

УДК 621.315.592

ОБ ОТКАЗЕ ОТ «АДИАБАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ»
ПРИ РАСЧЕТЕ ШУМОВ S-ДИОДОВ

В. М. АРУТЮНЯН, Ф. В. ГАСПАРЯН, С. В. МЕЛКОНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 декабря 1983 г.)

Методом Ланжевена вычислена спектральная плотность шумов длинных p^+np^+ -диодных структур, база которых компенсирована однозарядными глубокими центрами. «Адиабатическое приближение» в расчетах не использовалось. Результаты расчета показывают, что на частотной зависимости спектральной плотности шума кроме обратной квадратичной зависимости ($S_V \sim \omega^{-2}$) возможно также появление области с зависимостью $S_V \sim \omega^{-4}$.

В наших предыдущих работах [1—3] проводились теоретические расчеты спектральной плотности шумов «длинных» p^+np^+ -структур из кремния, компенсированного глубокими однозарядными и двухзарядными акцепторными центрами. Вычисления проводились методом Ланжевена с использованием «адиабатического приближения» [4], предполагающего, что заряд глубоких центров не изменяется при флуктуациях концентрации электронов и дырок, т. е.

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \frac{\partial N_{2-}}{\partial t} = 0. \quad (1)$$

Здесь N_- и N_{2-} — концентрации однократно и двукратно отрицательно заряженных глубоких центров, t — время.

В настоящей работе вычисляется спектральная плотность шумов кремниевой p^+np^+ -структуры, базовая область которой компенсирована однозарядными рекомбинационными центрами, без использования «адиабатического приближения». Результаты настоящей работы позволяют более четко и ясно интерпретировать некоторые физические особенности генерационно-рекомбинационного (ГР) шума, а также некоторые особенности частотной зависимости полного шума вышеуказанных структур.

Основные уравнения, описывающие физические процессы и токопрохождение в одномерном случае и в дрейфовом приближении*, как обычно (см., например, [3, 5]), записываются в виде

$$j_n = eu_n nE - eh_n, \quad j_p = eu_p pE + eh_p, \quad (2)$$

* В исследуемых «длинных» структурах длина базы d обычно значительно больше диффузионной длины неосновных носителей тока, поэтому использование дрейфового приближения оправданно [6, 7].

$$\frac{\partial p}{\partial t} = R_p - \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} - r_p, \quad (3)$$

$$R_p = \omega_{10} p_1 (N - N_-) - \omega_{10} p N_-, \quad (4)$$

$$\frac{\varepsilon}{4\pi e} \frac{\partial E}{\partial x} = p - n + N_g - N_- = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \omega_{01} n (N - N_-) - \omega_{11} n_1 N_- + \omega_{10} p_1 (N - N_-) - \omega_{10} p N_- + r_1, \quad (6)$$

где h_n, h_p — источники диффузионного шума, r_p — источник ГР шума для дырок, r_1 описывает шум, обусловленный случайными изменениями концентрации N_- , $\omega_{10} = \langle v_p \sigma_p^- \rangle$, $\omega_{01} = \langle v_n \sigma_n^0 \rangle$ — коэффициенты захвата дырки и электрона на отрицательно заряженный акцепторный центр. Остальные обозначения обычные [3, 5].

В уравнения для токов (2) введем новую переменную

$$n_0 = \frac{j}{eu_n E} = n + \frac{p}{b} + \frac{h_p - h_n}{u_n E}. \quad (7)$$

Параметр n_0 обычно используется в теории двойной инжекции и характеризует уровень инжекции [5]. Определив концентрацию n из (7) и подставив ее выражение в уравнения (5) и (6), получим систему уравнений относительно концентрации дырок p . Линеаризуя и проведя фурье-анализ, из этих уравнений можно получить следующее выражение для переменной фурье-составляющей концентрации дырок

$$p_n = \left[\frac{i\omega}{K \omega_{01}} + M - \alpha \bar{n}_0 + 2\bar{p} \left(\frac{\alpha}{K} + \frac{1}{K^2} \right) \right]^{-1} \left[\frac{r_{1n}}{\omega_{01}} - \frac{h_{pn} - h_{nn}}{u_n \bar{E}} \left(\frac{i\omega}{\omega_{01}} + 2\bar{n}_0 + \alpha \bar{p} + \beta n_1 \right) + n_{0n} \left(\frac{i\omega}{\omega_{01}} + \beta n_1 + 2\bar{n}_0 + \alpha \bar{p} \right) \right]. \quad (8)$$

Здесь

$$b = \frac{u_n}{u_p}, \quad K = \frac{b}{1+b}, \quad \theta = \frac{\omega_{01}}{\omega_{10}}, \quad M = \frac{n_1 + p_1/\theta}{K} + N_g \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{b} \right) + \frac{N}{b},$$

$$\beta n_1 = N - N_g + n_1 + \frac{p_1}{\theta}, \quad \alpha = \frac{1}{\theta} - \frac{2+b}{b}, \quad \eta n_1^2 = \frac{p_1}{\theta} (N_g - N) + N_g n_1.$$

Как и в работе [4], рассмотрим шум в области токов

$$\frac{\eta n_1}{\beta} < \bar{n}_0 < \frac{M}{\alpha}, \quad (9)$$

которой соответствует область квадратичной зависимости тока j от напряжения V на участке статической ВАХ структуры до срыва. В области, ограниченной неравенством (9), выражение (8) упрощается и принимает вид

$$p_n = n_{0n} \frac{\beta n_1 1 + i\omega \tau_n'}{M 1 + i\omega \tau_p'} - \frac{h_{pn} - h_{nn}}{u_n \bar{E}} \frac{\beta n_1 1 + i\omega \tau_n'}{M 1 + i\omega \tau_p'} + \frac{r_{1n}}{\omega_{01} M} \frac{1}{1 + i\omega \tau_p'}, \quad (10)$$

где введены обозначения

$$\tau_n' = \frac{1}{\omega_{01} \beta n_1}, \quad \tau_p' = \frac{1}{\omega_{01} KM}$$

Величины τ_n' и τ_p' имеют размерность времени и, как выяснится в дальнейшем, они приблизительно равны соответственно τ_n и τ_p . Для вышеуказанных структур обычно легко выполняется условие $KM/\beta n_1 > 1$, т. е. $\tau_p' < \tau_n'$.

Далее, используя уравнения (5), (6) и выражение (10), из (4) получим следующее выражение для переменной фурье-составляющей R_p :

$$R_{pn} = \frac{h_{pn} - h_{nn} \beta n_1}{u_n \bar{E} \tau_p} \frac{1 + i\omega \tau_n'}{M (1 + i\omega \tau_p')} - \frac{r_{1n}}{\omega_{01} M \tau_p (1 + i\omega \tau_p')} - \frac{n_{0n} \beta n_1}{\tau_p} \frac{1 + i\omega \tau_n'}{M (1 + i\omega \tau_p')} \quad (11)$$

Для решения задачи нам необходимо найти переменную фурье-составляющую E_n напряженности электрического поля. Линеаризуя уравнение непрерывности (3) и воспользовавшись выражениями (10) и (11), можно получить дифференциальное уравнение для E_n . После этого, учитывая, что $\frac{dV_n}{dx} = E_n$ и на квадратичном участке ВАХ $E = \left(\frac{2^{\frac{3}{2}} j x}{e i n u_p \tau_p \eta n_1} \right)^{1/2}$ [8], для V_n получим уравнение

$$\left[1 + \sqrt{\frac{j a}{y}} \frac{i\omega (\tau_n' - \tau_p')}{1 + i\omega \tau_p'} \right] \frac{d^2 V_n}{dy^2} + \left[\frac{1}{2y} \frac{(1 + i\omega \tau_n')(1 + i\omega \tau_p)}{1 + i\omega \tau_p'} - \frac{\sqrt{j a}}{2y \sqrt{y}} \frac{i\omega (\tau_n' - \tau_p')}{1 + i\omega \tau_p'} \right] \frac{dV_n}{dy} = \Psi \quad (12)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$y = \frac{x}{d}, \quad j a = \frac{\beta \tau_p j}{2 e b d \eta n_1}$$

$$\Psi = \frac{M d^2}{u_p \eta n_1^2} \left\{ \frac{1}{d} \frac{\partial h_{pn}}{\partial y} - \frac{K \tau_p'}{\tau_n'} \frac{(1 + i\omega \tau_p) (1 + i\omega \tau_n')}{1 + i\omega \tau_p} \frac{h_{pn} - h_{nn}}{u_n \tau_p \bar{E}} - \frac{K \tau_p'}{\tau_n b d} \frac{1 + i\omega \tau_n'}{1 + i\omega \tau_p} \frac{\partial}{\partial y} (h_{pn} - h_{nn}) + r_{pn} + \frac{K \tau_p'}{\tau_p} \frac{1 + i\omega \tau_p}{1 + i\omega \tau_p} r_{1n} + \frac{u_p}{d} \frac{K \tau_p'}{1 + i\omega \tau_p} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{E} r_{1n}) \right\}$$

Решая дифференциальное уравнение (12) с граничными условиями $V_n \Big|_{y=0} = \frac{\partial V_n}{\partial y} \Big|_{y=1} = 0$ [4], находим V_n . Далее, в соответствии с известной методикой расчета спектральной плотности шума (см., например, [3-5]) окончательно получаем выражение для полной спектральной плотности шума в виде

$$S_V(\omega) = 4k_B T \frac{V_a}{I_a} + \frac{S_V^0}{1 + (\omega \tau_n')^2} \left(\frac{L_p}{d} \right)^2 \left[\frac{\tau_p}{\tau_n} \delta_1 + 2 \sqrt{j a} \left(1 - \frac{\delta_1 \tau_p}{b \tau_n} \frac{1 - (\omega \tau_n')^2}{1 + (\omega \tau_p)^2} \right) \right] +$$

$$+ \frac{S_V^0 \sqrt{j_a}}{1 + (\omega \tau_n')^2} \left[\frac{1}{5} - \frac{2}{5} \delta_0 (1 - \delta_0) + \frac{\delta_0 \sqrt{j_a}}{1 + (\omega \tau_p')^2} \left(1 - 2\delta_0 + \frac{8}{5} \delta_0 \sqrt{j_a} \right) \right]. \quad (13)$$

Здесь

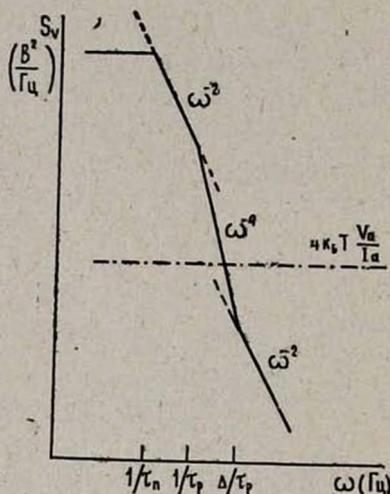
$$L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}, \quad \delta_1 = 1 - \frac{\beta n_1}{bM}, \quad \delta_0 = \frac{N}{N_g}, \quad I_a = Sj,$$

$$V_a = \frac{2}{3} d\bar{E}(d), \quad S_V^0 = \frac{16Md^3}{S\tau_p \eta n_1^2 u_p^2}.$$

При выводе (13) использовалось также условие $\tau_p' \approx \tau_p = \text{const}$ [7].

Первые два слагаемых в правой части (13) описывают тепловой шум, а третье — ГР шум. Если сравнить выражение (13) с аналогичным выражением работы [1], то легко видеть, что отказ от «адиабатического приближения» приводит к появлению в выражении для $S_V(\omega)$ новых дополнительных частотных зависимостей — $[1 + (\omega \tau_n')^2][1 + (\omega \tau_p')^2]$.

Рассмотрим качественный ход зависимости $S_V(\omega)$ (см. рисунок). Заметим, что второе слагаемое теплового шума в формуле (13) обычно до-



Качественная зависимость спектральной плотности шума от частоты. Возможный уровень теплового шума $4k_B T V_a / I_a$ показан штрих-пунктирной линией, уровень ГР шума — сплошной.

статочно мало по сравнению с $4k_B T V_a / I_a$, так что без существенной ошибки тепловой шум в основном можно характеризовать членом $4k_B T V_a / I_a$. Частотную зависимость ГР шума удобно представить в виде (приняв $\tau_n' = \tau_n$, $\tau_p' = \tau_p$)

$$S_V^{\text{ГР}} = \frac{A}{1 + (\omega \tau_n)^2} + \frac{B}{[1 + (\omega \tau_n)^2][1 + (\omega \tau_p)^2]}. \quad (14)$$

При сравнении полученной зависимости $S_V^{\text{ГР}}(\omega)$ с аналогичной зависимостью в случае, когда задача решается с использованием «адиабатического приближения» [1], обнаруживаются следующие интересные особенности.

1) В зависимости $S_V(\omega)$ возможно появление области с более крутым спадом ($S_V \sim \omega^{-4}$), причем эта область, характеризуемая параметром $\Delta = \sqrt{|(B - A)/A|}$, зависит как от тока через структуру (от режи-

ма работы), так и от параметров полупроводника и глубоких компенсирующих центров. Отметим, что в диапазоне токов (9) может выполняться как условие $\Delta < 1$, так и условие $\Delta \geq 1$. В случае, когда $\Delta \lesssim 1$, область $S_V \sim \omega^{-4}$ отсутствует и, начиная с частоты $\omega = \tau_n^{-1}$, практически наблюдается монотонный спад S_V^{rp} . Если же $\Delta > 1$, то в промежутке $\tau_p^{-1} < \omega < \Delta \tau_p^{-1}$ возможно появление области с зависимостью $S_V \sim \omega^{-4}$. Чем больше Δ , тем шире область $S_V \sim \omega^{-4}$. С другой стороны, наличие или отсутствие этой области зависит также от уровня теплового шума.

В случае, когда уровень глубокого центра лежит близко к середине запрещенной зоны и $\tau_n \approx \tau_p$, в таком объекте возможна ситуация, когда первая область (зависимость $S_V \sim \omega^{-2}$) может отсутствовать.

2) При вычислении шума с использованием «адиабатического приближения» $S_V^{rp}|_{\omega \rightarrow \infty} \rightarrow \text{const}$ (см., например, формулу в [1]), что непонятно с физической точки зрения. Из выражения (13), как и следовало ожидать, $S_V^{rp}|_{\omega \rightarrow \infty} \rightarrow 0$.

3) С перемещением глубокого уровня к середине запрещенной зоны плотность шума увеличивается, поскольку, во-первых, уменьшаются статистические факторы Шокли—Рида (n , или p) и, во-вторых, увеличивается концентрация заряженных глубоких центров N_- .

Спектральная плотность шума по напряжению S_V изменяется с током в основном по закону $3/2 (S_V \sim j^{1/2}, j, j^{3/2})$. Рассмотрим зависимость S_V от степени компенсации $\delta = (N - N_g)/N_g$. Она входит в формулу для S_V в основном через члены с $j_a (j_a \sim \delta^2)$. Следовательно, $S_V \sim \delta^\nu$, где $1 \leq \nu \leq 3$. Таким образом, S_V растет с увеличением степени компенсации. Это следовало ожидать, так как с увеличением δ растет количество отрицательно заряженных центров N_- (перекомпенсация не имеет места) и соответственно растет темп рекомбинации, так как в процессе рекомбинации основную роль играют неосновные носители заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В., Мелконян С. В. Тезисы докладов II республиканской конференции «Фотоэлектрические явления в полупроводниках», Одесса, 1982, с. 25.
2. Арутюнян В. М. и др. Материалы III Всесоюзной конференции «Флуктуационные явления в физических системах», Вильнюс, 1983, с. 194.
3. Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В., Мелконян С. В. Ученые записки ЕГУ, № 2, 56 (1983).
4. Van Vliet K. M. Sol. St. Electr., 13, 649 (1970).
5. Арутюнян В. М. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1977.
6. Стафеев В. И., Викулин И. М. В кн. «Полупроводниковые приборы и их применение», Советское радио, М., 1974, вып. 28, с. 23.
7. Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В. Всб. «Диэлектрики и полупроводники». Изд. Наукова думка, Киев, 1975, вып. 8, с. 65.

Տ-ԴԻՈԴԵՆԵՐԻ ԱՂՄՈՒԿՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ԺԱՄԱՆԱԿ «ԱԴԻԱԲԱՏ
ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԻՑ» ՀՐԱԺԱՐՎԵԼՈՒ ՄԱՍԻՆ

Վ. Մ. ՀՄՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ֆ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ս. Վ. ՄԵԼԿՈՆՅԱՆ

Ըստ կանժեղների մեթոդի հաշվարկված է երկար p^+n^+ -դիոդային կառուցվածքների աղմուկների սպեկտրալ խտությունը: Ընդ որում դիոդների բազայի n տիրույթը փոխհատուցված է էներգետիկ խոր մակարդակներ ունեցող ակցեպտորային խառնուրդներով: Հաշվարկներ կատարելիս չի օգտագործվել «ադիաբատ մոտավորությունը»: Հաշվարկի արդյունքները ցույց են տալիս, որ աղմուկների սպեկտրալ խտության հաճախային բնութագրի վրա բացի հայտնի քառակուսային կախվածությունից ($S_V \sim \omega^{-2}$) հնարավոր է նաև $S_V \sim \omega^{-4}$ կախվածությամբ տիրույթի առաջացում:

ON THE REFUSAL OF "ADIABATIC APPROXIMATION"
IN CALCULATIONS OF S-DIODE NOISES

V. M. HARUTYUNYAN, F. V. GASPARYAN, S. V. MELKONYAN

The spectral density of noises of a long p^+n^+ diode structure, compensated with deep accepted levels, has been calculated by means of Langevin method without the use of "adiabatic approximation". The calculations show that besides the usual quadratic dependence ($S_V \sim \omega^{-2}$), the rise of a range with $S_V \sim \omega^{-4}$ on the frequency response of the spectral density of noises is possible.