05.4; 07

ЭФФЕКТ ТУННЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев

Туннельный ток в эффекте Джозефсона [1], величина которого много больше обычного туннельного тока, обусловлен интерференцией волновых функций когерентных электронов в сверхпроводнике. Интерференция с перекрытием полей в туннельной области (здесь волновые вектора чисто мнимые или комплексные) должна наблюдаться для волн произвольной физической природы. Для электромагнитных волн это явление теоретически рассмотрено в работе [2], где в случае полного внутреннего отражения показано, что при падении на плоскопараллельную диэлектрическую пластинку с противоположных сторон двух плоских волн под одинаковым углом возникает туннельный интерференционный поток энергии:

$$I_{инт} = \sqrt{I_{10}}\sqrt{I_{20}}\,T\sin(\varphi_1-\varphi_2). \qquad (1)$$

Здесь I_{10}, I_{20} – интенсивности, а φ_1, φ_2 – фазы падающих на пластинку волн и, по аналогии с обычным коэффициентом прозрачности D [3], введен коэффициент интерференционной прозрачности T.

В настоящей работе дается экспериментальное подтверждение явления туннельной электромагнитной интерференции, определяется коэффициент интерференционной прозрачности тонких металлических пленок в оптическом диапазоне.

На основе решения электродинамической задачи о металлической плоскопараллельной пластинке толщиной d с электропроводностью σ и диэлектрической проницаемостью ε_2 аналогично [2] можно получить точную формулу для коэффициента интерференционной прозрачности, которая при нормальном падении электромагнитных волн запишется в виде:

$$T = \frac{8\sqrt{2}\,n\sqrt{1+K^2}}{|Q|^2}\left[1-2n^2(1-K^2)+n^4(1+K^2)^2\right]^{1/2}\times$$
$$\times\left[ch(2\omega\sqrt{\varepsilon_1}\,nkd/c)-\cos(2\omega\sqrt{\varepsilon_1}\,nd/c)\right]^{1/2}. \qquad (2)$$

Здесь

$$|Q|^2 = 2\left\{\left[1+n^2(1+K^2)^2+4n^2\right\}ch(2\omega\sqrt{\varepsilon_1}\,nKd/c)-\right.$$
$$-2\left\{\left[1-n^2(1+K^2)\right]^2-4n^2K^2\right\}\cos(2\omega\sqrt{\varepsilon_1}\,nd/c)+$$
$$+8n\left[1+n^2(1+K^2)\right]sh(2\omega\sqrt{\varepsilon_1}\,nkd/c)-$$
$$-8nk\left[1-n^2(1+k^2)\right]\sin(2\omega\sqrt{\varepsilon_1}\,nd/c),$$

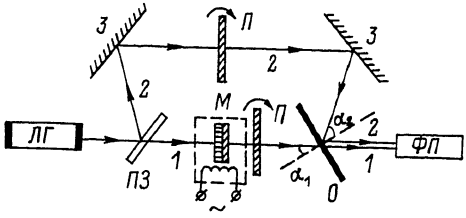

Рис. 1. ЛГ – гелий-неоновый лазер (λ=6328 Å), ФП – фотоприемник, М – модулятор, П – поляроид, З – зеркало, ПЗ – полупрозрачное зеркало, О – исследуемый образец.

а коэффициент экстинкции и показатель преломления даются выражениями

$$k = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 \omega}{\sigma} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 \omega}{\sigma}\right)^2 + 1},$$

$$n^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \omega}\right)^2}\right),$$

где ε_1 – диэлектрическая проницаемость среды, окружающей пластинку, ω – круговая частота, ε_0 и c – электрическая постоянная и скорость света соответственно. Для обычного коэффициента прозрачности справедлива формула

$$D = 16 n^2 (1 + k^2)/|Q|^2. \tag{3}$$

В случае толстой пластинки ($d > d_s = \sqrt{2/\mu_0 \sigma \omega}$ – глубина скин-слоя, μ_0 – магнитная постоянная) нормального металла ($\sigma/\varepsilon_0 \varepsilon_2 \omega \gg 1$) из (2), (3) имеем

$$T = 8\sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \omega}{\sigma}}\, exp(-d/d_s), \tag{4}$$

$$D = 16\, \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \omega}{\sigma}\, exp(-2d/d_s). \tag{5}$$

Соотношения (4), (5) показывают, что коэффициент интерференционной прозрачности Т металлической пластинки больше обычного коэффициента прозрачности D, причем с ростом d различия между ними могут составлять несколько порядков. Теоретическая формула (2), так же как результаты в [2], экспериментально подтверждается в настоящей работе.

На рис. 1 изображена схема установки, представляющая собой двухлучевой интерферометр, в одном из плеч которого световой пучок модулируется по амплитуде. Модулятором является перпендикулярно перемагничиваемая током звуковой частоты феррит-гранатовая

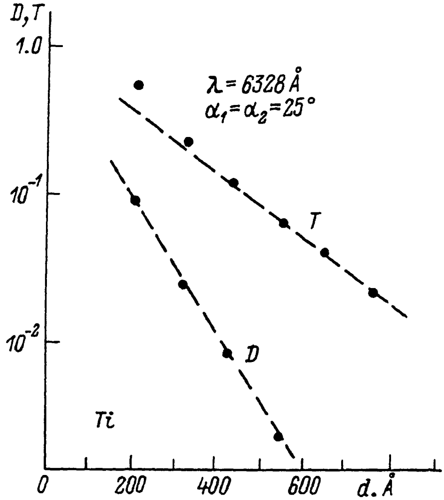

Рис. 2.

пленка, склеенная с поляроидной пленкой. Поляроиды в каналах интерферометра служат для регулирования амплитуд волн, падающих на исследуемый пленочный образец. Сигнал от пленки с фотоприемника поступает на измерительный усилитель, а затем в осциллограф, с помощью которых производились измерения.

Исследовались тонкие пленки (d ~ 200–800 Å) металлического конденсата (титан), получаемые вакуумным резистивным напылением на стеклянные подложки толщиной ~0.15 мм. Коэффициент прозрачности D определялся как $D = \Delta I/\Delta I_1$ (ΔI_1 и ΔI – интенсивность сигнала на входе и выходе пленки) при закрытом втором канале интерферометра. При подаче второй волны интенсивность сигнала на выходе пленки резко возрастает (на порядок и более) и, как показали измерения, она линейно зависит от амплитуды дополнительной волны. Коэффициент усиления, равный отношению интенсивностей сигналов при интерференционном и обычном прохождении, согласно (1), определится выражением

$$\xi = \frac{\Delta I_{инт}}{\Delta I} = \frac{\sqrt{I_{20}}}{2\sqrt{I_{10}}}\,\frac{T}{D}\sin(\varphi_1-\varphi_2). \qquad (6)$$

Измерения усиления сигнала за счет туннельной интерференции позволяют по соотношению (6) определить величину коэффициента интерференционной прозрачности T.

На рис. 2 в полулогарифмическом масштабе представлена зависимость коэффициентов D и T для пленки титана от ее толщины d. Видно, что с ростом d различия в значениях D и T

увеличиваются и при $d_S \sim 730$ Å составляют два порядка. При этом экспериментальные значения D и T удовлетворительно ложатся на две прямые разного угла наклона. Следовательно, зависимости $D(d)$ и $T(d)$ подчиняются экспоненциальному закону с разными показателями экспонент. Важно, что наклоны прямых отличаются приблизительно в два раза, а определенная из графиков глубина скин-близительно в два раза, а определенная из графиков глубина скин-слоя $d_S \sim 170$ Å вполне коррелирует с $d_S = \sqrt{2/\mu_0 \sigma \omega}$, вычисленной при $\sigma = 2 \cdot 10^6$ (Ом · м)$^{-1}$ для титана [4]. Таким образом, экспериментальные зависимости согласуются с формулами (4), (5) и коэффициент интерференционной прозрачности металлических пленок для электромагнитных волн много больше их обычного коэффициента прозрачности.

Приведенные в настоящей работе результаты показывают, что явление туннельной интерференции требует дальнейшего изучения и несомненно является перспективным с точки зрения технических приложений.

Список литературы

[1] Солимар Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. М.: Мир, 1974. 422 с.

[2] Бакрадзе Р.В., Брандт Н.Б., Толмачев В.В. Сб.: Механика сплошной среды. М.: ВЗПИ, 1984. С. 3–15.

[3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. С. 581–585.

[4] Таблицы физических величин / Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

Московское высшее техническое училище им. Н.Э. Баумана

Поступило в Редакцию 27 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 21 12 ноября 1989 г.

05.4

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ С УПОРЯДОЧЕННОЙ РЕШЕТКОЙ ПОР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Д. Кривоспицкий, А.Н. Лыков

Одним из методов изучения пиннинга в сверхпроводниках является использование структур с упорядоченной решеткой неоднородностей. При согласовании решетки магнитных вихрей с решеткой неоднородностей можно, в частности, изучать пиннинг отдельных вихрей, не учитывая при этом упругие свойства вихревой решетки. В общем случае хаотично расположенных центров пиннинга проблема сумми-