

СПЕКТРОСКОПИЯ

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

ФАЗОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Амплитуда поля поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) максимальна на границе раздела сред и убывает при удалении от границы. Распределение ПЭВ вдоль границы раздела описывается эффективным показателем преломления ПЭВ [1]

$$\chi_x = \frac{k_x c}{\omega}, \quad (1)$$

где

k_x - волновой вектор ПЭВ;

ω - круговая частота.

Для границы раздела вакуум - среда с диэлектрической проницаемостью ϵ эффективный показатель преломления определяется формулой [1]

$$\chi_x = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon+1}}. \quad (2)$$

При комплексной диэлектрической проницаемости величина χ_x также комплексна. Мнимая часть ее обуславливает пространственное затухание ПЭВ и может быть определена по изменению интенсивности с расстоянием, пройденным ПЭВ (амплитудная спектроскопия). Для определения действительной части эффективного показателя преломления (фазовая спектроскопия ПЭВ) могут быть использованы интерференционные измерения [2, 3].

На рис. 1 дана схема такого эксперимента с призмным возбуждением ПЭВ. На зазоре между образцом и экраном ПЭВ частично преобразуется в объемное излучение. Оставшаяся часть ПЭВ на краю образца также превращается в объемное излучение. Эти два пучка интерферируют между собой.

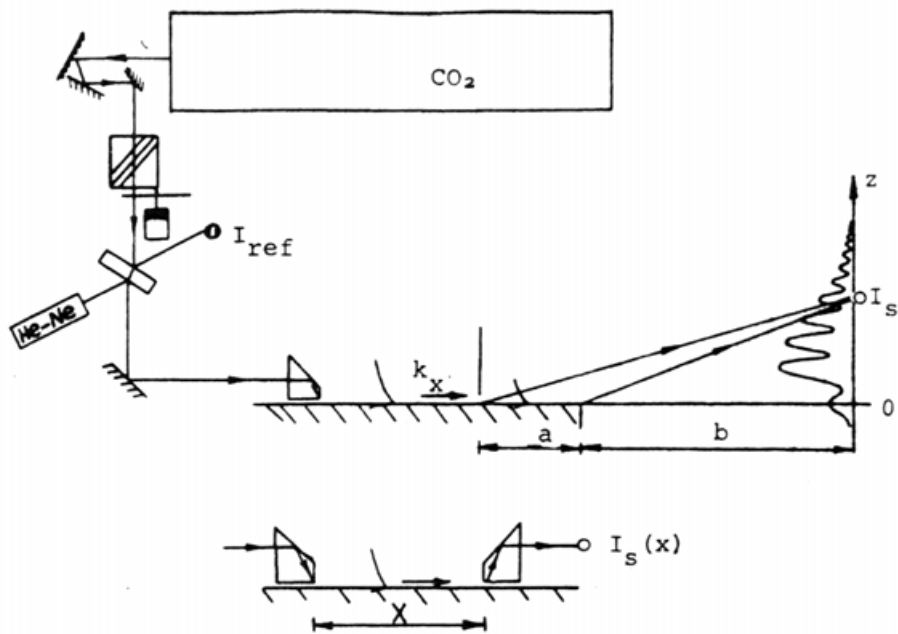


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.
Вверху - интерференционные измерения,
внизу - измерение коэффициента поглощения ПЭВ
двухпризменным методом

Условие интерференционного максимума в точке z можно записать следующим образом [3]:

$$a \operatorname{Re} \chi_x + \sqrt{b^2 + z^2} - \sqrt{(a+b)^2 + z^2} = (m + \Delta) / \nu, \quad (3)$$

где

- a - расстояние от экрана до края образца;
- b - расстояние от края образца до плоскости наблюдения;
- m - целое для максимумов (для минимумов - полуцелое);
- $\nu = \omega / 2\pi c$ - линейная частота (волновое число).

Величина Δ введена для учета возможного сдвига фаз между объемной волной и ПЭВ.

На рис. 2 приведены зависимости интенсивности от z , полученные при перемещении пьроэлектрического приемника с постоянной скоростью. По положению интерференционных экстремумов можно определить действительную часть эффективного показателя преломления либо графически [3, 4], либо методом наименьших квадратов (по формуле (3)) с использованием ЭВМ. Если при этом известен и коэффициент поглощения ПЭВ (из измерений зависимости интенсивности ПЭВ от расстояния), то можно определить диэлектрическую проницаемость образца. Для меди и ванадия такие измерения были сделаны в [4, 5].

I отн. ед.

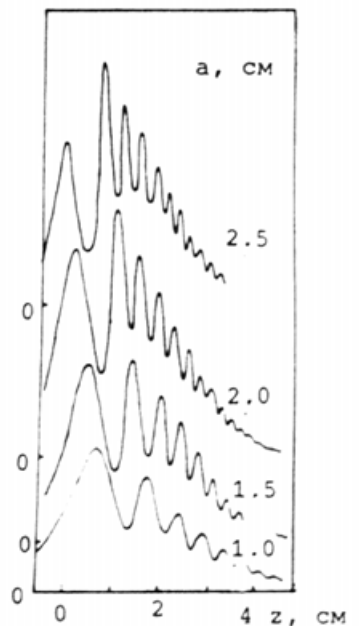


Рис. 2. Интерферограммы для разных значений a .
Образец - медь

При наличии тонких пленок на поверхности металла уравнение дисперсии ПЭВ (2) усложняется [1]. При этом χ_x зависит от толщины и свойств пленки. Решая обратную задачу, по измеренным значениям действительной и мнимой части эффективного показателя преломления ПЭВ можно определить параметры пленки. В [6,7] исследовались окисные пленки на меди и алюминии. На рисунках 3, 4 приведены частотные зависимости длины пробега ПЭВ $L = 1/4\pi\nu\text{Im}\chi_x$ и величина $2(\chi_x - 1)$ для естественной окисной пленки на алюминии (кривая 1) и для окислов, полученных после прогрева образца при 250°C в течение 5 мин (кривая 2) и при 370°C в течение 20 мин (кривая 3). Кривые - расчет, в котором единственным варьируемым параметром были толщины окисного слоя, толщина возросла в 2,5 раза после максимального теплового воздействия.

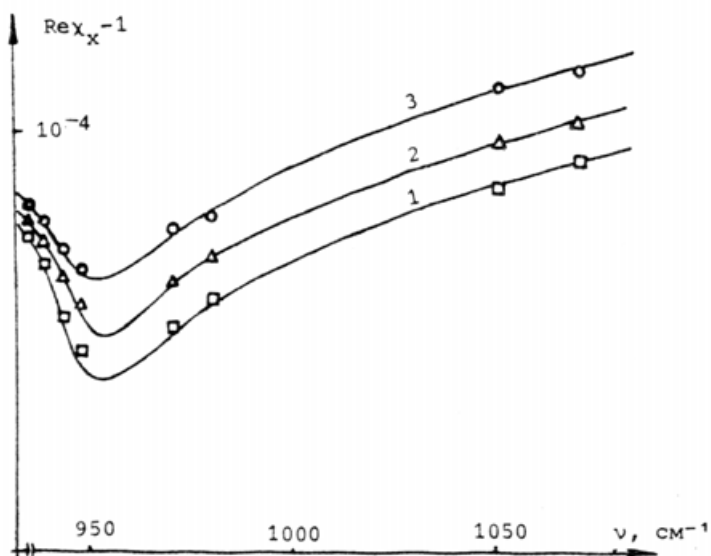


Рис. 3. Частотные зависимости действительной части эффективного показателя преломления ПЭВ на алюминии с термически выращенными окисными пленками

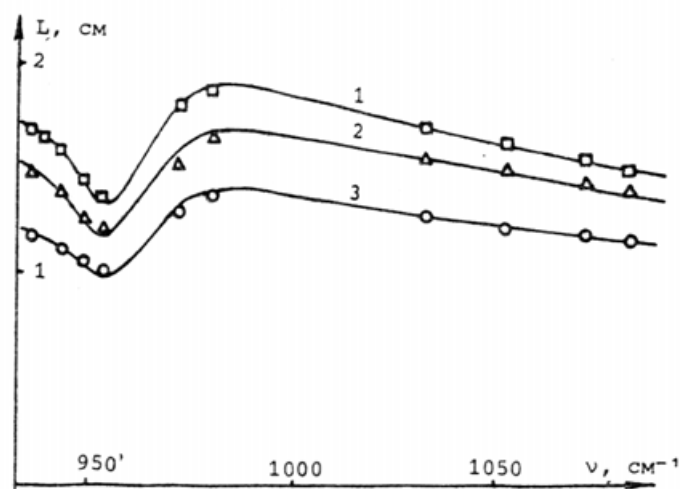


Рис. 4. Частотные зависимости длины пробега ПЭВ по алюминию с термически выращенными окисными пленками (см. рис. 3)

Регистрация интерференционной картины с линейным перемещением приемника (рис. 1) удобна только при изучении хорошо проводящих металлов. При увеличении поглощения ПЭВ уменьшаются расстояния a , при которых можно получить удовлетворительную интерференционную картину. Это приводит к увеличению расстояния между экстремумами. С другой стороны, из-за уменьшения высоты локализации поля ПЭВ над образцом расширяются диаграммы направленности интерферирующих объемных волн. В этом случае более удобным оказывается угловое сканирование (перемещение приемника по дуге окружности). Схема эксперимента показана на рис. 5. В этом случае используется апертурное возбуждение ПЭВ [8] на зазоре между поверхностью образца и экраном (лезвием бритвы).

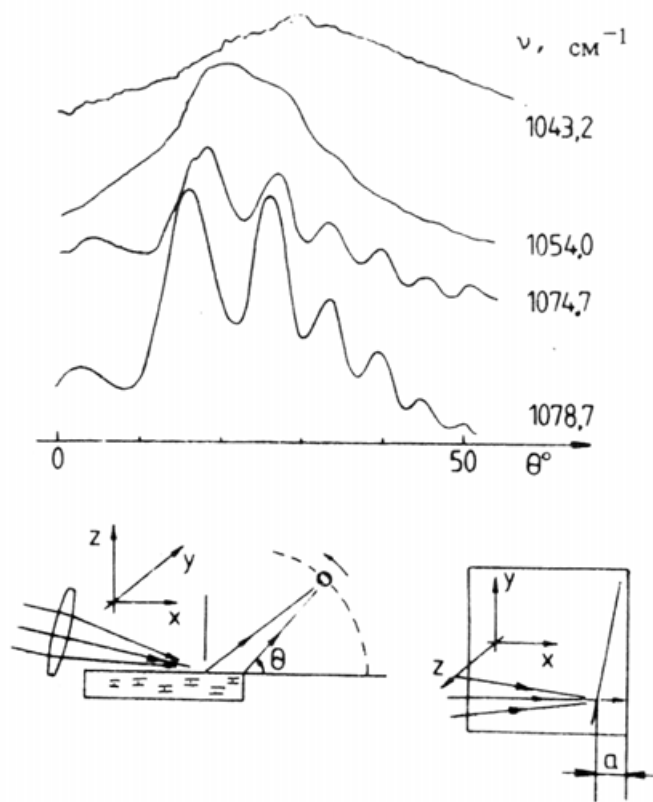


Рис. 5. Схема экспериментальной установки с угловым сканированием. Вверху - интерферограммы для кристаллического кварца, полученные на разных частотах

В рассматриваемой геометрии при $a \sim \lambda / \nu$ много меньше радиуса дуги, по которой перемещается приемник

$$\chi'_x \approx \cos \theta_m + m/\nu a, \quad (4)$$

где θ_m - угловые положения интерференционных экстремумов.

При сильном поглощении ПЭВ измерение его величины обычными методами оказывается довольно сложной задачей [5, 9]. С другой стороны, распределение интенсивности в интерферограмме содержит информацию и о коэффициенте поглощения ПЭВ. Согласно [7],

$$a/2L + A(\theta) = \ln \left(\frac{\sqrt{I_{\max}} + \sqrt{I_{\min}}}{\sqrt{I_{\max}} - \sqrt{I_{\min}}} \right), \quad (5)$$

где I_{\max} и I_{\min} определяются по огибающим максимумов и минимумов интерферограммы, а величина $A(\theta)$ не зависит от a . Измерив интерферограммы для разных расстояний a , можно, используя формулу (5), определить длину пробега ПЭВ, то есть определить из интерферограмм как действительную, так и мнимую часть χ_x .

На рис. 6 приведены частотные зависимости действительной части эффективного показателя преломления ПЭВ (дисперсия ПЭВ) кристаллического кварца для различных направлений распространения ПЭВ относительно оптической оси (анизотропия) [10]. Нанесение тонких пленок на поверхность кварца приводило к изменению дисперсии; при этом пленки с положительной

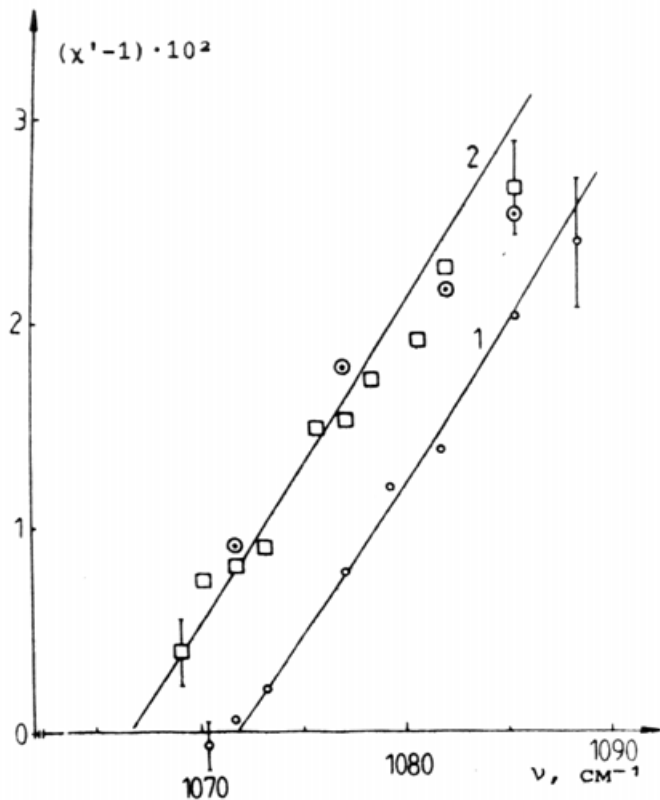


Рис. 6. Частотные зависимости действительной части эффективного показателя преломления ПЭВ для кристаллического кварца при различных ориентациях оптической оси.
Кривая 1 - для $C \parallel x$.
Кривая 2 - для $C \parallel y$ и $C \parallel z$ (оси координат см. на рис. 5)

диэлектрической проницаемостью увеличили значение $Re\chi_x$, а пленки с отрицательной диэлектрической проницаемостью (металла) уменьшили его [11].

Для высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ проводимость при комнатной температуре примерно на два порядка хуже, чем для хорошо проводящих металлов, поэтому затухание ПЭВ велико, и мы использовали схему эксперимента, показанную на рис. 5, для изучения распространения ПЭВ по различным образцам такого состава. Исследовались керамические образцы [12], монокристаллы [13] и пленки, нанесенные на титанат стронция. Для монокристаллов в десятимикронном диапазоне получено значение комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon \approx -45 + 90i$.

Все перечисленные результаты получены с использованием лазерного источника излучения (CO_2 -лазер с перестройкой в области $930-1080 \text{ см}^{-1}$). В [14] с использованием Фурье-спектрометра интерференционные измерения выполнены в широком спектральном интервале ($700-2500 \text{ см}^{-1}$) для пленки серебра.

Л и т е р а т у р а

1. Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985.
2. Яковлев В.А., Сычугов В.А., Хакимов А.А. Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 3, с. 611.
3. Жижин Г.Н., Киселев С.А., Москалева М.А., Силин В.И., Яковлев В.А. ЖТФ, 1984, т. 54, № 5, с. 975.
4. Жижин Г.Н., Силин В.И., Яковлев В.А. Эффекты дифракции и интерференции ПЭВ: Препринт ИСАН, Троицк, 1986, № 18, 47 с.

5. С и л и н В.И. Дифракция и интерференция поверхностных электромагнитных волн ИК диапазона в задачах спектроскопии поверхности: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Троицк, 1985.

6. В о р о н о в С.А., Ж и ж и н Г.Н., Я к о в л е в В.А. Поверхность. Физика, химия, механика, 1987, № 4, с. 85.

7. В о р о н о в С.А. Исследование свойств реальных поверхностей твердых тел методом фазовой спектроскопии поверхностных электромагнитных волн: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1987.

8. B a r l o w H.M., B r o w n J. Radio surface waves. Oxford: Clarendon press, 1962.

9. Zhizhin G.N., Sychugov V.A., Silin V.I., Yakovlev V.A. Solid State commun., 1984, v. 51, № 8, p. 613.

10. В о р о н о в С.А., Ж и ж и н Г.Н., У в а р о в Ф.А., Я к о в л е в В.А. ФТТ, 1986, т. 28, № 10, с. 3206.

11. A n t o n o v a K.T., V o r o n o v S.A., Y a k o v l e v V.A., Zhizhin G.N. Opt. commun., 1986, v. 60, № 4, p. 222.

12. Ж и ж и н Г.Н., К р а й с к а я К.В., К у з и к Л.А., У в а р о в Ф.А., Я к о в л е в В.А. ФТТ, т. 30, № 3, с. 929.

13. G o n c h a r o v A.F., Zhizhin G.N., Kiselev S.A., Kuzik L.A., Yakovlev V.A. Phys. Lett. B., 1988, v. 133, № 3, p. 163.

14. C h e s t e r s M.A., P a r k e r S.F., Y a k o v l e v V.A. Opt. commun., 1985, v. 55, № 1, p. 17,