[3] Wigen P.E. – Thin Solid Films, 1984, v. 114, N 1/2, part 5, p. 135.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
12 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10 26 мая 1988 г.

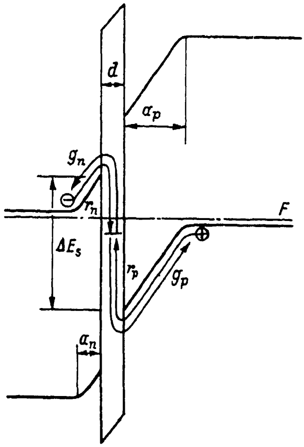
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ РАВНОВЕСНЫЙ $1/f$ -ШУМ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ТУННЕЛЬНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов,
О.Н. Панащенко

В настоящем сообщении предсказана возможность существования на концах разомкнутой полупроводниковой гетероструктуры термодинамически равновесного флуктуационного напряжения со спектром $1/f$. Показано, что в структуре полупроводник-туннельный диэлектрик-полупроводник (ПТДП) (рис. 1) в широком диапазоне частот действительная часть адмиттанса может возрастать пропорционально частоте: $\sigma(f) \sim f$. При этом действительная часть импеданса изменяется по закону $ReZ(f) = \sigma(f)[\sigma^2(f) + (2\pi Cf)^2]^{-1}$, где C – емкость структуры, а спектральная плотность флуктуаций напряжения на концах разомкнутой ПТДП структуры, согласно теореме Найквиста, имеет спектр $S_V(f) = 4kT \cdot ReZ(f) \sim 1/f$.

Рассмотрим случай, когда проводимость ПТДП структуры определяется процессами захвата и выброса носителей ловушками, расположенными в диэлектрике. В этом случае физическая причина увеличения $\sigma(f)$ с ростом частоты состоит в следующем. При захвате электрона на ловушку в диэлектрике (процесс „r_n" на рис. 1) во внешней цепи переносится заряд qa_n/a, а при захвате дырки (процесс „r_p" на рис. 1) – заряд qa_p/a, где q – заряд электрона, a_n и a_p – размеры области пространственного заряда в полупроводниках n- и p-типа, $a = a_n + a_p$ (считается, что толщина диэлектрика $d \ll a_n + a_p$). При выбросе электрона или дырки с ловушки в диэлектрике (процессы „g_n" или „g_p" на рис. 1) во внешней цепи переносятся заряды ($-qa_n/a$) или ($-qa_p/a$) соответственно. Разобъем все возможные генерационно-рекомбинационные процессы с участием ловушек на четыре группы: захват электрона – захват дырки ($r_n - r_p$), выброс электрона – выброс дырки ($g_n - g_p$), захват электрона – выброс электрона (r_n / g_n) и захват дырки – выброс дырки ($r_p - g_p$). Импульсы тока, протекающие во внешней цепи при этих процессах, представлены на рис. 2. Поскольку площадь под импульсом, соответствующим одиночному процессу ($r_n - g_n$) или ($r_p - g_p$) равна нулю, то в статическую

Рис. 1. Зонная диаграмма ПТДП-структуры и схематическое изображение процессов захвата и выброса носителей ловушками в окисной пленке.



проводимость эти процессы вклада не дают. Обозначим через ν_n среднюю частоту процессов r_n и g_n (в термодинамическом равновесии частоты этих процессов равны), а через ν_p – среднюю частоту процессов r_p и g_p. Средняя частота процессов ($r_n - r_p$) и ($g_n - g_p$), которые определяют величину статической проводимости, определяется меньшей из частот ν_n, ν_p. При отличных от нуля частотах наряду с процессами ($r_n - r_p$) и ($g_n - g_p$) вклад в проводимость дают процессы ($r_n - g_n$) и ($r_p - g_p$), средние частоты которых равны ν_n и ν_p соответственно. Частоты ν_n и ν_p могут экспоненциально сильно различаться по величине, особенно в широкозонных полупроводниках. Поскольку статическая проводимость гетероперехода определяется меньшей из частот ν_n и ν_p, а высокочастотная проводимость – большей из них, то при выполнении условия $max(\nu_n, \nu_p) \gg min(\nu_n, \nu_p)$ должен существовать диапазон частот, в котором действительная часть проводимости ПТДП структуры будет увеличиваться с ростом частоты. Если туннельная прозрачность диэлектрика близка к единице, то имеется одно характерное время перезарядки ловушек в диэлектрике, и действительная часть проводимости гетероструктуры возрастает по закону $\sigma(f) \sim f^2$. Если же туннельная прозрачность диэлектрика достаточно мала, то, согласно [1], возникает набор времен перезарядки ловушек в диэлектрике. Проведенные ниже расчеты показывают, что в этом случае действительная часть проводимости возрастает по закону $\sigma(f) \sim f$.

Для расчета адмиттанса ПТДП структуры была использована методика, развитая в [2] для p–n перехода с ловушками в области пространственного заряда. Результаты расчета имеют вид:

$$\sigma(f)=\frac{q^2A}{kT}\cdot\sum_i\frac{N_{ti}}{(2\pi f)^2+\tau_{ti}^{-2}}\left[\frac{\alpha_{ni}\alpha_{pi}n_{s1}p_{s2}}{\tau_{ti}}+\left(\frac{2\pi f}{a}\right)^2\cdot\left(\frac{\alpha_{ni}n_{s1}n_{i1}a_n^2}{n_{s1}+n_{i1}}+\frac{\alpha_{pi}p_{s2}p_{i2}a_p^2}{p_{s2}+p_{i2}}\right)\right], \quad (1)$$

$$C(f)=\frac{\varepsilon\varepsilon_0A}{a}+\frac{q^2A}{kTa^2}\cdot\sum_i\frac{N_{ti}}{(2\pi f)^2+\tau_{ti}^{-2}}\left[\alpha_{ni}^2\cdot n_{s1}n_{i1}\cdot a_n^2+\alpha_{pi}^2p_{s2}p_{i2}a_p^2-2\alpha_{ni}\cdot\alpha_{pi}n_{s1}p_{s2}a_na_p\right]. \quad (2)$$

Здесь A – площадь диэлектрика, N_{ti} – концентрация ловушек в диэлектрике на расстоянии x_i от границы раздела диэлектрика с первым полупроводником, $\alpha_{ni}=\alpha_{n0}exp(-x_i/\lambda_n)$ и $\alpha_{pi}=\alpha_{p0}exp[(x_i-d)/\lambda_p]$ –

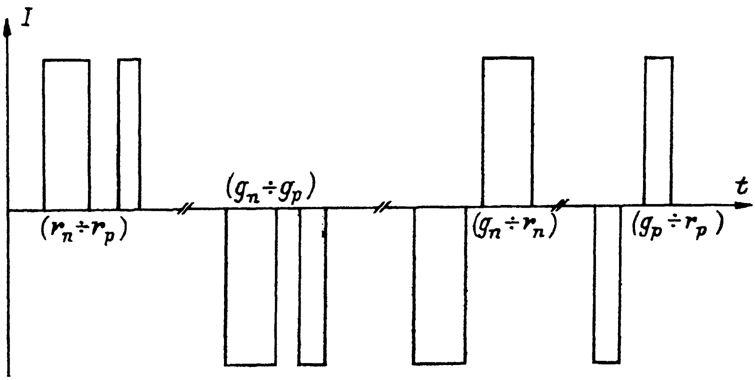


Рис. 2. Импульсы тока во внешней цепи, соответствующие различным типам генерационно-рекомбинационных процессов.

коэффициенты захвата электронов и дырок на i-ую ловушку, λ_n и λ_p – туннельные длины электронов и дырок в диэлектрике при энергиях, соответствующих дну зоны проводимости на поверхности первого полупроводника и потолку валентной зоны на поверхности второго полупроводника, $\tau_{ti}^{-1}=\alpha_{ni}(n_{s1}+n_{i1})+\alpha_{pi}(p_{s2}+p_{i2})$, n_{s1} и p_{s2} – концентрации электронов в первом полупроводнике и дырок во втором полупроводнике у гетерограницы, $n_{i1}=n_{s1}\exp[(E_i-F)/kT]$, $p_{i2}=p_{s2}\exp[(F-E_i)/kT]$, E_i – энергия i-й ловушки, F – уровень Ферми; ε и ε_0 – диэлектрическая проницаемость полупроводников и вакуума, T – температура. Суммирование в (1), (2) производится по всем ловушкам в диэлектрике. При выводе (1), (2) предположено, что емкость ловушек в диэлектрике мала по сравнению с суммарной емкостью областей пространственного заряда в первом и втором полупроводниках, т.е.

$$N_t(F)<\varepsilon\varepsilon_0 q^{-2}(a_n^{-1}+a_p^{-1}), \qquad (3)$$

где $N_t(F)$ – число ловушек в единичном интервале энергий вблизи уровня Ферми в диэлектрике единичной площади. При $a_n \sim a_p \sim 10^{-5}$ см, т.е. при концентрации легирующих примесей в первом и втором полупроводниках порядка 10^{16} см$^{-3}$, из (3) следует, что $N(F) < 10^{12}$ см$^{-2}$эВ$^{-1}$. Заметим, что неравенство (3) не является необходимым условием возникновения $1/f$-шума, а используется лишь для упрощения конечных формул.

Анализ (1), (2) показывает, что при выполнении условий $\max(f_{n0},f_{p0})\gg\min(f_{n0},f_{p0})$ и $\exp(d/\lambda_n)$, $\exp(d/\lambda_p)\gg 1$, где $f_{n0}=\alpha_{n0}n_{s1}(2\pi)^{-1}$, $f_{p0}=\alpha_{p0}p_{s2}(2\pi)^{-1}$, всегда имеется диапазон частот, в котором действительная часть импеданса изменяется по закону $\mathrm{Re}Z(f)\sim 1/f^{\gamma}$, где γ – некоторое число, близкое к единице. Приведем результаты вычисления сумм (1), (2) для простейшего случая, когда туннельные длины электронов и дырок равны $\lambda_n=\lambda_p=\lambda$, а ловушки равномерно распределены по толщине диэлектрика и имеют квазинепрерывный энергетический спектр более плавный, чем функция $exp(\pm E/kT)$. Тогда из (1)–(3) следует $C \approx C_a = \mathcal{E}\mathcal{E}_0 A/a$ и

$$\sigma(f) = 2\pi q^2 A N_t(F)\frac{\lambda}{d}\begin{cases}\frac{\pi f}{4}\,arctg\left[\sqrt{D_T}\left(\sqrt{\frac{f_{no}}{f_{po}}}+\sqrt{\frac{f_{po}}{f_{no}}}\right)\right]^{-1} & \text{при } f<f_0\\ f\left[\frac{a_n^2}{a^2}arctg\left(\frac{ff_{no}}{f^2+f_{no}^2 D_T}\right)+\frac{a_p^2}{a^2}arctg\left(\frac{ff_{po}}{f^2+f_{po}^2 D_T}\right)\right] & \text{при } f>f_0,\end{cases} \quad (4)$$

где $D_T = exp(-d/\lambda)$, $f_0 = \sqrt[4]{D_T f_{no} f_{po}}$. Формула (4) симметрична относительно частот f_{no} и f_{po}. Для определенности положим $f_{no} > f_{po}$ и проанализируем два предельных случая формулы (4).

1. $D_T^{-1} f_{po} < f_{no}$. Выполнение этого неравенства наиболее вероятно в ПТДП структурах на основе широкозонных полупроводников, где величины n_{s1} и p_{s2} могут различаться на много порядков. Тогда из (3), (4) для спектральной плотности термодинамически равновесного флуктуационного напряжения на концах разомкнутой ПТДП структуры следует формула

$$S_V(f) = 4kT\cdot Re Z(f) = \frac{kT\sigma(f)}{\pi^2 f^2 C_a^2} = \frac{q^2 kTA\lambda N_t(F)}{fdC_n^2} \quad \text{при } f_{no}>f>D_T f_{no}, \quad (5)$$

где $C_n = \mathcal{E}\mathcal{E}_0 A/a$. Приведем численные оценки. Пусть $n_{s1}p_{s2} = 10^{10}$ см$^{-6}$, что соответствует $T = 300$ К и энергетическому зазору между дном зоны проводимости на поверхности первого полупроводника и потолком валентной зоны на поверхности второго полупроводника $\Delta E_s = 1.5$ эВ. Выбирая $n_{s1} = 10^8$ см$^{-3}$, $p_{s2} = 10^2$ см$^{-3}$, $\alpha_{no} \sim \alpha_{po} \sim 10^{-8}$ см^{3}с$^{-1}$ и $D_T = 10^{-5}$, получим, что $D_T^{-1} f_{po} \ll f_{no}$ и равновесный $1/f$ –шум имеет место в диапазоне частот от 0.1 до 10^4 Гц.

2. $D_T^{-1} f_{po} > f_{no} > f_{po}$. Выполнение этого неравенства наиболее вероятно в ПТДП структурах на основе узкозонных полупроводников или в случае толстого диэлектрика. Из (3), (4) следует

$$S_V(f) = q^2 A\frac{kT\lambda N_t(F)}{fd}\begin{cases}(C_n^{-2}+C_p^{-2}) & \text{при } f_0<f<f_{po}\\ C_n^{-2} & \text{при } f_{po}<f<f_{no},\end{cases} \quad (6)$$

где $C_p = \mathcal{E}\mathcal{E}_0 A/a_p$. Пусть $n_{s1}p_{s2} = 10^{23}$ см$^{-6}$, что соответствует $\Delta E_s = 0.75$ эВ и T = 300 К. Выбирая $n_{s1} \sim 10^{13}$ см$^{-3}$, $\alpha_{no} \sim \alpha_{po} \sim 10^{-8}$ см^{3}с$^{-1}$ и $D_T \sim 10^{-8}$, получим, что $D_T^{-1} f_{po} > f_{no} > f_{po}$ и равновесный $1/f$ –шум имеет место в диапазоне частот от 0.1 до 10^4 Гц.

Литература

[1] Мак-Уортер А. В сб.: Физика поверхности полупроводников. М.: ИЛ, 1959, с. 263–288.

[2] V a n V l i e t K.M. – IEEE Trans. Elect. Dev., 1976, v. ED-23, N 11, p. 1236–1246.

Поступило в Редакцию
8 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10 26 мая 1988 г.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4.5 ГэВ В ТОЛСТОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА

Р.О. А в а к я н, А.Э. А в е т и с я н,
Р.А. А с а т р я н, Г.А. В а р т а п е т я н,
К.Р. Д а л л а к я н, С.С. Д а н а г у л я н,
О.С. К и з о г я н, Э.М. М а т е в о с я н,
С.П. Т а р о я н, Г.М. Э л б а к я н

Теоретическое предсказание [1] о возможности интенсивного излучения заряженных частиц, пролетающих вблизи кристаллографических осей и плоскостей (излучение при каналировании), стимулировано обширные исследовательские работы по этой проблеме как в теоретическом аспекте, так и в экспериментальном.

Такой интерес к новому виду излучения при каналировании частиц прежде всего обусловлен его уникальными характеристиками, такими, как высокая спектрально-угловая плотность излучения, большая степень поляризации фотонного пучка, квазимонохроматичность и т.д.

При создании высокоинтенсивных и узконаправленных пучков фотонов для прикладных задач важное место занимают исследования излучения в толстых кристаллах. Уже первые результаты в этом направлении [2–4] показали интересные особенности в процессе излучения электронов при увеличении толщины кристаллического радиатора. Был обнаружен заметный рост спектрально-угловой плотности излучения при толщинах, значения которых в 20 и более раз превышают расчетные длины деканалирования. С другой стороны очевидно, что с увеличением толщины на спектрально-угловые характеристики излучения существенно могут влиять процессы многократного рассеяния частиц и их радиационные потери. Теоретические исследования влияний многократного рассеяния и радиационных потерь на динамику и характеристики излучения каналированных электронов показали существование оптимальной толщины кристалла L_0, при которой энергетический выход излучения в заданный телесный угол является максимальным [5], а также привели к новому пониманию явления, связанного с объемным захватом и существованием аномально большой доли частиц, пробег которых в режиме каналирования значительно превышает расчетную длину деканалирования [6].