

УДК 621.373.029.67;621.385.6

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ С ШИРОКИМ СЛОЕМ УМНОЖЕНИЯ

К. Д. Овчинников

Разработана нелинейная теория лавинно-пролетных диодов, описывающая процесс лавинообразования с учетом пролетных эффектов, играющих важную роль в диодах миллиметрового диапазона. В рамках предлагаемой теории динамические характеристики ЛПД в конечном счете описываются системой алгебраических уравнений, решаемой на ЭВМ по стандартным программам.

Нелинейная аналитическая теория лавинно-пролетных диодов (ЛПД) впервые была предложена Ридом [1] и развита впоследствии в работах Тагера [2], Делажбодеф [3], Куваса и Ли [4] и др. В основу этой теории положено квазистатическое приближение «тонкого слоя умножения», которое не учитывает пролетные явления в области лавинообразования. Как показано в [2], квазистатическая теория ЛПД хорошо описывает высокочастотные характеристики диодов с малыми углами пролета в слое умножения θ_a при условии, что в токе лавины можно пренебречь гармониками с номерами n , для которых углы пролета $n\theta_a > 2$. Однако в режиме больших колебаний возрастает удельный вес высших гармоник тока, поэтому такое пренебрежение не всегда оправдано даже в случае приборов сантиметрового диапазона, где угол пролета θ_a может достигать $0,3\pi$. С ростом рабочей частоты погрешность квазистатического приближения возрастает, что особенно сильно проявляется в приборах миллиметрового диапазона, где слой умножения занимает, как правило, больше половины обедненной области, а угол пролета θ_a превышает $0,5\pi$. Поэтому при анализе динамических характеристик ЛПД миллиметрового диапазона в основном используются строгие численные модели, основанные на прямом численном интегрировании исходных дифференциальных уравнений в частных производных [5-7]. Однако их применение для оптимизации структурных и энергетических параметров ЛПД крайне ограничено из-за больших затрат машинного времени. Еще большие трудности возникают на пути использования таких моделей во флуктуационных исследованиях.

Целью настоящей работы является разработка нелинейной теории ЛПД, в рамках которой могут быть описаны как динамические, так и флуктуационные характеристики диодов с относительно широким слоем умножения. Предлагаемая теория сформулирована с учетом пролетных эффектов в области лавинообразования для произвольного профиля легирования диода и различающихся значений коэффициентов ударной ионизации и дрейфовых скоростей электронов и дырок.

1. Интегральные уравнения ЛПД и их решение. Запишем дифференциальные уравнения, описывающие динамику электронов и дырок в полупроводнике при наличии ударной ионизации [2-4]:

$$\frac{1}{v_p} \frac{\partial i_p}{\partial t} + \frac{\partial i_p}{\partial x} = [\beta(E) - \alpha(E)] i_p + \alpha(E) i_e \quad (1a)$$

$$\frac{1}{v_n} \frac{\partial i_n}{\partial t} - \frac{\partial i_n}{\partial x} = [\alpha(E) - \beta(E)] i_n + \beta(E) i_e \quad (16)$$

— уравнения непрерывности,

$$\varepsilon_s \frac{\partial E}{\partial x} = qB(x) + \frac{i_p}{Sv_p} - \frac{i_n}{Sv_n} \quad (2)$$

— уравнение Пуассона,

$$i(t) = i_e + S\varepsilon_s \frac{\partial E}{\partial t} = i_n + C \frac{du}{dt} = i_a + C_a \frac{du_a}{dt} \quad (3)$$

— уравнение полного тока. Здесь v_n , v_p — дрейфовые скорости электронов и дырок, $i_n(x, t)$, $i_p(x, t)$ — электронная и дырочная составляющие тока проводимости, $i_e(x, t) = i_n + i_p$, $\alpha(E)$, $\beta(E)$ — коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок, q — заряд электрона, ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, S — площадь поперечного сечения диода, $C_a = \varepsilon_s S / l_a$ — емкость слоя умножения шириной l_a , $C = \varepsilon_s S / l$ — емкость обедненной области диода шириной l , $B(x)$ — исходная концентрация доноров или акцепторов с соот-

ветствующим знаком, $i_a(t) = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} i_e(x, t) dx$ — ток лавины, $i_n(t) = \frac{1}{l} \int_0^l i_e(x, t) dx$ — наведенный ток ЛПД, $u(t)$ и $u_a(t)$ — напряже-

ние на диоде и на слое умножения, $E(x, t)$ — напряженность электрического поля. В результате решения (2) представим $E(x, t)$ в виде суммы двух составляющих:

$$E(x, t) = E_a(x, t) + E_s(x, t), \quad (4)$$

где

$$E_{a1}(x, t) = \frac{1}{l_a} u_a(t) + \frac{q}{\varepsilon_s} \left[\int_0^x B(y) dy - \int_0^{l_a} \left(1 - \frac{y}{l_a}\right) B(y) dy \right]; \quad (4a)$$

$$E_s(x, t) = \frac{1}{S\varepsilon_s} \left[\int_0^x \left(\frac{i_p}{v_p} - \frac{i_n}{v_n}\right) dy - \int_0^{l_a} \left(1 - \frac{y}{l_a}\right) \left(\frac{i_p}{v_p} - \frac{i_n}{v_n}\right) dy \right] \quad (46)$$

— поле пространственного заряда подвижных носителей, определенное с учетом граничного условия $\int_0^{l_a} E_s(x, t) dx = 0$. Из (3) и (4) следует, что

$$i_a(t) = i_e(x, t) + S\varepsilon_s \partial E_s(x, t) / \partial t. \quad (5)$$

Для решения уравнений (1) в квазистатической теории ЛПД используется аппроксимация Рунда [1]

$$i_e(x, t) = i_a(t), \quad \text{т. е. } \partial E_s / \partial t = 0, \quad (6)$$

с помощью которой волновой оператор в левой части (1) преобразуется в производную di_a/dt . В результате (1) сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению для тока лавины $i_a(t)$ (уравнению Рида), которое не учитывает волновой характер процессов в слое умножения.

Чтобы построить приближенное решение системы (1)–(3) при отказе от квазистатического приближения, преобразуем (1) в интегральные уравнения, которые, как будет показано ниже, можно решить проекционно-итерационными методами [8,9]. Для этого с помощью замены переменных $\tau = t + x/v_p$, $\xi = t - x/v_p$ в (1a) и $\tau = t + (l-x)/v_n$, $\xi = t - (l-x)/v_n$ в (1б) перейдем сначала к линейным дифференциальным уравнениям по τ с параметром ξ :

$$\frac{\partial i_p}{\partial \tau} + \frac{v_p}{2} (\alpha - \beta) i_p = \frac{1}{2} v_p \alpha i_e, \quad \frac{\partial i_n}{\partial \tau} + \frac{v_n}{2} (\beta - \alpha) i_n = \frac{1}{2} v_n \beta i_e. \quad (7)$$

Интегрируя (7) и возвращаясь вновь к исходным переменным x, t с учетом граничных условий $i_p(x=0) = i_{p_s}$, $i_n(x=l) = i_{n_s}$ (i_{p_s} и i_{n_s} — дырочная и электронная составляющие тока насыщения i_s), получим

$$i_p(x, t) = \mu_p \{E\} + \int_0^x \beta^{\circ} \{E\} i_e \left(y, t + \frac{y-x}{v_p} \right) dy; \quad (8a)$$

$$i_n(x, t) = \mu_n \{E\} + \int_x^l \alpha^{\circ} \{E\} i_e \left(y, t - \frac{y-x}{v_n} \right) dy; \quad (8б)$$

$$i_e(x, t) = i_p(x, t) + i_n(x, t) = \mu \{E\} + \quad (9)$$

$$+ \int_0^x \beta^{\circ} \{E\} i_e \left(y, t + \frac{y-x}{v_p} \right) dy + \int_x^l \alpha^{\circ} \{E\} i_e \left(y, t - \frac{y-x}{v_n} \right) dy.$$

Здесь

$$\mu_p \{E\} = i_{p_s} \exp \int_0^x \left\{ \beta \left[E \left(y, t + \frac{y-x}{v_p} \right) \right] - \alpha \left[E \left(y, t + \frac{y-x}{v_p} \right) \right] \right\} dy,$$

$$\mu_n \{E\} = i_{n_s} \exp \int_x^l \left\{ \alpha \left[E \left(y, t - \frac{y-x}{v_n} \right) \right] - \beta \left[E \left(y, t - \frac{y-x}{v_n} \right) \right] \right\} dy,$$

$$\mu \{E\} = \mu_p \{E\} + \mu_n \{E\},$$

$$\beta^{\circ} \{E\} = \alpha \left[E \left(y, t + \frac{y-x}{v_p} \right) \right] \exp \int_x^y \left\{ \alpha \left[E \left(y', t + \frac{y'-x}{v_p} \right) \right] - \beta \left[E \left(y', t + \frac{y'-x}{v_p} \right) \right] \right\} dy', \quad (10)$$

$$\alpha^{\circ} \{E\} = \beta \left[E \left(y, t - \frac{y-x}{v_n} \right) \right] \exp \int_x^y \left\{ \alpha \left[E \left(y', t - \frac{y'-x}{v_n} \right) \right] - \beta \left[E \left(y', t - \frac{y'-x}{v_n} \right) \right] \right\} dy',$$

$$- \beta \left[E \left(y', t - \frac{y' - x}{v_n} \right) \right] dy'.$$

В (8) и (9) использована операторная форма записи величин $\mu_p\{E\}$, $\mu_n\{E\}$, $\mu\{E\}$, $\alpha^3\{E\}$, $\beta^3\{E\}$, смысл которой раскрывается выражениями (10).

Уравнения (8), (9) являются нелинейными интегральными уравнениями с запаздыванием, которые, так же как и (1), не имеют аналитического решения. Однако для них можно указать итерационную процедуру приближенного решения, которая по своей сути близка к методу усреднения функциональных поправок [8, 9]. На первом шаге итераций воспользуемся аппроксимацией (6), т. е. положим, что в пределах слоя умножения $E(x, t) = E_a(x, t)$, $i_e(x, t) = i_a(t)$. Применяя ее к правой части (8), (9), получим

$$i_p(x, t) = \mu_p\{E_a\} + \int_0^x \beta^3\{E_a\} i_a \left(t + \frac{y - x}{v_p} \right) dy, \quad (11)$$

$$i_n(x, t) = \mu_n\{E_a\} + \int_x^l \alpha^3\{E_a\} i_a \left(t - \frac{y - x}{v_n} \right) dy;$$

$$i_e(x, t) = \mu\{E_a\} + \int_0^x \beta^3\{E_a\} i_a \left(t + \frac{y - x}{v_p} \right) dy + \int_x^l \alpha^3\{E_a\} i_a \left(t - \frac{y - x}{v_n} \right) dy, \quad (12)$$

где $\mu_p\{E_a\}$, $\mu_n\{E_a\}$, $\mu\{E_a\}$, $\alpha^3\{E_a\}$, $\beta^3\{E_a\}$ определяются выражениями (10) при $E(x, t) = E_a(x, t)$.

Уравнения (11), (12) не следует отождествлять с уравнениями квазистатического приближения [1]. Они равносильны исходным уравнениям (1) при условии, что в правой части (1) аппроксимация (6) затрагивает только выражения для скорости генерации

$$\alpha(E) i_e(x, t) \cong \alpha(E_a) i_a(t),$$

$$\beta(E) i_e(x, t) \cong \beta(E_a) i_a(t).$$

Поскольку волновой оператор в левой части (1) остается без изменения, в (11), (12) присутствует временная задержка $(y-x)/v_p$, $(y-x)/v_n$, отражающая волновой характер процесса лавинообразования.

Чтобы определить ток лавины $i_a(t)$, проинтегрируем (12) по x от 0 до l_a :

$$i_a(t) = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} dx \left[\mu\{E_a\} + \int_0^x \beta^3\{E_a\} i_a \left(t + \frac{y - x}{v_p} \right) dy + \int_x^l \alpha^3\{E_a\} i_a \left(t - \frac{y - x}{v_n} \right) dy \right]. \quad (13)$$

Уравнение (13) интересно сопоставить с классическим уравнением Рида [1]. Для этого разложим ток лавины $i_a(t + (y-x)/v_p)$ и $i_a(t - (y-x)/v_n)$ в правой части (13) в ряд Тейлора по временным задержкам $(y-x)/v_p$ и $(y-x)/v_n$, которые по порядку величины не превышают время пролета l_a/v_p и l_a/v_n . Если ограничиться линейной частью разложений и пренебречь указанными задержками в выражениях $\mu\{E_a\}$, $\beta^3\{E_a\}$ и $\alpha^3\{E_a\}$, то (13) преобразуется в дифференциальное уравнение для тока лавины, которое в общем случае совпадает с [4]. В случае однородного слоя умножения и одинаковых коэффициентов ионизации ($\alpha = \beta$) и дрейфовых скоростей ($v_n = v_p = v$) оно принимает вид

$$\frac{l_a}{3v} \frac{di_a}{dt} = (\alpha l_a - 1) i_a + i_s. \quad (14)$$

По сравнению с уравнением Рида [1] (14) содержит в левой части поправочный множитель $2/3$, который вытекает также из уточненной квазистатической модели Куваса и Ли [4]. Таким образом, уравнение (13) является обобщением уравнения Рида на случай описания процесса генерации лавины с учетом пролетных эффектов.

Из решения (13) можно определить ток лавины $i_a(t)$ при произвольном профиле легирования диода $B(x)$ в приближении заданного напряжения на слое умножения $u_a(t)$. Для нахождения наведенного тока $i_H(t)$ нужно подставить результат решения (13) в правую часть (12) и усреднить полученное выражение для $i_e(x, t)$ по всей обедненной области. По известным значениям токов $i_a(t)$ и $i_H(t)$ из (3) легко определяются полный ток ЛПД $i(t)$ и напряжение на диоде $u(t)$. Заметим, что при расчете указанным способом учитывается ударная ионизация, определяемая полем $E_a(x, t)$, не только в слое умножения, но и в области дрейфа.

Для построения следующего этапа итерационного цикла нужно подставить (11) в (4) и найти $E(x, t)$ с учетом поля пространственного заряда $E_s(x, t)$. Подставляя далее (12) и выражение для $\bar{E}(x, t)$ в правую часть (9), можно найти уточненное значение тока проводимости $i_e(x, t)$, по которому легко определяются токи $i_a(t)$, $i_H(t)$ и с помощью (3) полный ток $i(t)$, а также и напряжение на диоде $u(t)$. Изложенный итерационный цикл при необходимости может быть продолжен.

2. Расчет динамических характеристик ЛПД в приближении гармонического напряжения на слое умножения. Рассмотрим решение уравнения (13) в режиме одночастотных гармонических колебаний. Полагая, что в этом режиме напряжение на слое умножения $u_a(t)$ изменяется по гармоническому закону с частотой стационарных колебаний ω_1 ,

$$u_a(t) = U_{a_0} + U_a \sin \omega_1 t, \quad (15)$$

воспользуемся для решения (13) методом Галеркина [8]. Приближенное решение будем искать в виде

$$i_a(t) = \sum_{n=-m}^m I_{a_n} e^{jn\omega_1 t}. \quad (16)$$

Заметим, что его точность возрастает с ростом числа гармоник m , учитываемых в (16). Но одновременно увеличивается объем вычислений. Поэтому при практических расчетах m выбирается таким, чтобы его увеличение приводило к пренебрежимо малым уточнениям искомым амплитуд I_{a_n} ($n \leq m$).

Следуя [8], подставим (4а) с учетом (5) и сумму (16) в (13). Затем, умножая последовательно результат на $(\omega_1/2\pi)e^{-jk\omega_1 t}$

($k = -m, \dots, m$) и интегрируя его по t от 0 до $2\pi/\omega_1$, приходим к системе $(2m+1)$ алгебраических уравнений

$$I_{a_k} = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} dx \left\{ \hat{\mu}_k + \sum_{n=-m}^m \left[I_{a_n} \hat{\beta}_{k-n}^{\beta} \exp \left(j \frac{n\omega_1 (y-x)}{v_p} \right) dy + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_x^l I_{a_n} \hat{\alpha}_{k-n}^{\alpha} \exp \left(-j \frac{n\omega_1 (y-x)}{v_n} \right) dy \right] \right\}, \quad (17)$$

где

$$\hat{\mu}_k = \frac{\omega_1}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_1} \mu \{E_a\} \exp(-jk\omega_1 t) dt,$$

$$\hat{\beta}_s^{\beta} = \frac{\omega_1}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_1} \beta_s^{\beta} \{E_a\} \exp(-js\omega_1 t) dt.$$

Из решения системы (17) определяются комплексные амплитуды гармоник тока лавины I_{a_k} и постоянное напряжение U_{a_0} при заданном токе питания I_{a_0} и различных амплитудах колебаний U_a . В режиме большого сигнала эта задача требует применения ЭВМ, однако она решается сравнительно просто по стандартным программам. Необходимо обратить внимание на то, что предлагаемая процедура решения не требует каких-либо оговорок относительно профиля легирования диода и наряду с пролетными эффектами позволяет учесть такие факторы, как нелинейность по умножению, ток насыщения, различие в величине коэффициентов ионизации α и β и дрейфовых скоростей v_n и v_p .

При известном токе лавины (16) расчет наведенного тока i_n сводится к подстановке (16) в (12) и усреднению полученного выражения по всей обедненной области. После разложения в ряд Фурье приходим к следующему выражению для k -й гармоники наведенного тока:

$$I_{n_k} = \frac{1}{l} \int_0^l dx \left\{ \hat{\mu}_k + \sum_{n=-m}^m \left[\int_0^x I_{a_n} \hat{\beta}_{k-n}^{\beta} \exp \left(j \frac{n\omega_1 (y-x)}{v_p} \right) dy + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_x^l I_{a_n} \hat{\alpha}_{k-n}^{\alpha} \exp \left(-j \frac{n\omega_1 (y-x)}{v_n} \right) dy \right] \right\}. \quad (18)$$

Для определения высокочастотного сопротивления ЛПД Z найдем из (3) комплексные амплитуды первых гармоник полного тока I_1 и напряжения на диоде U_1 :

$$I_1 = I_{a_1} + j\omega_1 C_a U_{a_1}, \quad U_1 = \frac{l}{l_a} U_{a_1} + \frac{1}{j\omega_1 C} (I_{a_1} - I_{n_1}), \quad (19)$$

где

$$U_{a_1} = (2j)^{-1} U_a.$$

Тогда получим

$$Z = \frac{(l/l_a) U_{a_1} + (1/j\omega_1 C) (I_{a_1} - I_{n_1})}{I_{a_1} + j\omega_1 C_a U_{a_1}}. \quad (20)$$

Уравнения (17)–(20) описывают динамические характеристики ЛПД в рамках первого приближения итерационного метода. Как будет показано ниже на примере ЛПД с однородным слоем умножения, основные закономерности, связанные с учетом пролетных эффектов в области лавинообразования, хорошо проявляются уже в решении этих уравнений.

3. Пример расчета динамических характеристик ЛПД с однородным слоем умножения. В качестве примера рассмотрим ЛПД с однородным слоем умножения, для которого напряженность поля $E_a(t) = U_a(t)/l_a$ не зависит от координаты. Кроме того, предположим равенство коэффициентов ионизации $\alpha = \beta$ и дрейфовых скоростей $v_n = v_p = v$ электронов и дырок. В этом случае уравнения (17), (18) преобразуются к виду

$$I_{a_k} = \delta_{k0} i_s + M_k \sum_{n=-m}^m \hat{\alpha}_{k-n} I_{a_n}; \quad (17a)$$

$$I_{n_k} = \delta_{k0} i_s + N_k \sum_{n=-m}^m \hat{\alpha}_{k-n} I_{a_n}, \quad (18a)$$

где

$$\delta_{k0} = \begin{cases} 0 & k \neq 0 \\ 1 & k = 0 \end{cases}, \quad \hat{\alpha}_s = \frac{\omega_1}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_1} \alpha(E_a) \exp(-j s \omega_1 t) dt,$$

$$M_k = \frac{2l_a}{jk\theta_a} \left[1 + \frac{1}{jk\theta_a} (\exp(-jk\theta_a) - 1) \right], \quad \theta_a = \frac{\omega_1 l_a}{v},$$

$$N_k = \frac{2l}{jk\theta} \left[\frac{l_a}{l} + \frac{1}{2jk\theta} \left(\exp(-jk\theta_a) + \exp(-jk\theta) - \exp(-jk(\theta - \theta_a) - 1) \right) \right], \quad \theta = \omega_1 l/v.$$

В приближении малого сигнала ($|U_{a_1}| \ll U_{a_0}$, $|I_{a_1}| \ll I_{a_0}$, $|\hat{\alpha}_1| = l_a^{-1} \alpha' |U_{a_1}| \ll \alpha_0$, $\alpha' = da/dE_a$) система (17a) сводится в двум уравнениям:

$$1 - \alpha_0 l_a = (i_s/I_{a_0}), \quad I_{a_1} = M_1 (\alpha_0 I_{a_1} + \hat{\alpha}_1 I_{a_0}). \quad (21)$$

Если пренебречь током насыщения i_s и разложить экспоненту $e^{-j\theta_a}$, входящую в M_1 , в ряд $e^{-j\theta_a} \cong 1 - j\theta_a - (1/2)\theta_a^2 + (1/6)j\theta_a^3 + (1/24)\theta_a^4$, то решение (21) имеет вид

$$I_{a_1} = \left(\frac{3\alpha' I_{a_0}}{j\theta_a} - \frac{1}{4} \alpha' I_{a_0} \right) U_{a_1}. \quad (22)$$

По сравнению с квазистатической теорией (22) содержит не только индуктивную компоненту тока лавины (первое слагаемое), но и отрицательную активную составляющую (второе слагаемое). Этот результат

очень близок к тому, который дает строгая малосигнальная теория Мисавы [10], развитая для диодов с однородным слоем умножения. Разница состоит только в том, что коэффициент перед вторым слагаемым в (22) равен по [10] не $1/4$, а $1/5$.

Результаты численного решения системы (17а) представлены на рис. 1, 2 в виде графиков зависимостей синусоидальных $B_k = I_{a_k}^s / I$ и косинусоидальных $A_k = I_{a_k}^c / I_{a_0}$ ($k=1, 4$) компонент тока лавины и постоянного напряжения $U_{a_0}(U_a) / U_{a_0}(0)$ от относительной амплитуды колебаний U_a / U_{a_0} . На рис. 3 приведены результаты расчета по (20) и (18а) высокочастотного сопротивления $Z = R + jX$ в функции от U_a / U_{a_0} . Для сравнения на тех же рисунках нанесены пунктирной линией соответствующие зависимости, рассчитанные в квазистатическом приближении [11, 12]. Расчеты выполнены для GaAs-диодов трехсантиметрового диапазона при параметрах, принятых в [11, 12] ($\alpha = 3,5 \cdot 10^5 \times \exp \left[-\frac{(7 \cdot 10^5)^2}{E_a^2} \right]$, $v = 5,5 \cdot 10^6$ см/с, $l_a = 10^{-4}$ см, $l_a / l = 1/4$, $I_{a_0} = 0,08$ А, $\theta_a = 0,3 \pi$, $\theta = 1,2 \pi$).

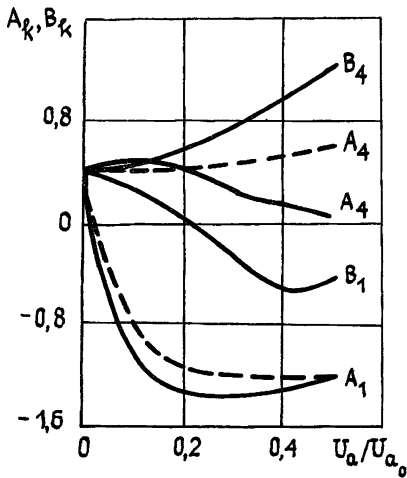


Рис. 1.

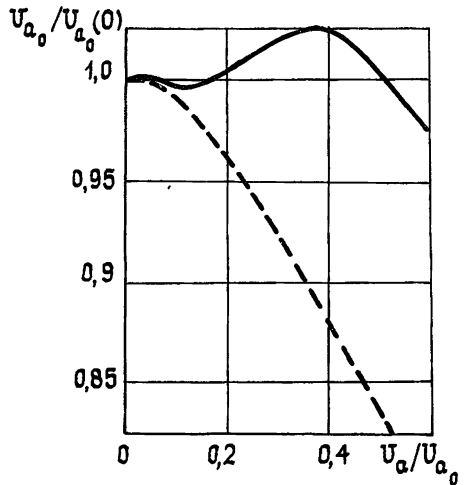


Рис. 2.

Из рис. 1 видно, что пролетные эффекты в слое умножения влияют на амплитуду и фазу гармоник тока лавины. Наряду с косинусоидальными компонентами тока появляются квадратурные составляющие, отсутствующие в квазистатическом приближении. Как и следовало ожидать, влияние пролетных эффектов слабее всего проявляется в поведении первой гармоники тока лавины. Именно этим объясняются близкие результаты расчета активного R и реактивного X сопротивлений диода с учетом и без учета пролетных эффектов (см. рис. 3). По высшим гармоникам результаты сопоставляемых теорий отличаются значительно сильнее. Существенное увеличение их амплитуд обусловлено качественным изменением характеристики автосмещения (рис. 2). Согласно квазистатической теории [13] при ширине слоя умножения $l_a > 2 \cdot 10^{-5}$ см автосмещение $\Delta U_{a_0} = U_{a_0}(U_a) - U_{a_0}(0)$ отрицательно (пунктирная линия на рис. 2). Изложенная теория дает другой результат — с ростом амплитуды колебаний U_a автосмещение ΔU_{a_0} изменяет знак от положительного к отрицательному и по абсолютной величине оказывается значительно меньше (сплошная линия на рис. 2).

Подобный характер автосмещения наблюдался экспериментально в диодах с относительно широким слоем умножения [14, 15]. Этот результат считался аномалией, так как его не удавалось объяснить в рамках квазистатической теории. Чтобы понять природу «аномального» автосмещения, обратимся к уравнению (17а) при $k=0$, представив его в виде

$$1 - \alpha_0(U_{a_0}, U_a) - \frac{1}{2} i_a \sum_{n=1}^m \left(\alpha_n^s \frac{I_{a_n}^s}{I_{a_0}} + \alpha_n^c \frac{I_{a_n}^c}{I_{a_0}} \right) = \frac{i_s}{I_{a_0}}, \quad (23)$$

где $\alpha_n^s, \alpha_n^c, I_{a_n}^s, I_{a_n}^c$ — синусоидальные и косинусоидальные компоненты коэффициента ионизации α и тока лавины i_a . Уравнение (23) отличается от квазистатического [2, 43] присутствием в левой части суммы, отражающей результат взаимодействия синфазных компонент тока лавины и коэффициента ударной ионизации. Эта добавка приводит к существенному изменению характеристики автосмещения (рис. 2).

Из рассмотренного примера видно, что предлагаемая теория уже в первом приближении весьма существенно корректирует результаты квазистатического анализа. Эта коррекция будет еще заметнее в случае приборов миллиметрового диапазона, характеризуемых большими углами пролета в слое умножения.

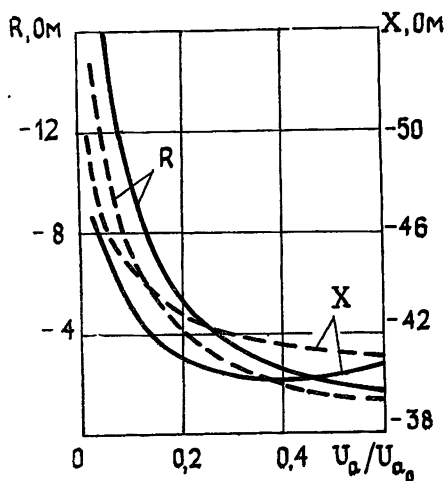


Рис. 3.

Развитая в настоящей работе нелинейная теория ЛПД описывает процесс лавинообразования с учетом пролетных эффектов, играющих важную роль в приборах миллиметрового диапазона, характеризуемых широким слоем умножения. Она сформулирована при произвольном профиле легирования диода и различающихся значениях коэффициентов ударной ионизации и дрейфовых скоростей электронов и дырок.

В рамках предлагаемой теории динамические характеристики ЛПД в конечном счете описываются системой алгебраических уравнений, решаемой на ЭВМ по стандартным программам.

Полученные результаты позволили объяснить изменение знака автосмещения при увеличении амплитуды колебаний, что ранее наблюдалось экспериментально в диодах с широким слоем умножения и считалось аномалией, поскольку противоречило квазистатической теории.

Разработанный метод предполагается также использовать для исследования шумовых явлений в ЛПД миллиметрового диапазона.

Автор благодарит С. А. Корнилова и С. П. Токарева за помощь и поддержку, оказанные при выполнении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Read W. T. — Bell Syst. Techn. J., 1958, 37, p. 401.
2. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. — М.: Сов радио, 1968.
3. Delagebeaude F. D. — Rev. Techn. Thomson — CSF1, 1969, 3, p. 309.

4. Kivas R., Lee C. A. — J. Appl. Phys., 1970, 41, p. 1743.
5. Голант Е. И. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1978, 10, с. 119.
6. Белоусов Н. П., Новожилов В. В., Чайка В. Е. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1982, 4, с. 19.
7. Blakey P. A., Culshaw B., Giblin R. A. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1978, ED-25, № 6, p. 674.
8. Курпель Н. С. Проекционно-итеративные методы решения операторных уравнений. — Киев: Наукова думка, 1968.
9. Соколов Ю. Д. Метод осреднения функциональных поправок. — Киев: Наукова думка, 1967.
10. Misawa T. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1966, ED-13, № 1, p. 137.
11. Гогоберидзе Г. Б., Овчинников К. Д. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1982, 9, с. 39.
12. Гогоберидзе Г. Б., Корнилов С. А., Овчинников К. Д. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1982, 10, с. 21.
13. Culshaw B., Giblin R. A., Blakey P. A. — Int. J. Electronics, 1975, 39, № 2, p. 121.
14. Goedbloed J. J. — Philips. Res. Repts. Suppl., 1973, № 7, p. 1.
15. Сметанин А. И. Диссертация. М., МГПИ, 1981.

Ленинградский электротехнический
институт связи

Поступила в редакцию
30 июля 1984 г.

THE NON-LINEAR THEORY OF IMPATT'S WITH WIDE AVALANCHE REGION

K. D. Ovchinnikov

The non-linear theory of millimeter-range IMPATT's is presented. It takes account of the carrier transfer effects which are important in this frequency range. The IMPATT's dynamic characteristics are described by the system of algebraic equations which are amenable to be solved by conventional computer programs.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Штагер Е. А. Рассеяние радиоволн на телах сложной формы. — М.: Радио и связь, 1986 (III кв.). — 15 л.

Изложены методы расчета вероятностных характеристик поля, отраженного от тел сложной формы, случайным образом изменяющих свою ориентацию. В основу методов положены эвристические модели процессов отражения волн от тел сложной формы, находящихся в свободном пространстве или вблизи статистически шероховатой поверхности. Получены формулы для расчета основных вероятностных характеристик отражаемого поля при простых и сложных зондирующих сигналах в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах радиоволн.

Для инженерно-технических работников, специализирующихся в области радиолокации и радиофизики.

Давыдова Н. С., Данюшевский Ю. З. Диодные генераторы и усилители СВЧ. — М.: Радио и связь, 1986 (III кв.). — 12 л.

Изложены принципы действия, основные свойства и методы проектирования полупроводниковых диодных генераторов и усилителей СВЧ. Основное внимание уделено лавинно-пролетным диодам и диодам с междолинным переносом электронов. Рассмотрены технические характеристики и особенности применения диодных генераторов и усилителей СВЧ, методы модуляции, синхронизации, стабилизации и суммирования мощности на общей нагрузке, проблемы теплоотвода и миниатюризации, а также методы расчета и конструирования однодиодных, многодиодных и перестраиваемых по частоте генераторов.

Для инженерно-технических работников, специализирующихся в области СВЧ электроники.