

УДК 538.958; 538.975

© 1990

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПО КВАРЦУ СО СВЕРХТОНКИМИ ПЛЕНКАМИ НИОБИЯ

Е. В. Алиева, Л. А. Кузик, Ф. А. Пудонин, В. А. Яковлев

Методом фазовой спектроскопии поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) измерена дисперсия ПЭВ на кристаллическом кварце с тонкими (3—100 Å) пленками ниобия. Из этих измерений и измерений коэффициента отражения на тех же частотах (1070—1088 см⁻¹) рассчитаны диэлектрические проницаемости пленок ниобия в этой области спектра. Для толщин ниобия 3—12 Å наблюдается резкое изменение диэлектрической проницаемости. Пленки ниобия толщиной 6 Å и более проявляют металлический характер как в электрических, так и в оптических измерениях.

Оптические свойства тонких пленок, как правило, отличаются от свойств массивных материалов, из которых они изготовлены. При переходе к толщинам пленок, близким к межатомным расстояниям, это отличие особенно велико. При этом следует ожидать не только структурных изменений, но и проявления размерных эффектов. Металлические пленки при уменьшении толщины демонстрируют переход от трехмерного металла к двумерному. Для изучения такого перехода нужны сплошные металлические пленки. В то же время пленки толщиной меньше 50 Å, полученные термическим испарением в вакууме, являются островковыми. Для получения более тонких и к тому же сплошных пленок оказалось очень перспективным высокочастотное распыление [1]. Мы исследовали распространение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) по сверхтонким пленкам ниобия, нанесенным на кристаллический кварц. Интерференционные измерения набега фазы ПЭВ при распространении ПЭВ по образцу и измерения коэффициента отражения позволили рассчитать комплексную диэлектрическую проницаемость пленок разной толщины для 10-микронной области спектра.

1. Приготовление образцов

Исследовавшиеся в данной работе аморфные пленки ниобия изготавливались методом высокочастотного распыления на установке «Sputron-II» трехэлектродного типа, позволяющей заранее создать стабильный дуговой разряд в аргоне (ток дуги 30 А при напряжении 45 В, давление аргона 10⁻³ Тор, давление остаточных газов 10⁻⁷ Тор) и, подавая на любую из четырех мишеней высокочастотную мощность, проводить распыление. На мишень из ниобия подавалась мощность 2 кВт, при этом скорость осаждения составила 50 Å/мин и не менялась во время распыления, что позволяло определять толщину растущей пленки по времени осаждения. Нанесение всех образцов начиналось одновременно. После достижения нужной толщины образцы по одному выводились из зоны осаждения. После нанесения ниобия на все образцы наносилась защитная кремниевая пленка толщиной 50 Å для предохранения ниобия от окисления при дальнейших измерениях, которые проводились на атмосфере.

Подложками для изучения ПЭВ служили полированные пластины размером $15 \times 15 \times 3$ мм, вырезанные из кристаллического кварца. Оптическая ось в образцах направлена вдоль одного из длинных ребер. Для измерения удельного сопротивления пленки наносились на подложки из плавного кварца с никелевыми контактами. Измерялась зависимость удельного сопротивления от толщины (времени осаждения) при температуре $70-100^\circ\text{C}$ (температура подложки во время осаждения) (рис. 1). При изменении толщины пленки от 0.8 до 2.5 \AA удельное сопротивление падает на шесть порядков, при дальнейшем увеличении толщины оно продолжает уменьшаться, но уже медленнее. Такое поведение позволяет предположить, что пленки при толщинах $\sim 3 \text{ \AA}$ уже являются сплошным.

2. Интерференционные измерения ПЭВ на образцах

Для изучения пленок ниобия на кристаллическом кварце мы использовали фазовую спектроскопию ПЭВ [2, 3]. Выбор подложки обусловлен тем, что ПЭВ на границе раздела двух сред существует, если диэлектрическая

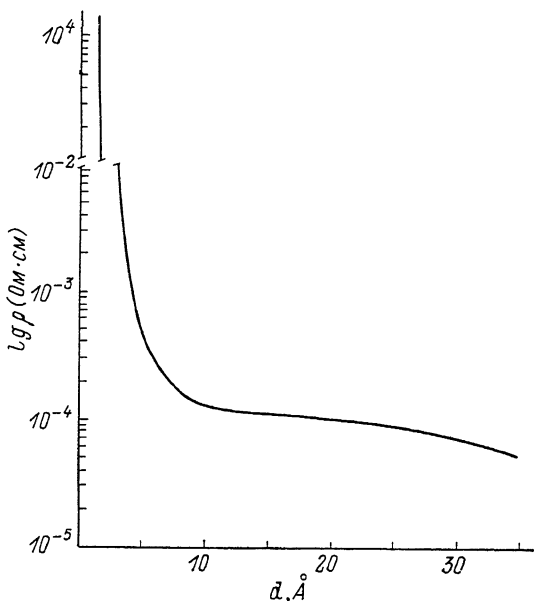


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления пленки Nb от толщины. $T=70^\circ\text{C}$.

проницаемость ϵ одной из сред отрицательна [4]. Для кристаллического кварца одна из областей остаточных лучей (где $\epsilon < 0$) перекрывается с областью перестройки CO_2 лазера. Таким образом, лазерное излучение может возбудить на поверхности кварца ПЭВ, характеристики которой определяются диэлектрической проницаемостью самого кварца [5] и изменяются при наличии тонких пленок на его поверхности [6]. Это позволяет использовать ПЭВ для определения параметров как подложки, так и пленки, нанесенной на эту подложку.

Схема эксперимента представлена на рис. 2. Излучение CO_2 лазера

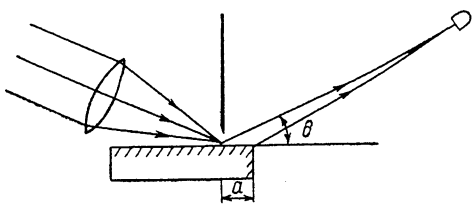


Рис. 2. Схема эксперимента по возбуждению ПЭВ на кварце с пленками Nb.

фокусируется на щель между исследуемым образцом и экраном, помещенным на расстоянии порядка длины волны от образца. Часть излучения преобразуется в ПЭВ, которая распространяется вдоль поверхности и на краю образца вновь превращается в объемную волну. Эта волна интерферирует с объемной волной, дифрагированной на возбуждающей апертуре. Полученная интерференционная картина регистрируется широким приемником излучения, равномерно движущимся по дуге окружности с центром на щели. В данной геометрии эксперимента положения интерференционных экстремумов θ_m определяются из формулы

$$1 - \cos \theta_m = 1 - \text{Re } n_e + (m + \Delta)/2z, \quad (1)$$

где m — порядок интерференции, четный для максимумов, нечетный для минимумов; a — расстояние, которое проходит ПЭВ от места возбуждения до края образца; ν — частота; n_e — комплексный эффективный показатель преломления ПЭВ; Δ — дополнительный фазовый сдвиг, не зависящий от a .

При совместной обработке нескольких интерферограмм, полученных на фиксированной частоте при различных значениях a [2], можно опреде-

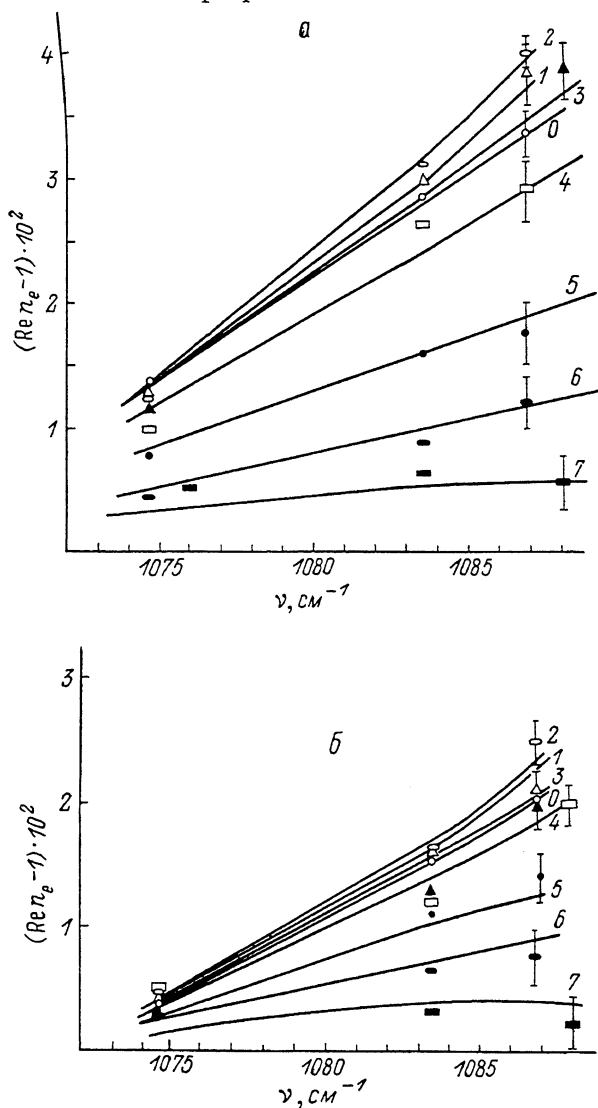


Рис. 3. Частотные зависимости действительной части эффективного показателя преломления ПЭВ на кварце с пленками, O — чистый кварц, $1-7$ — кварц с пленками Nb толщиной (Å) — 0 (1), 3 (2), 6 (3), 12 (4), 25 (5), 50 (6), 100 (7).

a — распространение ПЭВ перпендикулярно оптической оси кварца, b — вдоль оптической оси.

лить эффективный показатель преломления ПЭВ, который для границы раздела изотропная среда с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 — анизотропная среда с главными значениями тензора диэлектрической проницаемости вдоль направления распространения ПЭВ ϵ_x и перпендикулярно границе раздела ϵ_z определяется из следующей формулы [4]:

$$n_e = \left(\epsilon_1 + \epsilon_1^2 \frac{\epsilon_x - \epsilon_1}{\epsilon_1^2 - \epsilon_x \epsilon_z} \right)^{1/2} \quad | \epsilon_x | \gg \epsilon_1 \approx \sqrt{\epsilon_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_x} \right). \quad (2)$$

На рис. 3, а, б представлены кривые дисперсии ПЭВ (зависимости $Re n_e$ от частоты) для чистого кварца и кварца с пленками ниобия различной толщины, покрытыми защитным слоем (кремний). Как было показано в [6], металлические ($Re \epsilon < 0$) пленки уменьшают эффективный показатель преломления ПЭВ на кварце, а диэлектрические ($Re \epsilon > 0$) увеличивают его. Как видно из рис. 3, защитная пленка кремния на кварце увеличивает значения $Re n_e$, пленка ниобия толщиной 3 Å увеличивает его еще больше, что свидетельствует о положительности $Re \epsilon$ для данной пленки. Более толстые пленки ниобия уменьшают $Re n_e$, что свидетельствует об их металличности.

3. Диэлектрическая проницаемость пленок ниобия

Полученные значения $Re n_e$ были затем использованы для определения комплексной диэлектрической проницаемости пленок Nb различной толщины. Для того чтобы определить два параметра $Re \epsilon$ и $Im \epsilon$, не используя никаких предположений о модели для ϵ , необходимо не менее двух измеренных величин. Мы использовали также значения коэффициента отражения ИК излучения на этих же частотах, взятые из спектров ИК отражения образцов, полученных на Фурье-спектрометре ФС-02 (приставка ИПО-22, угол падения 16° , излучение поляризовано перпендикулярно плоскости падения). Совместное решение двух уравнений для $Re n_e$ и коэффициента отражения [4] от подложки с двумя пленками позволило рассчитать комплексные диэлектрические проницаемости для пленок ниобия с учетом влияния защитной пленки на каждой частоте при двух направлениях распространения ПЭВ (перпендикулярно оптической оси

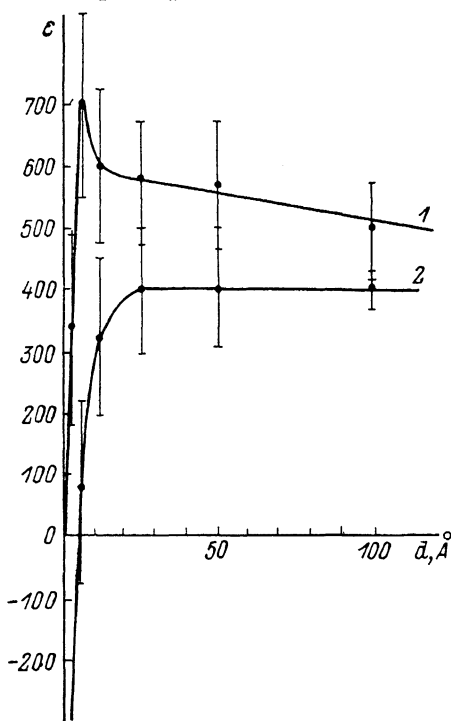


Рис. 4. Зависимость мнимой $Im \epsilon_2$ (1) и действительной — $Re \epsilon_2$ (2) части диэлектрической проницаемости пленок Nb от толщины.

кварца и вдоль нее). Так как пленки ниобия аморфны, то следовало ожидать, что диэлектрические проницаемости их вдоль этих направлений должны совпадать. Все измерения проводились в узком диапазоне спектра $< 20 \text{ см}^{-1}$. Это позволяло надеяться на то, что в данной области диэлектрическая проницаемость почти постоянна. Поэтому мы усредняли все значения диэлектрических проницаемостей, полученные для данной пленки. Рассчитанные с этими усредненными значениями кривые дисперсии показаны на рис. 3 линиями. Расчетные кривые удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами.

На рис. 4 приведен зависимость действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости от толщины пленки. Вертикальные отрезки дают точность определения этих величин. При больших толщинах диэлектрическая проницаемость слабо зависит от толщины, однако даже для пленки 100 Å ϵ не совпадает со значением, полученным в [7] для массивного ниобия. То же наблюдается и для удельного сопротивления пленок

(рис. 1), что можно объяснить аморфностью исследованных нами пленок. Хорошо видно резкое изменение ϵ' , ϵ'' при малых толщинах (до 6 Å). Попытки описать такое поведение в рамках моделей Гарнетта и Брюггемана, обычно использующихся для несплошных пленок, оказались неудачными. Возможно, при этих толщинах проявляется квазидвумерность пленок. В таком случае необходимо более детальное изучение этого интервала толщин.

Отметим еще раз, что ПЭВ могут возбуждаться на кварце излучением CO_2 лазера только в приведенной на рис. 3 области спектра. Нанесение очень тонких пленок меняет ход кривых дисперсии, но не меняет спектрального диапазона. Для достаточно толстых пленок (50 и 100 Å) область спектра, в которой существуют ПЭВ, расширяется на всю область перестройки CO_2 лазера. Для пленки толщиной 100 Å мы определили описанным выше способом диэлектрическую проницаемость, которая оказалась равной $990 + 430i$, на частоте 943 см^{-1} . Сравнение значений диэлектрической проницаемости в двух областях спектра свидетельствует о том, что в данном случае частотная зависимость ϵ сильно отличается от предсказываемой моделью Друде. На неприменимость модели Друде к описанию частотной зависимости ϵ монокристаллического ниобия указывалось в [7]. Кроме того, частотная зависимость длины пробега ПЭВ по монокристаллам Nb [8] также сильно отличается от квадратичной, предсказываемой этой моделью.

Таким образом, пленки ниобия толщиной 6 Å и более проявляют металлический характер как в электрических, так и в оптических измерениях. Для пленок толщиной 3 Å статическая проводимость приближается к проводимости металла, в то же время действительная часть диэлектрической проницаемости оказывается положительной. Специального рассмотрения заслуживает вопрос о применимости к столь тонким пленкам понятия «диэлектрическая проницаемость».

В заключение авторы выражают благодарность Е. А. Виноградову и Г. Н. Жижину за интерес к данной работе и обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Плотников А. Ф., Пудонин Ф. А., Стопачинский В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 11. С. 443—446.
- [2] Goncharov A. F., Zhizhin G. N., Kiselev S. A., Kuzik L. A., Yakovlev V. A. // Phys. Lett. A. 1988. V. 133. N 3. P. 163—166.
- [3] Жижин Г. Н., Киселев С. А., Кузик Л. А., Фирсов Е. И., Яковлев В. А. // Препринт ИСАН. М., 1988. № 26. С. 1—15.
- [4] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
- [5] Zhizhin G. N., Silin V. I., Sychugov V. A., Yakovlev V. A. // Sol. St. Comm. 1984. V. 51. N 8. P. 613—615.
- [6] Antonova K. T., Voronov S. A., Yakovlev V. A., Zhizhin G. N. // Opt. Comm. 1986. V. 60. N 4. P. 222—224.
- [7] Кириллова М. М., Номерованная Л. В. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 4. С. 984—992.
- [8] Жижин Г. Н., Силин В. И., Яковлев В. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2131—2136.

Институт спектроскопии АН СССР
Троицк
Московская область

Поступило в Редакцию
18 июня 1990 г.