

*Г.Н. Жижин, С.А. Киселев,
Л.А. Кузик, В.А. Яковлев*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПЭВ И ОБЪЕМНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ) является чувствительным зондом при исследовании свойств приповерхностных слоев металлов, так как ее амплитуда максимальна на поверхности. Из измерений затухания ПЭВ можно получить коэффициент поглощения в металле [1] и определить мнимую часть комплексного эффективного показателя преломления. Фазовая спектроскопия ПЭВ [2] позволяет определять действительную часть эффективного показателя преломления, используя интерференционные измерения набега фазы поверхностной волны.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Излучение падает на зазор между металлом и экраном, дифрагирует на нем, частично преобразуется в ПЭВ. ПЭВ распространяется по поверхности металла до края и на краю преобразуется в объемную волну, которая интерферирует с волной, дифрагированной на зазоре. Распределение интенсивности интерференционной картины регистрируется на линии, перпендикулярной плоскости металла и на некотором расстоянии от края.

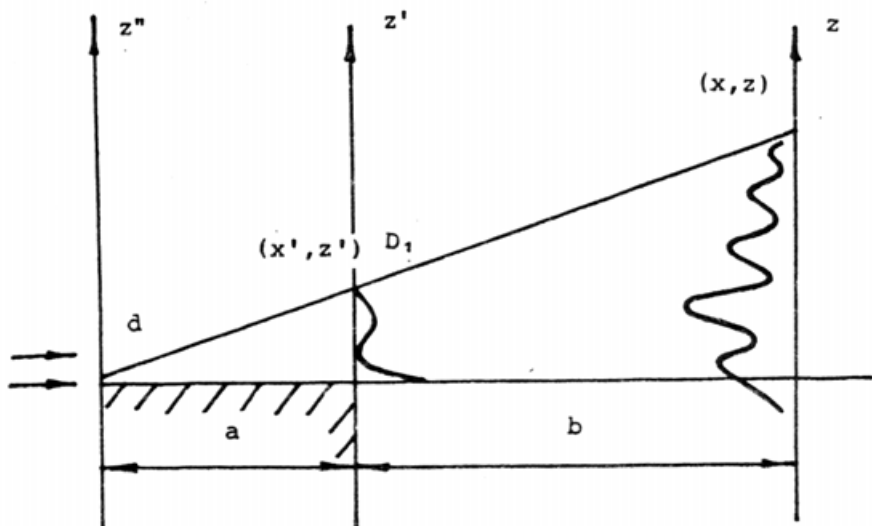


Рис. 1. Образование интерференционной картины при апертурном возбуждении ПЭВ

Расчет распределения интенсивности в интерференционной картине был проведен в два этапа. Сначала была рассмотрена задача о распространении ПЭВ и дифрагированного излучения в рамках импедансного приближения над металлом. ПЭВ распространяется по поверхности $z = 0$, которая характеризуется импедансом

$$Z = R - iX = \sqrt{1/\epsilon} (R, X > 0), \quad (1)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость среды.

Рассматривается ТМ - поляризованное монохроматическое излучение с частотой ν . Отличными от 0 компонентами являются H_y, E_x, E_z . Задача вычисления поля сводится к определению H_y , а E_x и E_z вычисляются из уравнений Максвелла. ПЭВ возбуждается на зазоре высотой d в плоскости $x = 0$. Относительно оси y задача трансляционно инвариантна. В области распространения ПЭВ необходимо решить волновое уравнение

$$\square H(x, z, t) = 0 \quad (2)$$

с граничным условием Леонтовича [3] для сред с большим ϵ

$$\frac{\partial H}{\partial z} + ikZH = 0 \text{ при } z = 0, \quad (3)$$

где $k = 2\pi\nu$ - волновой вектор.

Начальное условие - возбуждающее поле на щели $0 < z < d$

$$V_0(z) = A^{-ikaz} + B e^{ikaz} \quad (4)$$

Решение ищется в виде:

$$H(x, z, t) = V(x, z) e^{ikx - i\omega t}. \quad (5)$$

Тогда уравнение (2) сводится к уравнению диффузии с коэффициентом диффузии $D = i/2k$:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = D \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}, \quad (6)$$

граничное условие принимает вид:

$$\frac{\partial V}{\partial z} + ikzV(x, z) = 0 \text{ при } z = 0. \quad (7)$$

Формализм решения параболического уравнения (6) подробно описан в монографии [3]. Решение его можно записать в виде:

$$V(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dz' G(x, z-z') V_0(z'), \quad (8)$$

где

$$G(x, z-z') = \left(\frac{k}{2\pi x}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[\frac{ik(z-z')^2}{2x} - \frac{i\pi}{4}\right] - \text{функция Грина};$$

$V_0(z')$ - начальное условие, которое соответствующим образом продолжено в область $z < 0$ с учетом граничного условия.

Для начального условия (4) продолженное начальное условие имеет вид:

$$V_0(z) = \begin{cases} 0, & z > d \\ Ae^{-ikaz} + Be^{ikaz} & 0 < z < d \\ A\frac{\alpha-Z}{\alpha+Z} e^{ikaz} - B\frac{\alpha+Z}{\alpha-Z} e^{-ikaz} + 2Z\left(\frac{A}{\alpha+Z} - \frac{B}{\alpha-Z}\right) e^{-ikZz}, & -d < z < 0 \\ 2Z\left(A\frac{1-e^{-ik(\alpha+Z)d}}{\alpha+Z} - B\frac{1-e^{ik(\alpha-Z)d}}{\alpha-Z}\right) e^{-ikZz}, & z < -d. \end{cases} \quad (9)$$

Подставив (9) в (8), получим решение параболического уравнения:

$$\begin{aligned} V(x, z) = & \frac{1}{2} e^{(\tau-\zeta)^2} [Ae^{-2\rho\zeta} W(\rho+\tau-\zeta) + Be^{2\rho\zeta} W(-\rho+\tau-\zeta)] + \\ & + \frac{1}{2} e^{(\tau+\zeta)^2} \left[\left(\frac{Be^{2\rho\zeta}}{\rho-\sigma} - \frac{Ae^{-2\rho\zeta}}{\rho+\sigma} \right) 2\sigma W(\sigma+\tau+\zeta) - \right. \\ & - Ae^{-2\rho\zeta} \frac{\rho-\sigma}{\rho+\sigma} W(-\rho+\tau+\zeta) - Be^{2\rho\zeta} \frac{\rho+\sigma}{\rho-\sigma} W(\rho+\tau+\zeta) \left. \right] + \\ & + \frac{1}{2} e^{\tau^2} \left[\left(\frac{A}{\rho+\sigma} - \frac{B}{\rho-\sigma} \right) 2\sigma W(\sigma+\tau) + \left(B\frac{\rho+\sigma}{\rho-\sigma} - A \right) W(\rho+\tau) + \right. \\ & \left. + \left(A\frac{\rho-\sigma}{\rho+\sigma} - B \right) W(-\rho+\tau) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\tau = e^{\frac{i\pi}{4}} \frac{z}{x} \sqrt{\frac{kx}{2}},$$

$$\sigma = e^{\frac{i\pi}{4}} z \sqrt{\frac{kx}{2}},$$

$$\rho = e^{\frac{i\pi}{4}} \alpha \sqrt{\frac{kx}{2}},$$

$$\zeta = e^{i\frac{\pi}{4}} \frac{d}{x} \sqrt{\frac{kx}{2}},$$

$W(\xi) = e^{\xi^2} \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_{\xi}^{i\infty} e^{-\eta^2} d\eta$ - интегральная функция комплексного аргумента.

Предположим, что на зазор падает плоская волна, тогда $A = 1$, $B = 0$, $\alpha = 0$ в (4), а решение можно записать следующим образом:

$$V(x, z) = \frac{1}{2} e^{(\tau-\zeta)^2} W(\tau-\zeta) + e^{(\tau+\zeta)^2} (-W(\sigma+\tau+\zeta) + \frac{1}{2} W(\tau+\zeta) + e^{\tau^2} (W(\sigma+\tau) - W(\tau))). \quad (11)$$

Решение (11), полученное в импедансном приближении, справедливо для x , удовлетворяющих неравенству

$$\left| \frac{kx}{\epsilon^2} \right| \ll \pi, \quad (12)$$

что в эксперименте хорошо выполняется для металлов ($\epsilon \sim 10^3$), $x \sim 10$ см, в области $\nu \sim 1000$ см⁻¹.

Был проведен модельный расчет поля вблизи поверхности металла для металла с $\nu_p = 80000$ см⁻¹, $\nu_\tau = 800$ см⁻¹ при зазоре $d = 60$ мкм для частоты $\nu = 1000$ см⁻¹.

Импеданс металла вычисляется по формулам:

$$X = \frac{\nu}{\sqrt{2} \nu_p} \left[\left(1 + \frac{\nu_\tau^2}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

$$R = \frac{\nu}{\sqrt{2} \nu_p} \left[\left(1 + \frac{\nu_\tau^2}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Распределение поля, вычисленное по формуле (11), аналогично распределению поля при дифракции Фраунгофера на щели $2d$, так что направления на минимумы θ_1 удовлетворяют условию:

$$\theta_1 = \frac{\lambda l}{2d},$$

где

$$l = 1, 2, \dots,$$

λ - длина волны.

Однако присутствие импедансной плоскости приводит к тому, что нулевой дифракционный максимум разделяется на ПЭВ и "скользящую" объемную волну. Распределения поля вблизи поверхности представлены на рис. 2 для разных расстояний a от возбуждающей диафрагмы. ПЭВ локализована у поверхности металла и затухает, распространяясь вдоль поверхности. Максимум объемного излучения удаляется от поверхности с увеличением расстояния, а минимум, отделяющий его от ПЭВ, находится вблизи поверхности. Если проследить за фазой ПЭВ, можно заметить, что она отличается от фазы ПЭВ,

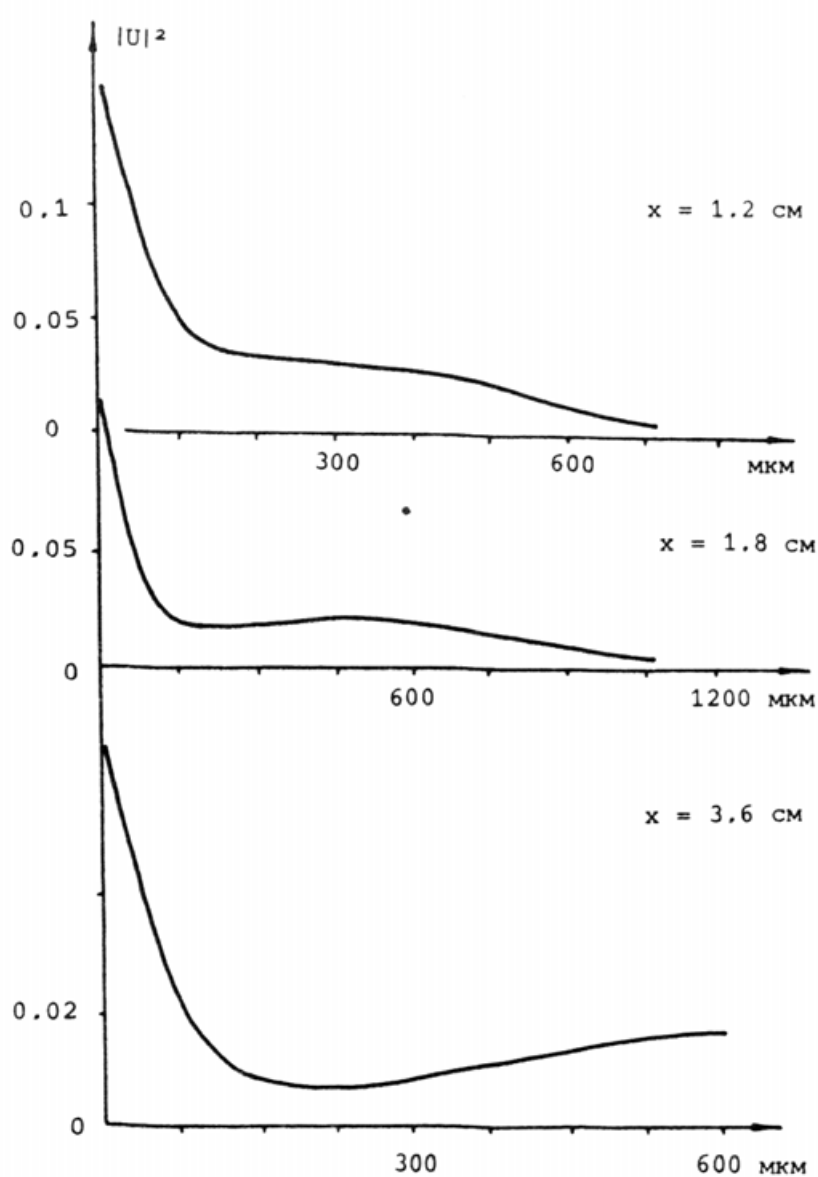


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения вблизи поверхности по вертикальной координате для различных расстояний a от возбуждающей щели

распространяющейся по поверхности без влияния на нее объемного дифрагированного излучения. Это дополнительная фаза определяется размером возбуждающей диафрагмы d , параметрами металла и расстоянием от возбуждающей диафрагмы a . Но ее можно считать постоянной в некотором диапазоне изменения a .

Рассчитав поле на краю образца, можно вычислить распределение интенсивности интерференционной картины на оси z , пользуясь принципом Гюйгенса. Поле ищем в виде интеграла Кирхгофа [4]:

$$H_y(x, z) = \frac{1}{\sqrt{8\pi k}} e^{i\frac{\pi}{4}} \int_C dc \left[\frac{\partial H_y}{\partial n} \frac{e^{-ikr}}{\sqrt{r}} - H_y \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-ikr}}{\sqrt{r}} \right) \right], \quad (14)$$

где

C - контур, охватывающий точку (x, z) ;

r - расстояние от точки до контура.

Выберем контур, проходящий по оси z' и замыкающийся на бесконечности.