

О ПРИМЕНИМОСТИ ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАЦИОННОЙ ТЕОРЕМЫ ДЛЯ ОПИСАНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ШУМОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

В.А.Тягай, Г.Я.Колбасов, Н.Б.Лукьяничкова

Недавно Графов и Левич [1] вывели флуктуационно-диссипационную теорему (ФДТ), которая должна быть применимой для описания квазиравновесных флуктуаций произвольной нелинейной системы, находящейся в стационарном состоянии. Для электрического шума при высокой температуре она представляется в виде обобщения теоремы Найквиста

$$\overline{\delta v^2}(\omega) = 4kT [R + I\psi], \quad (1)$$

где δv^2 – спектральная плотность шумовой ЭДС на частоте ω , k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, R – активная составляющая импеданса при токе I и ψ – квадратичное детектирование, определяемое соотношением $\psi = \Delta V / I_{\sim}^2$, где ΔV – выпрямленное напряжение, которое появляется при пропускании через исследуемый двухполосник синусоидального переменного тока с эффективной величиной I_{\sim} . Согласно [1], флуктуации считаются квазиравновесными, если распределение Гиббса слабо нарушается в стационарном неравновесном состоянии.

Данная работа посвящена экспериментальной проверке обобщенной ФДТ на примере полупроводниковых диодов. Выбор диодов в качестве объекта исследования обусловлен тем, что требование квазиравновесности флуктуаций, по-видимому, хорошо выполняется для носителей тока в p - n -переходах, причем с достаточно хорошим приближением можно считать, что температура носителей тока слабо отклоняется от равновесного значения. Это предположение приводит к теоретическому выражению для V - I -характеристики [2]

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{eV}{\beta_0 kT} \right) - 1 \right], \quad (2)$$

которое хорошо подтверждается на опыте.

Опыты проводились на промышленных кремниевых диодах типа Д100 Д242, а также на переходах эмиттер-база и база-коллектор германиевых триодов типа П28, П39Б. Установка для измерения шума описана в [3] и позволяла непосредственно определять эффективное шумовое

сопротивление диода $R_{ш}(\omega)$. Импеданс определялся с помощью моста переменного тока Tesla BM401 и представлялся в виде параллельного соединения емкости C и проводимости G . Квадратичное детектирование ψ было определено по сдвигу постоянного смещения на диоде при наложении переменного тока малой амплитуды.

Сравнение экспериментального и теоретического значений ϵ для перехода база-коллектор германиевого триода ПЗ9Б.

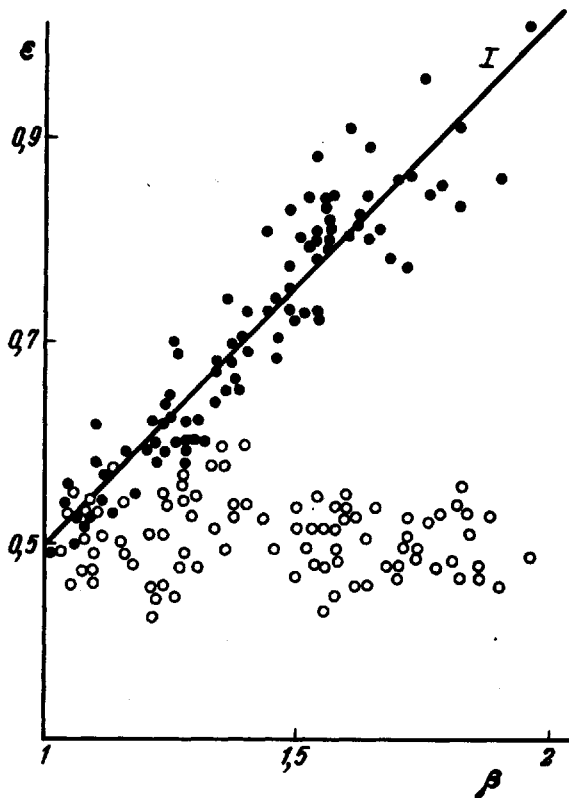
Частота 4×10^4 , $\beta_0 = 1,05$

Ток, $\mu\text{а}$	β^{-1}	δ	$1 + \beta\delta$	$\epsilon_{\text{экс}}$
-1,0	-1,77	0,435	0,76	0,78
-0,6	-2,30	0,46	0,80	0,83
-0,4	-3,0	0,475	0,84	0,85
-0,25	-4,2	0,48	0,89	0,87
-0,15	-6,3	0,48	0,93	0,92
$\pm 0,00$	± 00	0,48	1,00	1,01
-0,15	5,3	0,47	1,09	1,00
0,25	2,76	0,47	1,17	1,10
0,40	1,41	0,48	1,34	1,30
0,50	0,98	0,48	1,48	1,49
0,60	0,65	0,47	1,72	1,74
0,70	0,42	0,47	2,12	2,18

Для сравнения (1) с опытом оказалось целесообразным ввести безразмерные переменные: шумовое отношение $\epsilon = R_{ш}(\omega)/R$ ($R = G/(G^2 + \omega^2 C^2)$); коэффициент выпрямления $\delta = (kT/e)(\Delta V/V_{\sim}^2)$ (e — заряд электрона, V_{\sim} — эффективное значение переменного напряжения на диоде, приводящее к появлению выпрямленного постоянного напряжения ΔV), связь между δ и ψ дается формулой $\delta = [\psi(kT/e) \times (G^2 + \omega^2 C^2)]$; коэффициент переноса $\beta = eI/kTG$. Величина β определяет, по существу, наклон динамической вольт-амперной характеристики, измеренный на частоте ω . Значение β , определенное на постоянном токе, совпадает с коэффициентом β_0 формулы (2). Используя указанные переменные, находим безразмерный эквивалент формулы (1)

$$\epsilon = 1 + \beta\delta. \quad (3)$$

Результаты проверки формулы (3) для германиевого диода ($\beta_0 = 1,05$) приведены в таблице. Видно, что экспериментальные значения ϵ и вычисленные на основании (3) совпадают в пределах точности эксперимента ($\pm 10\%$) в интервале $0,7 < \epsilon < 2$. Аналогичное совпадение было найдено для 6 триодов типа П28 и П39Б¹⁾).



Сравнение экспериментальных (•) и рассчитанных по уравнению (3) (○) значений ϵ для кремниевых диодов. Сплошная линия I соответствует формуле Шоттки для дробового шума

Мы исследовали также большое количество кремниевых диодов (около 30) с весьма различными значениями коэффициента β_0 ($1 \leq \beta_0 < 2$). В области экспоненциального участка $V - I$ - кривой было найдено, что величины ϵ , δ и β слабо зависят от величины тока и частоты при достаточно высоких частотах, когда фликкер-шум оказывается пренебрежимо малым. Результаты измерений систематизированы на рисунке, где отложены экспериментальные значения ϵ . Здесь же приведены значения ϵ , рассчитанные на основании обобщенной ФДТ (3)

¹⁾ Мы не рассматриваем область низких частот, где преобладающим является фликкер-шум.

по измеренным величинам δ и β , в зависимости от величины параметра β . Видно, что экспериментальные и рассчитанные значения ϵ совпадают вблизи $\beta \approx 1$, но расходятся при $\beta > 1$, причем величина расхождения для диодов с $\beta \approx 2$ значительно превышает погрешность эксперимента. Сплошная линия 1 представляет формулу Шоттки для дробового шума, которая в безразмерных переменных имеет простой вид $\epsilon = 0,5 \beta$. Видно, что формула Шоттки хорошо подтверждается при всех β .

Полученные данные показывают, что обобщенная ФДТ согласуется с экспериментом для полупроводниковых диодов лишь при $\beta \approx 1$, в то время как для реальных диодов ($\beta > 1$) имеется существенное расхождение между предсказаниями ФДТ и экспериментом. Это расхождение можно было бы в принципе устранить формальным введением в (1) и (3) некоторой эффективной температуры $T^* = \beta T$ для носителей тока в диоде. Это объяснение, однако, находится в противоречии с предположениями теории Са - Нойса - Шокли [2], которая удовлетворительно описывает $V-I$ -характеристики реальных кремниевых диодов. Согласно [2], значения $\beta > 1$ обусловлены генерацией и рекомбинацией носителей тока в области $p-n$ -перехода, в то время как их температура остается близкой к температуре решетки независимо от величины β . В связи с этим следует отметить также, что обобщенная ФДТ оказывается заведомо неприменимой и для описания генерационно-рекомбинационного шума линейных полупроводниковых сопротивлений, для которых $\psi = 0$. Измеренный шум здесь оказывается квадратичной функцией тока и может значительно превышать тепловой шум активного сопротивления [4]. Все указанные соображения ясно показывают, что обобщенная ФДТ не является универсальной теоремой, применимой к любым квазиравновесным системам.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
17 июня 1968 г.
После переработки
18 августа 1968 г.

Литература

- [1] Б.М.Графов, В.Г.Левич. ЖЭТФ, 54, 951, 1968.
- [2] C.T.Sah, R.Noise, W.Shockley. Proc. IRE, 45, 1228, 1957.
- [3] В.А.Тягай, Н.Б.Лукьянчикова. Электрохимия, 3, 316, 1967.
- [4] А.Ван-дер-Зил. Флуктуационные явления в полупроводниках, ИИЛ, М., 1961.