

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1972

УДК 621.385.11

В. Л. КУЗНЕЦОВ

ПРИБЛИЖЕНИЯ СТАТИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДИФИЦИРОВАННОГО ДИОДА И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ДЕПРЕССИИ ДРОБНОГО ШУМА

Получены приближенные выражения для статической характеристики модифицированного диода при наличии виртуального катода с малой величиной потенциала. При помощи найденных приближений получено выражение для дифференциального коэффициента депрессии дробового шума.

Введение

Для описания модифицированного диода удобно использовать систему уравнений, состоящую из двух асимптотических уравнений типа закона $3/2$ для α - и β -диодов и точного уравнения, дающего связь тока коллектора с входящим током [1].

Уравнение для β -диода в диоде с накаливаемым катодом [2, 3] совпадает с аналогичным уравнением для модифицированного диода. Интерес представляет пространный вид α -диода в модифицированном виде. Хотя для него также были получены приближенные формулы [2], но при этом предполагалось, что влетающий через сетку поток электронов монохроматический. Подобная односкоростная модель пучка хотя и приводит к верным результатам, но вопрос об оценке погрешности при подобной записи статической характеристики остается открытым.

В настоящей работе найдены асимптотические выражения типа закона $3/2$ из статической характеристики, полученной при решении уравнений Власова для самосогласованного поля. Такие характеристики, с учетом теплового разброса электронов по скоростям, для плоского диода с накаливаемым катодом получены Л. А. Вайнштейном [4] и для модифицированного диода Г. Я. Мякишевым [5].

Исходя из приближенных формул, получено выражение для дифференциального коэффициента депрессии дробового шума.

§ 1. Асимптотические приближения статической характеристики

На рис. 1 изображено примерное распределение потенциала при наличии виртуального катода в модифицированном диоде. Статическую характеристику этой системы, полученную в работе [5], можно представить как совокупность характеристик α и β диодов.

Уравнение статической характеристики β диода не зависит от величины потенциала сетки, поэтому ее асимптотика при условии $\eta_2' \gg 1$ (см., например, [2, 4]) имеет вид

$$\xi_2 = e^{\frac{\eta_1 - \varphi_1}{2}} \frac{2^{3/2} \pi^{1/4}}{3} (\eta_2')^{3/4} \left[1 + \frac{3}{4} \pi^{1/2} (\eta_2')^{-1/2} \right]. \quad (1)$$

Здесь введены следующие безразмерные величины¹ и обозначения:

$$x' = x \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_0}{kT}}; \quad \varphi' = \varphi \frac{e}{kT}; \quad f' = f \sqrt{\frac{kT}{m} \frac{1}{N_0}}, \quad (2)$$

$$\eta' = \varphi' + \varphi'_m; \quad \xi' = x' - x'_m,$$

где N_0 — концентрация электронов, соответствующая входящему току. Наличие экспоненциального множителя в (1) обусловлено выбором масштабных единиц.

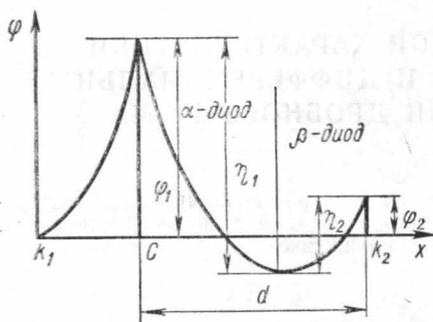
Учитывая, что ток коллектора связан с входящим током соотношением

$$I_k = I_0 \exp \left\{ - \frac{e(\eta_1 - \varphi_1)}{kT} \right\}, \quad (3)$$

а сам входящий ток определяется как

$$I_0 = eN_0 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}, \quad (4)$$

не трудно записать в обычных единицах величину тока коллектора:



Примерное распределение потенциала при наличии виртуального катода в модифицированном диоде. K_1 — катод, C — сетка, K_2 — коллектор, φ_1 и φ_2 — потенциалы сетки и коллектора относительно катода, η_1 и η_2 — относительно минимума потенциала

$$I_k = \frac{\sqrt{\frac{2e}{m}}}{9\pi} \frac{\eta_2'^{3/2}}{(d - x_m)^2} \left[1 + \frac{3}{2} \pi^{1/2} \sqrt{\frac{kT}{e\eta_2}} \right]. \quad (5)$$

Потенциал виртуального катода при этом может быть любым. Асимптотические формулы дают возможность рассмотреть случай, когда $\eta_2' \ll 1$. Воспользовавшись асимптотикой интегралов, входящих в уравнение статической характеристики (см. [4]), в этом случае получаем

$$\xi_2 = e^{\frac{\eta_1 - \varphi_1}{2}} 2 (\eta_2')^{1/2} \left[1 + \frac{\pi^{-1/2}}{3} (\eta_2')^{1/2} \right], \quad (6)$$

Данное выражение совпадает с выражением, приведенным в [2], полученным другим методом. Переходя к обычным единицам, запишем

$$I_k = \sqrt{\frac{kT}{2\pi^3 m}} \frac{\eta_2}{(d - x_m)^2} \left[1 + \frac{2\pi^{-1/2}}{3} \left(\frac{e\eta_2}{kT} \right)^{1/2} \right]. \quad (7)$$

¹ В работе используется Гауссова система единиц.

Таким образом, для малых величин η_2' зависимость тока коллектора от его потенциала значительно отличается от вида закона $3/2$.

Обратимся к рассмотрению асимптотических решений для α -диода. Точное решение уравнения Пуассона для α -диода приводит к уравнению значительно более сложному, чем уравнение для β -диода. Поэтому для получения асимптотических формул необходимо наложить дополнительное условие на ход потенциальной кривой, а именно:

$$(\eta_1' - \varphi_1) \ll 1, \quad (8)$$

т. е. рассмотреть случай малой величины потенциала виртуального катода. Совместно с условием $\eta_1' \gg 1$, (8) дает возможность представить статическую характеристику α диода в виде

$$-\xi_1 = e \frac{\eta_1' - \varphi_1}{2} \frac{2^{3/2} \pi^{1/4}}{3} (\eta_1')^{3/4} \left[1 + \frac{3}{4} \pi^{1/2} (\eta_1')^{-1/2} \right]. \quad (9)$$

В обычных единицах с учетом (3) и (4) имеем

$$I_k = \frac{\sqrt{2 \frac{e}{m}}}{9\pi} \frac{\eta_1'^{3/2}}{x_m^2} \left[1 + \frac{3}{2} \pi^{1/2} \sqrt{\frac{kT}{e\eta_1}} \right]. \quad (10)$$

Используя (3), уравнение (10) можно преобразовать к обычно употребляемому виду [1—3]:

$$2I_0 - I_k = \frac{\sqrt{2 \frac{e}{m}}}{9\pi} \frac{\eta_1'^{3/2}}{x_m^2} \left[1 + \frac{3}{2} \pi^{1/2} \sqrt{\frac{kT}{e\eta_1}} + \frac{2e(\eta_1 - \varphi_1)}{kT} \right]. \quad (11)$$

Данное выражение отличается от получаемого в случае односкоростного приближения двумя последними слагаемыми в квадратных скобках. Поэтому условием применимости односкоростного приближения является выполнение неравенства

$$\frac{3}{2} \pi^{1/2} \sqrt{\frac{kT}{e\eta_1}} + \frac{2e(\eta_1 - \varphi_1)}{kT} \ll 1. \quad (12)$$

Это представляет собой более сильное условие, чем система неравенств:

$$\frac{e\eta_1}{kT} \gg 1; \quad \frac{e(\eta_1 - \varphi_1)}{kT} \ll 1. \quad (13)$$

§ 2. Вычисление дифференциального коэффициента депрессии дробового шума из асимптотических формул статической характеристики

Как известно [2, 4], пространственный заряд, обусловленный током в диоде, в режиме существования виртуального катода сглаживает флуктуации тока, вызванные дробовым эффектом. Вследствие этого флуктуации тока коллектора будут меньше, чем флуктуации тока эмиссии, и для них справедливо следующее соотношение:

$$\delta I_k = e \int_{v_{\min}}^{\infty} \Gamma(v) v df(v) dv. \quad (14)$$

Аналогично тому, как это было сделано в работе [4], можно показать, что для частот спектра флуктуаций, удовлетворяющих неравенству $\omega\tau_0 \ll 1$ (где τ_0 время пролета электронов) и для потенциалов сетки и коллектора, удовлетворяющих соотношениям

$$\frac{e\eta_1}{kT} \gg 1 \text{ и } \frac{e\eta_2}{kT} \ll 1, \quad (15)$$

при малой величине потенциала виртуального катода $\frac{e(\eta_1 - \Phi_1)}{kT}$ так называемый дифференциальный коэффициент депрессии дробового шума Γ не зависит от скорости. Следовательно:

$$\delta I_k = \Gamma \delta I_0. \quad (16)$$

Связь флуктуаций δI_k и δI_0 , а следовательно, и Γ , можно найти из системы уравнений (3), (7) и (10). Из уравнения (7) связь между δI_k , $\delta\eta_1$ и δx_m имеет вид

$$\delta I_k = \sqrt{\frac{kT}{2\pi^3 m}} \frac{1}{(d - x_m)^2} \left\{ \delta\eta_1 + \frac{2\delta x_m \eta_2}{(d - x_m)} \right\}. \quad (17)$$

Положение минимума потенциала, а следовательно, и δx_m и ее связь с $\delta\eta_1$ можно найти, решая совместно уравнения (7) и (10):

$$x_m = \frac{d \sqrt[4]{\frac{4\pi e}{kT} \eta_1^{3/4} \eta_2^{-1/2}}}{3 + \sqrt[4]{\frac{4\pi e}{kT} \eta_1^{3/4} \eta_2^{-1/2}}}. \quad (18)$$

Отсюда, учитывая условия (15), наложенные на потенциал сетки и коллектора, получим

$$\delta x_m = - \frac{3d \sqrt[4]{\frac{4\pi e}{kT} \eta_1^{3/4} \eta_2^{-1/2}}}{2 \left(3 + \sqrt[4]{\frac{4\pi e}{kT} \eta_1^{3/4} \eta_2^{-1/2}} \right)^2} \frac{\delta\eta_1}{\eta_2}. \quad (19)$$

Связь флуктуаций тока коллектора и величины потенциала виртуального катода $\delta\eta_1$ принимает вид

$$\delta I_k = \sqrt{\frac{kT}{2\pi^3 m}} \frac{3 + \sqrt[4]{\frac{4\pi e}{kT} \eta_1^{3/4} \eta_2^{-1/2}}}{3d^2} \frac{\delta\eta_1}{\eta_2}. \quad (20)$$

С другой стороны, изменение тока коллектора можно найти из (3):

$$\delta I_k = \delta I_0 \exp \left\{ - \frac{e(\eta_1 - \Phi_1)}{kT} \right\} - \frac{e}{kT} I_0 \exp \left\{ - \frac{e(\eta_1 - \Phi_1)}{kT} \right\} \delta\eta_1. \quad (21)$$

Подставляя полученное выражение для δI_k в (20), с учетом (7) имеем

$$\delta I_0 = e \frac{e(\eta_1 - \Phi_1)}{kT} \sqrt{\frac{kT}{2\pi^3 m}} \frac{\left(3 + \sqrt[4]{\frac{4\pi e}{kT} \eta_1^{3/4} \eta_2^{-1/2}} \right)}{3d^2} \times \\ \times \left[1 + \frac{e\eta_2}{kT} \frac{\left(3 + \sqrt[4]{\frac{4\pi e}{kT} \eta_1^{3/4} \eta_2^{-1/2}} \right)}{3} \right] \delta\eta_1. \quad (22)$$

Используя (20) и (22), выражение для дифференциального коэффициента депрессии дробового шума можно записать так:

$$\Gamma = \frac{1}{1 + \frac{2^{1/2}\pi^{1/4}}{3} \left(\frac{e}{kT}\right)^{5/4} \eta_1^{3/4} \eta_2^{1/2}}. \quad (23)$$

Введя обозначение

$$a = \frac{2^{1/2}\pi^{1/4}}{3} \left(\frac{e}{kT}\right)^{5/4} \eta_1^{3/4} \eta_2^{1/2}, \quad (24)$$

имеем

$$\Gamma = \frac{1}{1 + a}. \quad (25)$$

Знак Γ свидетельствует о том, что при данных условиях, наложенных на потенциалы электродов, явление «перекомпенсации» дробовых флуктуаций не наблюдается и флуктуации тока коллектора находятся в фазе с флуктуациями тока эмиссии.

В заключение выражаю благодарность моему научному руководителю Г. Я. Мякишеву за помощь, оказанную в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Девятков М. Н., Овчинникова Г. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 11, № 1, 1970.
2. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., ГИТТЛ, 1956.
3. Rothe H., Kleen W. Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren, Leipzig Akad. Ver — Ges., 1953.
4. Вайнштейн Л. А. Сб. «Теория дробного эффекта при наличии пространственного заряда», вып. XI. М., «Советское радио», 1948.
5. Мякишев Г. Я. «Радиотехника и электроника», 4, вып. 2, 1961.

Поступила в редакцию
28.12 1970 г.

Кафедра
общей физики для мехмата