delta N_-|$ еще не так велики, чтобы существенно экранировать поле, созданное нестационарным зарядом области I . В результате $|\delta\rho|$ мала и изменяется с ростом x гораздо медленнее, чем в областях I и II . Именно поэтому в масштабе рис. 1, б $\delta\delta E/\delta x \approx 0$ в области II .

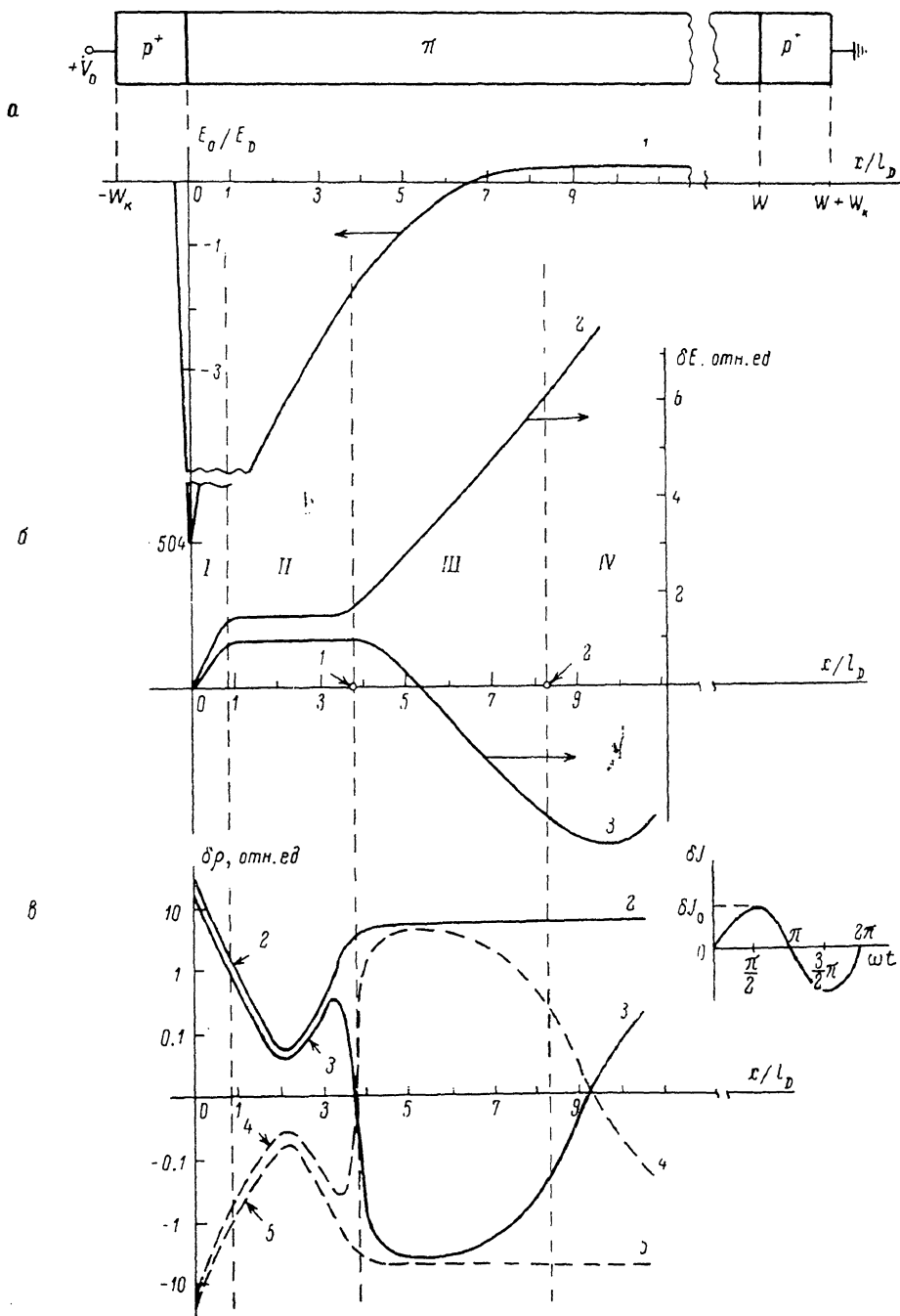


Рис. 1. Схема структуры (а) и зависимости от x полей E_0 , δE (б) и плотности заряда $\delta\rho$ (а). 1 — $E_0(x)$; ωt : 2 — $\pi/2$, 3 — 0, 4 — π , 5 — $3\pi/2$. На вставке — осциллограмма тока $\delta J(t)$.

В области III с большой точностью $\delta\rho = -e\delta N_-$, поэтому поведение $\delta E(x, t)$ здесь обусловлено процессами захвата и выброса нестационарных свободных дырок. В определенные интервалы времени, например при $\omega t = 0$, за счет выброса дырок с нейтральных акцепторов концентрация ловушек оказывается больше стационарного значения, т. е. $\delta\rho = -e\delta N_- < 0$; в то же время в I и II за счет

инжектированных дырок и их захвата на ловушки $\delta\rho > 0$ (рис. 1, в, кривая 3). При увеличении тока до δJ_0 при $\omega t = \pi/2$ происходит дополнительная инжекция дырок из p^+ -области в ОПЗ $p^+ - \pi$ -перехода. В результате в областях I и II $\delta\rho$ подрастает, а в области III за счет захвата инжектированных дырок на ловушки их концентрация уменьшается настолько, что $\delta\rho$ становится положительной и в III. Поэтому при $\omega t = \pi/2$ поле δE всюду в ОПЗ имеет одно направление и является растущей функцией x . При уменьшении тока до 0 при $\omega t = \pi$ проис-

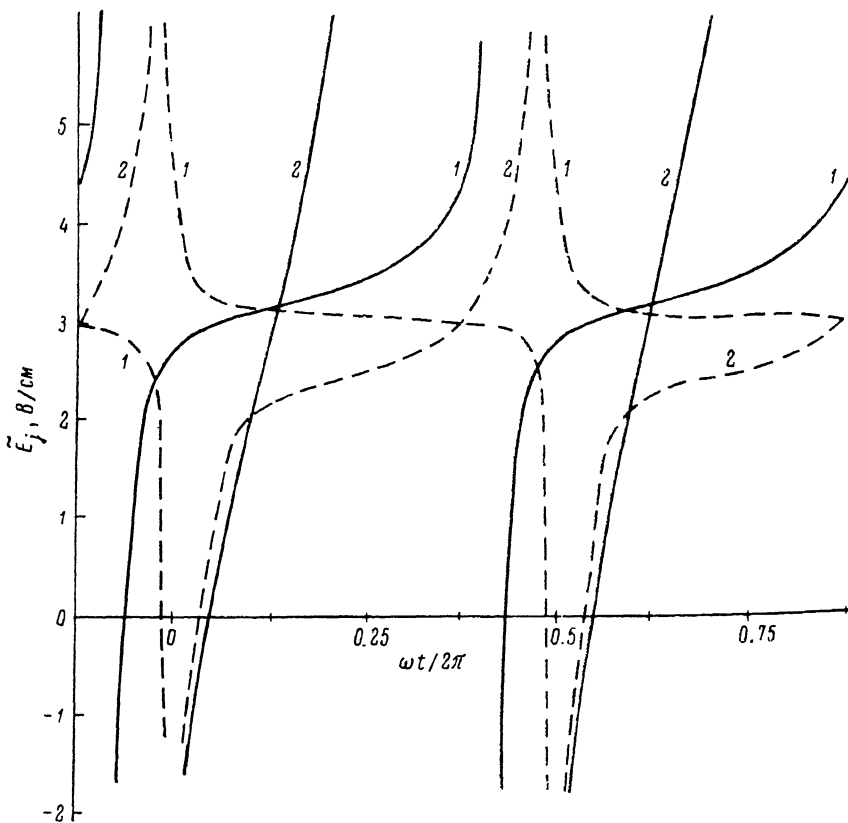


Рис. 2. Зависимость $\tilde{E}_j(t)$.

1, 2 соответствуют точкам 1, 2 на рис. 1, б. Сплошные кривые — $\omega\tau_1=10$, штриховые — $\omega\tau_1=100$.

ходит экстракция свободных дырок из I и II, из-за чего в этих областях при $\omega t = \pi$ заряд оказывается меньше стационарной величины, т. е. $\delta\rho < 0$. В то же время в большей части области III практически не успевают произойти выброс дырок с нейтральных акцепторов, а поэтому концентрация ловушек продолжает оставаться меньше стационарного значения. Другими словами, $\delta\rho$ в III продолжает оставаться положительной (рис. 1, в, кривая 4), а поэтому поле δE , как и при $\omega t = 0$, в некоторой точке ОПЗ изменяет свое направление. За следующую четверть периода в III происходит выброс дырок с нейтральных акцепторов. Поэтому при $\omega t = 3\pi/2$ всюду в ОПЗ $\delta\rho < 0$, а профиль $\delta E(x)$ определяется кривой 2 (рис. 1, б), зеркально отображенной от оси x .

В работе [2] при описании малосигнальных электрических и фотоэлектрических частотных характеристик ПРС с высокоомной легированной базой считалось, что при $\omega \gg \tau_1^{-1}$ в приграничной к ОПЗ части базы, т. е. где-то в слое между точками 2 и 3 (рис. 1, б), выполняется соотношение

$$\tilde{E}_j \equiv p_0(x) \frac{\delta E(x, t; \omega)}{\delta p(x, t; \omega)} = \text{const} \approx \frac{kT}{eL_{IIj}} \equiv E_i. \quad (9)$$

Вывод (9) в [2] основан на предположениях, что $l_{II} \gg l_{III}$ и при $\omega \gg \tau_1^{-1}$ ловушки в ОПЗ не успевают перезарядиться, в силу чего $\delta E(x, t; \omega)$ однородно в подавляющей части ОПЗ. Как мы выше показали, в рассматриваемых условиях $l_{II} \simeq l_{III}$ и при $\omega = 10 \tau_1^{-1}$ после δE в ОПЗ все еще существенно неоднородно за счет изменения заряда ловушек в III, из-за чего \bar{E}_j зависит от времени (рис. 2). Интересно, что \bar{E}_j зависит от t даже в точке I. Аналогичная ситуация реализуется в относительно большом диапазоне напряжений V_0 и частот. Заметим, что \bar{E}_j зависит также и от ω .

В [3] отмечалось, что неравенства $\omega \gg \tau_1^{-1}$ недостаточно для пренебрежения перезарядкой ловушек в ОПЗ. Согласно [3], для этого достаточно того, чтобы $\omega \gg \bar{\omega} \simeq (l_{II}/l_D) \tau_1^{-1}$. В рассматриваемых условиях $\bar{\omega} \simeq 3 \tau_1^{-1}$. Однако проведенный нами численный анализ показывает, что перезарядка существенна до частот $\omega = \omega_{\min} \simeq 10^3 \tau_1^{-1} \gg \bar{\omega}$. Этот результат можно получить из следующих соображений. При $\nu \ll \alpha_p p_0$ время релаксации ловушек $\tau(x) = 1/\alpha_p p_0(x)$ [2, 3] в ОПЗ резко падает от π -к p^+ -слою. Там, где $\omega \tau \ll 1$, ловушки перезаряжаются, где $\omega \tau \gg 1$ — нет. Правее точки x , в которой $|1 + i\omega \tau|_{p_0} = N_0^-$, выполняется неравенство $|\delta p| \ll |\delta N_-|$, левее же — $|\delta p| \gg |\delta N_-|$, т. е. перезарядка ловушек слабо влияет на профиль $\delta E(x)$. Поэтому при выполнении распределения Больцмана [2, 3] получим, что

$$\omega_{\min} \simeq \alpha_p \sqrt{N_D \bar{p}_0} = \sqrt{\frac{N_D}{\bar{p}_0}} \tau_1^{-1} \quad (10)$$

и превышает $\bar{\omega}$ в $\sqrt{(N_D/\bar{p}_0)/\ln(N_D/\bar{p}_0)}$ раз, что может составлять порядки величины.

Как показывают наши расчеты, во многих ситуациях перезарядка ловушек в ОПЗ примесного ФР [1] существенно влияет на его характеристики.

Картина еще более усложняется, если ФР работает в режиме ограничения фоном при неоднородной оптической генерации носителей [4].

Авторы глубоко признательны В. В. Осипову и Р. А. Сурису за детальное, стимулирующее дальнейшие исследования обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Sclar N. // Prog. Quant. Electron. 1984. V. 9. N 2. P. 149—257.
- [2] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 9. С. 1717—1728. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2319—2327.
- [3] Фукс Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 9. С. 1679—1700.
- [4] Блохин И. К., Холоднов В. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 294—299. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1925—1929.

Получена 2.07.1988
Принята к печати 19.05.1989