Письма в ЖЭТФ, том 17, вып.1, стр.46 – 48 *5 января 1973 г.*

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ШУМ ПРИ ТЕРМОЭМИССИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В. К. Неволин

Как известно [1], квазистационарное тепловое поле у поверхности нагретых тел дает основной вклад в плотность электромагнитной энергии и в максвелловские натяжения, но не участвует в создании потока энергии. В частности, квазистационарное тепловое поле дает основной вклад в силы сцепления между двумя близко расположенными телами [2].

Если однородный полупроводник при температуре T занимает полупространство $z < 0$, то спектральная плотность флуктуаций нормальной компоненты теплового поля над поверхностью запишется в виде [1]:

$$< E_z^2(\omega, z) > = \frac{kT}{\pi c}\left\{\frac{c\epsilon''}{2z^3\omega|\epsilon_1 + 1|^2} - \frac{1}{2z^2}\,\mathrm{Im}\,\frac{\epsilon_1^*\sqrt{1-\epsilon_1^*}}{(\epsilon_1^* + 1)^2}\right\}, \qquad (1)$$

где $\epsilon_1(\omega) = \epsilon' - i\epsilon''$ – электрическая проницаемость. Из выражения (1) видно, что спектральная интенсивность флуктуаций поля заметно возрастает при малых z (в пределах макроскопического рассмотрения $z \gg a$, где a – радиус корреляции).

Квазистационарное поле может оказывать влияние на эмиссию электронов, вызывая шум тока, очевидно, в тех случаях, когда этот ток определяется полем у поверхности катода.

Рассмотрим более подробно это явление при термоэмиссии полупроводников. Пусть к поверхности полупроводника по нормали приложено внешнее постоянное поле E_0, вызывающее эмиссию электронов в области эффекта Шоттки. Это поле мало, так что применима теория электрических изображений и выполняется нормальный закон Шоттки, т. е.

$$z_m = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{e}{E_0}} \gtrsim r, \tag{2}$$

где r – дебаевский радиус, [3]. Пренебрегаем пространственным зарядом электронов и в связи с этим считаем, что при эмиссии отсутствует взаимная корреляция электронов.

В рассматриваемых условиях, если эмиссия каждого электрона статистически независима, должен наблюдаться дробовый шум Шоттки [4]. Однако, в токе эмиссии должен наблюдаться и шум, вызванный тем, что под действием квазистационарного поля $E_z(z, t)$ будет флуктуировать "высота" барьера Шоттки. Вычислим флуктуации тока в этом случае.

Считаем, что $E_z(z, t) << E_0$. Будем интересоваться частотами $\omega < v/z_m$, где z_m – положение максимума барьера Шоттки; v – тепловая скорость электронов. Таким образом, за время вылета электрона высота барьера будет оставаться постоянной и неоднородность барьера, вызванная квазистационарным полем на этих частотах, будет невелика $\lambda \sim c/\omega >> z_m$. В связи с этим можно считать, что дробовые флуктуации происходят независимо от флуктуаций барьера. Тогда спектральную интенсивность флуктуаций тока по положительным частотам в полосе $\omega < v/z_m$ можно вычислить аналогично [5], получим:

$$< \Delta I^2(\omega) > = 2Ie + \frac{I^2e^3}{2}\,\frac{< E_z^2(\omega, z_m) >}{E_0 k^2 T^2}, \tag{3}$$

где I – ток Шоттки. Эта формула справедлива при $z_m \gtrsim a \sim r$, т. е. при внешних полях у катода

$$E_0 \lesssim \frac{e}{4r^2}.$$

Выражение (3) представляет собой суперпозицию дробовых и квазистационарных флуктуаций тока. При этом удобно исследовать частотную зависимость относительной интенсивности квазистационарного шума к дробовому. Для этого положим

$$\epsilon_1 = \epsilon'(\omega) - i\,\frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} \quad \text{и} \quad |\epsilon_1| >> 1, \tag{4}$$

где σ – проводимость, получим:

$$\gamma(\omega) = \frac{I\sqrt{eE_0}}{\pi k T \epsilon'}\,\frac{\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \tag{5}$$

где $\tau = \epsilon'/4\pi\sigma$.

Можно видеть, что квазистационарный шум у полупроводников имеет характерную частотную зависимость. Более того, если $\epsilon'(\omega)$ и $\sigma(\omega)$ слабо зависят от частоты, то эта зависимость является типичной для шумов в полупроводниках; например, является характерной для генерационно-рекомбинационных шумов [4]. При этом у полупроводников с неслишком высокой проводимостью можно наблюдать квазистационарный шум, значительно превышающий по интенсивности дробовый, при относительно малых токах эмиссии. Так при $\sigma \sim 10^{11}$ *сек*$^{-1}$ ($\rho \sim 10$ *ом·см*), $E_0 = 10^2$ *в/см*, $T \sim 10^3$ °K, $I = 1$ *ма*, $\gamma(0) \sim 70$. Если у полупроводников основной вклад в частотную зависимость $\gamma(\omega)$ вносит первый член в выражении (1), то у металлов – второй член, первый же – обуславливает добавку, не зависимую от частоты [5].

Московский
институт электронной техники

Поступила в редакцию
15 ноября 1972 г.

Литература

[1] М.Л.Левин, С.М.Рытов. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике М., изд. Наука, 1967.

[2] Е.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 29, 94, 1955.

[3] Л.Н.Добрецов, М.В.Гомоюмова. Эмиссионная электроника. М., изд. Наука, 1966.

[4] А.Ван-дер-Зил. Флуктуационные явления в полупроводниках. М., Издинлит, 1961.

[5] В.К.Неволин. ЖТФ, 42, 1092, 1972.