

МОДЕЛЬ ОБЪЕМНОГО ШУМА $1/f$ В ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДАХ

Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е.

Предложена модель объемного шума $1/f$ в лавинно-пролетных диодах. Предполагается, что шум типа $1/f$ возникает вследствие флуктуаций заполнения уровней, образующих «хвост» плотности состояний вблизи края запрещенной зоны полупроводника. Выводы теории сопоставлены с известными экспериментальными фактами. Показано, что предложенная модель качественно правильно описывает уровень шумов, позволяет объяснить как нарастание, так и уменьшение уровня шума с увеличением плотности тока и в согласии с экспериментом устанавливает слабую зависимость шума типа $1/f$ от температуры.

Предложенные Ридом [1] и реализованные годом позже [2] лавинно-пролетные диоды (ЛПД) уже три десятилетия служат одним из основных типов полупроводниковых генераторов СВЧ диапазона. Как и для любых других генераторов, уровень шума ЛПД при небольших отклонениях от несущей (низкочастотного шума) определяет разрешающую способность доплеровских локаторов, минимальную ширину канала связи, долговременную стабильность генераторов и т. д. и часто решает вопрос о применимости ЛПД в реальных связных системах. Поэтому исследования низкочастотных шумов ведутся с момента появления ЛПД [3].

В ранних работах, результаты которых обобщены в обзоре [3], шум типа $1/f$ обнаружен не был. Вплоть до самых низких частот анализа доминировал белый (не зависящий от частоты) лавинный шум. Улучшение качества материала, повышение однородности пробоя и увеличение рабочей плотности тока ЛПД позволили снизить уровень лавинных шумов, и в настоящее время на частотах анализа, меньших $10^3 \div 10^5$ Гц, спектральная плотность амплитудных и частотных флуктуаций определяется шумом типа $1/f$ (см., например, [4-6]). В ЛПД миллиметрового диапазона шум типа $1/f$ доминирует вплоть до частот порядка нескольких мегагерц [7].

Несмотря на большое количество экспериментальных работ по изучению шума $1/f$ в ЛПД, природа этого шума по-прежнему остается невыясненной [8].

Основные экспериментальные факты, установленные к настоящему времени, сводятся к следующему. В ЛПД с рабочей частотой $f_0 \sim 10$ ГГц при плотности тока $j \sim 10^3$ А/см² шум $1/f$ преобладает в области частот $f \leq 10^3 \div 10^4$ Гц. Спектральная плотность шума S_U на частоте $f \sim 10$ Гц составляет $\sim 10^{-11} \div 10^{-13}$ В²/Гц. В ЛПД миллиметрового диапазона с рабочей частотой $f_0 \sim 50 \div 100$ ГГц уровень шума $1/f$ заметно выше: фликкер-шум преобладает в области частот $f \leq 10^6$ Гц. Уровень шума может уменьшаться с увеличением тока через структуру [7, 9], практически не зависеть от тока [10] или расти с увеличением тока I как $S_U \sim I^m$. Значение m в большинстве случаев лежит в пределах $0.2 \leq m \leq 2$.

Во всех исследованных случаях величина S_U слабо зависит от температуры. В области частот, где шум типа $1/f$ преобладает, $S_U \sim 1/f^\gamma$; значение γ лежит в диапазоне $0.4 \leq \gamma \leq 1.2$.

В настоящей работе предложена модель объемного шума $1/f$ в ЛПД, позволяющая качественно объяснить известные экспериментальные факты. Модель основывается на результатах работы [11], позволившей непосредственно интерпретировать результаты экспериментального исследования шума $1/f$ в GaAs.

В работе [11] показано, что наличие в полупроводниковом монокристалле «хвостов» плотности состояний, экспоненциально спадающих в глубину запрещенной зоны полупроводника, может приводить к возникновению флуктуаций сопротивления со спектром типа $1/f$. Такие хвосты плотности состояний возникают вследствие различного рода несовершенств кристаллической решетки и всегда присутствуют в реальных полупроводниках. Шум типа $1/f$ возникает из-за флуктуаций числа носителей, захваченных на уровни, образующие хвост.

С физической точки зрения ЛПД представляет собой обратный смещенный $p-n$ -переход. Будем, как и в [11], для определенности рассматривать структуру с базой n -типа. В такой структуре при напряжении на ней $U < U_i$ (U_i — напряжение пробоя) в области объемного заряда донорные уровни в верхней половине запрещенной зоны практически пусты. Пусты также и уровни, образующие хвост плотности состояний вблизи зоны проводимости. В таких условиях шум $1/f$ отсутствует.

При $U > U_i$ в условиях лавинного пробоя в области объемного заряда существует концентрация подвижных носителей (электронов) $n \sim j/ev_s$. Здесь j — плотность тока, e — заряд электрона, v_s — насыщенная скорость. Для ЛПД характерны весьма высокие значения $j \sim (0.1-0.2) j_c$, где $j_c = ev_s N_d$ (N_d — концентрация доноров в базе). Таким образом, концентрация электронов в области объемного заряда в рабочих режимах развитого лавинного пробоя велика и по порядку величины сравнима с уровнем легирования базы. Электроны, захватываясь на образующие хвост уровни, приводят к частичному их заполнению. Флуктуации заполнения приводят к флуктуациям напряжения на ЛПД со спектром $1/f$.

Флуктуации числа носителей, захваченных ловушками в области объемного заряда, приводят к флуктуациям напряжения двух типов. Первый механизм связан с выбросом электронов в зону проводимости и их выносом из области объемного заряда полем. Характерное время изменения тока в этом случае $\Delta t \sim W/v_s \sim 10^{-11}$ с ($W \sim 10^{-4}$ см — ширина области объемного заряда). Очевидно, что этот процесс не вносит заметного вклада в низкочастотный шум. Второй механизм флуктуаций связан с перестройкой объемного заряда при изменении зарядового состояния ловушек. Именно этот механизм и является определяющим в формировании низкочастотного шума [12].

Расчет и обсуждение результатов

Аналитический расчет спектральной плотности флуктуаций напряжения S_U можно провести в рамках модели бесконечно тонкого слоя умножения [2], которой в эксперименте качественно соответствует структура ЛПД типа диода Рида [1] (см. вставку на рис. 1). Примем, что питание осуществляется от генератора тока, что соответствует экспериментальной ситуации. В модели бесконечно тонкого слоя умножения принимается, что вклад в падение напряжения на структуре от той области базы, в которой $E_0 < E < E_m$, пренебрежимо мал, а значение E_0 при $U > U_i$ не зависит от плотности тока, протекающего через структуру [2]. Тогда

$$W = \frac{W_0}{1 - j/j_c}, \quad U = \frac{U_0}{1 - j/j_c}, \quad (1)$$

где W_0 , U_0 — ширина слоя объемного заряда и напряжение на структуре соответственно при $E_m \geq E_i$ и $j \ll j_c$. Очевидно, что $W_0 \cong \epsilon E_0 / 4\pi e N_d$ и $U_0 \cong \cong 2\pi e N_d W^2 / \epsilon$.

Пусть при фиксированном значении тока j в области объемного заряда на расстоянии x от $p-n$ -перехода за счет флуктуации заполнения уровней, образующих хвост, концентрация заряженной примеси N увеличилась на δN в области шириной Δx [12]. Из рис. 1 видно, что это приведет к изменению ширины области объемного заряда на $\delta W_x \cong W - W'$ и уменьшению напряжения на структуре δU_x :

$$\delta U_x \cong -\frac{4\pi e}{\varepsilon} (W-x) \delta N \Delta x. \quad (2)$$

Таким образом,

$$\delta U_x^2 = \left[\frac{4\pi e}{\varepsilon} (W-x) \delta N \Delta x \right]^2,$$

или, по определению,

$$\delta S_{U_x} = \left(\frac{4\pi e}{\varepsilon} \right)^2 (W-x)^2 \Delta x^2 \delta S_N, \quad (3)$$

где δS_{U_x} — спектральная плотность флуктуаций напряжения на структуре из-за флуктуаций δN в полосе шириной Δx на расстоянии x от перехода,

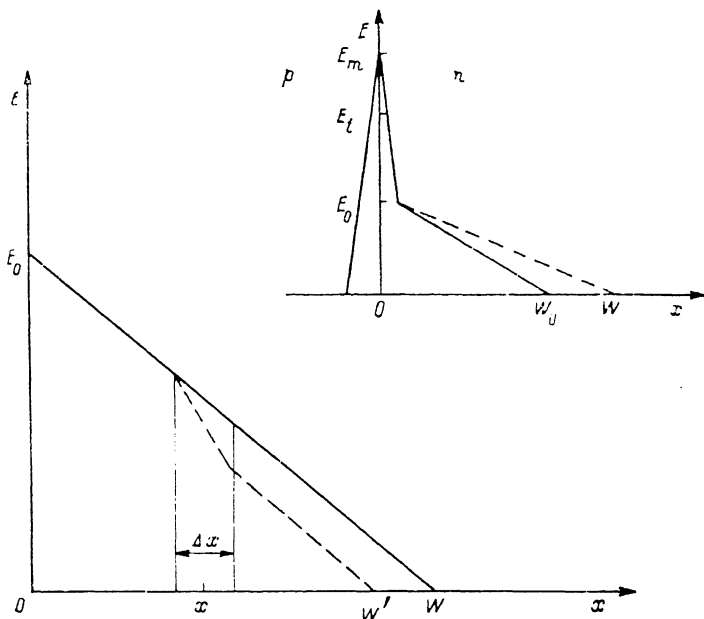


Рис. 1. Флуктуация концентрации в полосе Δx на расстоянии x , приводящая к изменению ширины области объемного заряда и флуктуации напряжения на структуре δU_x в соответствии с (2).

На вставке — распределение поля в структуре JПД в модели бесконечно тонкого слоя умножения.

δS_N — спектральная плотность флуктуаций концентрации в области шириной Δx .

Для определения величины δS_N можно непосредственно использовать результаты работы [11]. В этой работе получено и подробно проанализировано выражение для спектральной плотности флуктуаций S_N в случае однородно легированного полупроводника n -типа. Предполагалось, что в полупроводнике имеется мелкий донорный уровень с концентрацией N_d , полностью понижованный при температуре эксперимента. Величина N_d много больше концентрации всех других уровней, так что концентрация свободных электронов $n = N_d$, а положение уровня Ферми определяется выражением

$$\varepsilon_F = kT \ln (N_c/n), \quad (4)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. В кристалле имеется хвост плотности состояний с плотностью $\rho(\varepsilon)$, экспоненциально спадающей в глубь зоны: $\rho(\varepsilon) = \rho(0) \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0)$. Полная концентрация уровней в хвосте $N_0 = \int_0^{\infty} \rho(\varepsilon) d\varepsilon = \rho(0) \varepsilon_0$. При этом $N_0 \ll n = N_d$. В простейшем варианте модели, рассмотренной в [11], принималось, что сечение захвата

электронов на уровне в хвосте не зависит от энергии и постоянная захвата τ_0 равняется

$$\tau_0 = (\sigma_n v_T n)^{-1}, \quad (5)$$

где v_T — средняя тепловая скорость электронов, σ_n — сечение захвата.

В таких условиях выражение для S_N имело вид

$$S_N(\omega) = \frac{4N_0}{V} \int_0^\infty \frac{f^2 (1-f) \tau_0 e^{-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0} d\mathcal{E}}{1 + \omega^2 \tau_0^2 f^2} \frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} = \frac{4N_0}{V} J(\omega), \quad (6)$$

где V — объем образца, ω — частота анализа, $f = \{1 + \exp[(\mathcal{E}_F - \mathcal{E})/kT]\}^{-1}$ — степень заполнения уровня в хвосте с энергией \mathcal{E} .

В базе ЛПД свободные электроны появляются не вследствие термического опустошения мелкого уровня с концентрацией N_d , а вследствие протекания лавинного тока, так что $n = j/ev_s$. Кроме того, сечение захвата электронов на уровне в хвосте и вероятность их активации с уровня в зону, в принципе, могут зависеть от напряженности поля в базе. Однако для рассматриваемой структуры типа диода Рида (рис. 1) поля в базе относительно невелики, и полевой зависимостью сечений захвата и вероятности активации можно пренебречь (подробные оценки см., например, в [13]).

Тогда выражение (6) можно непосредственно использовать для анализа шума в базе ЛПД, если в (4), (5) положить $n = j/ev_s$ и считать, что выражение (4) определяет положение «квазиуровня» Ферми для электронов \mathcal{E}_F .

Подставляя (6) в (3), учитывая, что объем области шириной Δx равен $V = A\Delta x$, где A — площадь диода, и интегрируя (3) по x от нуля до W , получим выражение для спектральной плотности флуктуаций напряжения на ЛПД

$$S_U(\omega) = \left(\frac{8\pi e}{\varepsilon}\right)^2 \frac{N_0 W^3}{3A} J(\omega). \quad (7)$$

Интеграл $J(\omega)$, определяющий частотную зависимость $S_U(\omega)$, подробно исследован в [11]. Можно показать, что существуют две характерные частоты ω , обусловленные наличием хвоста плотности состояний. Нижняя характерная частота $\omega_1 = 1/\tau_0$ связана с флуктуациями заполнения уровней в хвосте, лежащих ниже квазиуровня Ферми \mathcal{E}_F :

$$\omega_1 = \tau_0^{-1} = \sigma_n v_T n = j \frac{\sigma_n}{e} \frac{v_T}{v_s}. \quad (8)$$

На частотах анализа $\omega \ll \omega_1$ спектральная плотность флуктуаций напряжения S_U не зависит от частоты. Верхняя характерная частота $\omega_2 = 1/\tau_0 f(0)$ определяется флуктуациями заполнения уровней в хвосте вблизи края зоны проводимости ($\mathcal{E} = 0$), для которых степень заполнения $f(0) = 1/[1 + \exp(\mathcal{E}_F/kT)]$. С учетом (4) при $N_c \gg n$ получим

$$\omega_2 = [\tau_0 f(0)]^{-1} \cong \omega_1 \frac{N_c}{n} \cong \sigma_n v_T N_c. \quad (9)$$

На частотах анализа $\omega \gg \omega_2$ спектральная плотность флуктуаций $S_U(\omega) \sim 1/\omega^2$.

В области промежуточных частот $\omega_1 \ll \omega \ll \omega_2$ для относительно низких температур $t = kT/\mathcal{E}_0 \leq 2$ [11]

$$S_U = \left(\frac{8\pi e}{\varepsilon}\right)^2 \frac{W^3 N_0}{3A} \frac{t}{\tau_0^{1-t}} \left(\frac{n}{N_c}\right)^t \frac{1}{\omega^{2-t}}. \quad (10)$$

На рис. 2 показана качественная зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты, вытекающая из изложенной модели. Видно, что в области частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$ и температур $t \sim 1$ модель предсказывает существование шума типа $1/f$. При $t = 1$ ($kT = \mathcal{E}_0$) спектр имеет вид строгой зависимости $1/f$:

$$S_U(\omega) = \left(\frac{8\pi e}{\varepsilon}\right)^2 \frac{W^3 N_0}{3A} \frac{n}{N_c} \frac{1}{\omega} = \left(\frac{8\pi e}{\varepsilon}\right)^2 \frac{W^3}{3A} \frac{N_0}{N_c} \frac{j}{ev_s} \frac{1}{\omega}. \quad (11)$$

Без учета зависимости W от j [см. формулу (1)] спектральная плотность шума $S_V \sim j$. При $j \sim j_c$ зависимость $S_V(j)$ может быть значительно более резкой. Для типичного ЛПД с рабочей частотой ~ 10 ГГц $W \sim 5$ мкм, $A \sim 5 \cdot 10^{-4}$ см², $j \sim 10^3$ А/см². Принимая для оценки $\epsilon = 12$, $v = 10^7$ см/с, получим для частоты анализа 10 Гц ($\omega \cong 60$ 1/с) $S_V \cong 10^{-7} N_0/N_c$ (В²/Гц). Для кремния $N_c \sim 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Принимая для оценки $N_0 \sim 10^{13} \div 10^{14}$ см⁻³, получим $S_V \sim 3 \cdot 10^{-13} \div 3 \cdot 10^{-14}$ В²/Гц. Для ЛПД с рабочей частотой $f_0 \sim 100$ ГГц $W \sim 0.5$ мкм, $A \sim 5 \cdot 10^{-6}$ см², $j \sim 10^5$ А/см². Подстановка этих данных в выражение (11) дает значение $S_V \sim 3 \cdot 10^{-12} \div 3 \cdot 10^{-13}$ В²/Гц. Таким образом, величина S_V для таких диодов должна быть приблизительно на порядок выше, чем для структур ЛПД с $f_0 \sim 10$ ГГц, что согласуется с экспериментальными данными. Следует также учесть, что чем выше рабочая частота ЛПД, тем сильнее легирована база диода (для диодов с $f_0 \sim 10$ ГГц $N_d \sim 6 \cdot 10^{15}$ см⁻³, для диодов с $f_0 \sim 100$ ГГц $N_d \sim 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³). Между тем с ростом уровня легирования как правило возрастает дефектность кристалла, что приводит к увеличению полной концентрации уровней в хвосте N_0 .

Из рис. 2 видно, что из модели следует весьма слабая температурная зависимость уровня шума $1/f$. Если принять, что $t = 1$

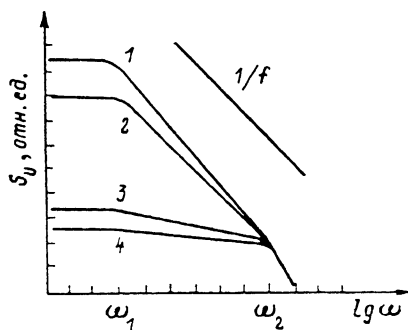


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности флуктуаций напряжения на ЛПД S_V от частоты.

t : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 5.

при $T = 293$ К, то обычному температурному диапазону $-60 \div +60$ °С соответствует изменение параметра t от 0.73 до 1.14. В такой ситуации реально наблюдаемая зависимость $S_V(T)$ может в значительной степени определяться температурными зависимостями σ_n , v_s , N_c и т. д.

Частотный диапазон, в котором в соответствии с рассмотренным вариантом теории может наблюдаться шум $1/f$, определяется отношением

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} \cong \frac{|N_c|}{n} = \frac{\sigma N_c v_s}{j} \quad (12)$$

Этот диапазон уменьшается с ростом плотности тока и для Si составляет ~ 5 порядков для ЛПД с $f_0 = 10$ ГГц и ~ 3 порядка для $f_0 = 100$ ГГц.

Для GaAs ($N_c \sim 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³) данный вариант модели предсказывает слишком узкий участок спектра шума типа $1/f$. Такая же ситуация возникает и для случая однородно легированного кристалла [11]. С другой стороны, как указывалось в [11], предположение о том, что сечение захвата электронов на уровни в хвосте не зависит от энергии \mathcal{E} , носит чисто модельный характер. Можно ожидать, что в действительности чем глубже лежит уровень, тем меньше окажется сечение захвата σ_n , поскольку захват на более глубокие уровни связан с необходимостью отдать большую порцию энергии. Следуя многофононной модели захвата, предположим, что

$$\tau_0(\mathcal{E}) = \tau_0(0) e^{\mathcal{E}/\mathcal{E}_1} = \tau_{01} e^{\mathcal{E}/\mathcal{E}_1}, \quad (13)$$

где τ_{00} — постоянная времени для уровней при $\mathcal{E} = 0$, \mathcal{E}_1 — постоянная, характеризующая уменьшение сечения захвата с ростом энергии.

Расчет спектральной плотности шума сводится в рассматриваемом случае к вычислению интеграла (6) с заменой τ_0 на $\tau_0(\mathcal{E})$ в соответствии с (13).

Анализ показывает, что характер частотной зависимости спектральной плотности шума $S_V(\omega)$ определяется величиной параметра $\nu = (kT/\mathcal{E}_1) - (kT/\mathcal{E}_2)$ [11]. Наиболее интересный случай реализуется при $\nu > 1$, т. е. когда с возрастанием энергии постоянная времени τ_0 растет быстрее, чем падает плотность состояний ($\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_0$), и температура относительно велика ($(kT/\mathcal{E}_1)[1 - \mathcal{E}_2/\mathcal{E}_0] > 1$). В этом

случае в области низких частот $\omega\tau_F \ll 1$ ($\tau_F = \tau_{00} e^{\varepsilon_1/\varepsilon_0}$) спектральная плотность шума неограниченно возрастает с уменьшением частоты анализа:

$$S_U = \left(\frac{8\pi e}{\varepsilon} \right)^2 \frac{W^3 N_0}{3A} \frac{kT}{\varepsilon_0} \frac{e^{-\varepsilon_1/\varepsilon_0}}{\tau_F^{t-1}} \frac{1}{\omega^t}, \quad \omega\tau_F \ll 1, \quad (14)$$

где $\Gamma = 1 - \varepsilon_1/\varepsilon_0 - \varepsilon_1/kT > 0$, $\tau_F = \tau_{00} e^{\varepsilon_1/\varepsilon_0}$ — постоянная времени захвата на уровни вблизи уровня Ферми.

Заметим прежде всего, что если формально положить в (14) $\Gamma=1$ и $t=1$, то выражение (14) совпадает с (11). При $\Gamma < 1$ легко показать, что для разумных значений сечения захвата σ_n ($\sigma_n \ll 10^{-15}$ см²) величина $\varepsilon_1 \geq 0.01$ эВ. Это требование вытекает из того экспериментально наблюдаемого факта, что шум типа $1/f$ наблюдается на частотах $\omega \geq 10^5$ Гц⁻¹ и требования $\omega\tau_F \ll 1$ ($\tau_F \ll 10^{-5}$ с). Принимая для оценки $\sigma_n = 10^{-15}$ см², $\varepsilon_1 = 0.01$, $\varepsilon_0 = 0.05$ эВ, $j = 2 \cdot 10^4$ А/см², $A = 5 \cdot 10^{-5}$ см², $W = 1$ мкм, $N_0 \sim 10^{14}$ см⁻³, получим для $N_c = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ (GaAs) на частоте 10 Гц значение $S_U \sim 10^{-12}$ В²/Гц, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Заметим, что шум типа $1/f^2$ при $\gamma \sim 0.4 \div 0.5$ наблюдался, например, в работе [7].

Из выражения (14) следует, что зависимость спектральной плотности флуктуаций от тока при $W = \text{const}$ ($j \ll j_c$) имеет вид

$$S_U \sim j^{\Gamma-2} \sim j^{-\left(1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} + \frac{\varepsilon_1}{kT}\right)}. \quad (15)$$

Таким образом, без учета зависимости $W(j)$ с ростом тока шум уменьшается [7, 9]. Однако при $j \sim j_c$ [см. (1)] уровень шума может возрасти с увеличением тока.

При изменении температуры в диапазоне $-60 \div +60$ °С величина S_U , рассчитанная в соответствии с (14) при указанных выше параметрах, меняется не более чем в 2 раза. Это изменение сравнимо с температурными зависимостями N_c , σ_n , v_s и т. д. и указывает на слабую температурную зависимость шума типа $1/f$ в рамках данной модели, согласующуюся с экспериментальными результатами. Заметим, что вариант модели, в котором τ_0 зависит от энергии, может быть применен как для GaAs, так и для Si.

Авторы искренне признательны М. И. Дьяконову и Д. Н. Плоткину за помощь в работе, С. А. Корнилову, К. Д. Овчинникову и А. М. Рипаку за ценные дискуссии.

Список литературы

- [1] Read W. // Bell Syst. Techn. J. 1958. V. 37. P. 401—409.
- [2] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968. 480 с.
- [3] Гупта М. С. // ТИИЭР. 1971. Т. 59. В. 12. С. 43—58.
- [4] Ohtomo M. // IEEE Trans. MTT-20. 1972. V. 20. P. 425—431.
- [5] Saxena P., Mathur P. C. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 66. P. 737—745.
- [6] Павлов В. М. // Электрон. техн. Сер. 1. Электрон. СВЧ. 1986. № 7. С. 74—75.
- [7] Weller K. P. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1973. V. ED-20. N 6. P. 517—521.
- [8] Корнилов С. А., Овчинников К. Д., Павлов В. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1985. Т. 28. В. 5. С. 607—613.
- [9] Бугаев А. В., Ладнюк А. В., Рыбалко В. В. // Электрон. техн. Сер. 1. Электрон. СВЧ. 1976. № 6. С. 105—106.
- [10] Ringo J. A., Lauritzen P. C. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 3. P. 327—328.
- [11] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [12] Sah C. T. // Proc. IEEE. 1964. V. 52. N 7. P. 795—814.
- [13] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 5. С. 945—949.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 8.02.1989
Принята к печати 22.02.1989