

ОСЦИЛЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ СВЯЗАННЫЕ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ НЕУПРУГОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Ю.М. Иванченко, Е.В. Кочергин

Показано, что наблюдавшиеся ранее осцилляции производной проводимости по напряжению (ОПП) $N-I-N$ контакта связаны с возбуждением туннелирующими электронами поперечно-электрических (ТЕ) волн в области барьера.

В последние годы появились экспериментальные работы [1 – 3], в которых были обнаружены ОПП в туннельных $N-I-N$ контактах. В данной работе показано, что возникновение ОПП связано с электромагнитным излучением туннелирующих электронов. Рассматривается симметричный $N-I-N$ контакт, толщина диэлектрической прослойки d которого значительно меньше, линейных размеров L_y, L_z в сечении контакта. Вклад в производную проводимости $G(\Omega)$ (см. [4]), возникающую из-за неупругого туннелирования с испусканием фотонов равен

$$G(\Omega) \approx 2e |T|^2 \sum_{\mathbf{k}} \int \frac{d\omega}{2\pi} F(\omega - \Omega) B(\mathbf{k}, \omega)$$

здесь $\Omega = eV/\hbar$ (V – напряжение на контакте), $|T|^2$ – усредненный на поверхности Ферми квадрат модуля матричного элемента, описывающего неупругое туннелирование электронов с испусканием фотонов, $B(\mathbf{k}, \omega)$ – спектральная интенсивность фотонов с частотой ω и двумерным волновым вектором $\mathbf{k} (k_y, k_z)$, величина $F(\omega) = z(z \operatorname{cth} z - 1)/\omega \operatorname{sh}^2 z$ ($z = \hbar\omega/2\Theta$) при температуре $\Theta \rightarrow 0$ стремится к δ -функции.

В случае когда допустима локальная аппроксимация (ЛА) для диэлектрических проницаемостей металлов $\epsilon_m(\omega)$ и диэлектрика $\epsilon_i(\omega)$, спектральная интенсивность фотонов данной системы находится с помощью

техники развитой в книге [5]. Применимость ЛА (подробно этот вопрос обсуждался в работе Эконому [6]) ограничивает область допустимых частот

$$l/\lambda_p \ll \omega \tau_m [1 + (\omega \tau_m)^{-2}]^{3/4}, \quad (1)$$

где l , τ_m — длина и время свободного пробега электронов в металлах, $\lambda_p = \omega_p/c$, ω_p — электронная плазменная частота в металлах, c — скорость света.

Дальнейшие вычисления проводятся с учетом следующих двух обстоятельств. Кроме ограничения на частоты задаваемого неравенством (1) будем рассматривать область напряжений для которых $\Omega \ll \omega_p$. И второе, предположим, что один из размеров в сечении контакта значительно меньше другого (например, $L_y = L \ll L_z$). Тогда туннелирующий электрон будет возбуждать ТЕ волны, распространяющиеся вдоль оси z . Если пренебречь потерями ТЕ волн на излучение с краев контакта в y направлении, то в туннельном переходе возможно возбуждение ТЕ волн лишь с $k_y = \pi n/L$ ($n = 0, 1, \dots$). Сделанные оговорки позволяют после громоздких, но тривиальных вычислений записать $G(\Omega)$ в виде

$$G(\Omega) \sim \frac{\phi}{2\pi} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{e^{-\gamma n}}{\sqrt{\pi n \chi^2}} \left[\frac{\pi n \Theta \beta}{\text{sh}(\pi n \Theta \beta)} \right]^2 \cos \left[n\chi - \frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{4} \right] \right\} \quad (2)$$

здесь величины ϕ , χ , γ и β являются функциями Ω , выражающимися через $\epsilon_i(\Omega) = \epsilon' + i\epsilon''$ и $b(\Omega) = [1 + (\Omega\tau_m)^{-2}]^{1/2}$ с помощью комплексной величины $a(\Omega) = a' + ia''$

$$a' = \epsilon' + \xi(\epsilon'\sqrt{b+1} - \epsilon''\sqrt{b-1})/\sqrt{2}b; \quad a'' = \epsilon'' + \xi(\epsilon''\sqrt{b+1} + \epsilon'\sqrt{b-1})/\sqrt{2}b;$$

$$\xi = 2\lambda_p/d; \quad \phi = \arctg(a''/a'); \quad \beta = \chi/\hbar\Omega; \quad \chi = \sqrt{2}L\Omega\sqrt{a' + |a|}/c;$$

$$\gamma = \sqrt{2}L\Omega a''/c\sqrt{a' + |a|}.$$

При выводе соотношения (2) использовано стандартное выражение для поперечной диэлектрической проницаемости металлов в виде $\epsilon_m(\Omega) = 1 - \omega_p^2\tau_m/\Omega(\Omega\tau_m - 1)$ которое пригодно для простых металлов в области выполнения неравенства (1). Кроме того предполагалось, что $\chi \gg 1$. Последнее означает, что рассматриваются напряжения при которых возбуждаются достаточно коротковолновые фотоны ($d \ll \lambda \ll L$, λ — длина волны фотона).

Для анализа выражения (2) ограничим рассмотрение каким-либо конкретным видом зависимости $\epsilon_i(\Omega)$. По-видимому наибольший интерес представляет случай релаксационного поведения $\epsilon_i(\Omega)$ при котором

$$\epsilon_i(\Omega) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 - i\Omega\tau_i} \quad (3)$$

где $\epsilon_0, \epsilon_\infty$ — статическая и оптическая диэлектрические проницаемости, τ_i — характерное время релаксации поляризуемости в окисле.

На эксперименте, как правило, ситуация такова, что $\max\{\gamma, 2\pi\Theta\beta\} > 1$ и поэтому в сумме из соотношения (2) имеет смысл удерживать лишь один член с $n = 1$. Рассмотрим сначала случай "грязного" металла, когда в доступной для измерений области напряжений выполняется условие $\Omega\tau_m \ll 1$. Будем полагать, что изолирующая прослойка тоже не очень качественна ($\Omega\tau_i \ll 1$). Тогда будут проявляться осцилляции с периодом по напряжению

$$\Delta\Omega = \pi c / L \sqrt{\epsilon_0} (1 + \xi \sqrt{\Omega\tau_m/2'})^{1/2} \quad (4)$$

амплитуда которых слабо зависит от напряжения в области выполнения неравенства $2\pi\Theta\epsilon_0 (1 + \xi \sqrt{\Omega\tau_m/2'}) > \hbar\Omega [(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)\Omega\tau_i + \xi \sqrt{\Omega\tau_m/2'}]$. Как только это неравенство нарушится, ОПП экспоненциально быстро затухнут. В случае когда между "грязными" электродами находится достаточно качественный окисел ($\Omega\tau_i \gg 1$), период ОПП изменится лишь за счет того, что в соотношении (4) вместо ϵ_0 станет ϵ_∞ . Область же напряжений, в которой будут проявляться незатухающие ОПП определится неравенством другого типа $2\pi\Theta[1 + \sqrt{2'}/\xi\sqrt{\Omega\tau_m}] > \hbar\Omega$. Наконец, если электроды контакта изготовлены из чистого металла ($\Omega\tau_m \gg 1$), то период ОПП определяется формулой

$$\Delta\Omega = \pi c \sqrt{2'}/L \sqrt{(1 + \xi)(\epsilon' + |\epsilon_i|')}. \quad (5)$$

В этом случае амплитуда ОПП, в области температур $2\pi\Theta\epsilon_\infty > \hbar\tau_i(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)$ будет меняться лишь $\sim \Omega^{-1/2}$.

В заключении отметим, что предложенный механизм позволяет объяснить всю совокупность экспериментальных фактов связанных с ОПП, а именно — дает правильный порядок величины ΔV (для $L \approx 10^{-2}$ см $\Delta V \approx 10[1 + \xi](\epsilon' + |\epsilon_i|)^{-1/2}$ мэв, что соответствует периодом, наблюдавшимся в [3]), приводит к очень слабой зависимости от V амплитуды и периода осцилляций и, наконец хорошо согласуется с фактом исчезновения ОПП после отжига при комнатной температуре. Дело в том, что при отжиге атомы металла диффундируют в диэлектрическую прослойку и вследствие этого возникает резкое падение τ_i , приводящее к подавлению ОПП за счет роста γ .

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
10 июля 1978 г.

Литература

- [1] И.К.Янсон, Б.И.Веркин, Л.И.Островский, А.Б.Теплицкий, О.И.Шкляревский. Письма в ЖЭТФ, **14**, **40**, 1971.
- [2] J.F.Adler, J.Stvaus. Phys. Rev. "B", **13**, 1377, 1976.
- [3] О.И.Шкляревский. Исследование колебательных спектров тонких поверхностных слоев и адсорбированных молекул методом туннельной спектроскопии. Диссертация, 1977 г. Харьков.

[4] Ю.М. Иванченко, Ю.В.Медведев. ФНТ, 2, 141, 1976.

[5] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, 347, 1962 г., Москва.

[6] E.N. Economou. Phys. Rev., 182, 539, 1969.
