

УДК 621.317.37

## ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНЫХ ПЛЕНОК РЕЗОНАНСНЫМ МЕТОДОМ

*А. А. Вертий, И. В. Иванченко, Н. А. Попенко, Ю. П. Попков,  
В. П. Шестопалов*

Исследованы диэлектрические свойства тонкопленочных материалов в коротковолновой области миллиметрового диапазона с помощью высокочастотного открытого резонатора. Найдены диэлектрическая проницаемость и степень искусственной анизотропии некоторых диэлектрических пленок на частоте 75 ГГц. Определены границы доверительных интервалов измеряемых величин.

Исследование анизотропных свойств диэлектрических материалов представляет собой один из мощных методов изучения характеристик вещества. Получаемая при этом информация, например, о разности диэлектрических проницаемостей  $|\Delta\epsilon|$  вдоль главных кристаллографических направлений, позволяет определить наличие деформаций в исследуемых образцах, величину напряженности электрического поля, степень упорядоченности доменной структуры в полупроводниках, знание которых необходимо при создании эффективных интегральных схем в оптическом и СВЧ диапазонах длин волн. Особое внимание уделяется методам обнаружения и измерения анизотропии в веществах, которая является следствием приложенных механических напряжений или определяется текстурой образца, образующейся в процессе формирования, и т. д. [1-3].

На практике, как правило, встречающаяся в тонких пленках величина анизотропии  $\Delta\epsilon \ll 1$ .

В связи с этим обнаружить анизотропию и измерить элементы тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\perp}$  и  $\epsilon_{\parallel}$  известными методами [4, 5] не представляется возможным, так как они обладают недостаточной чувствительностью.

В настоящей работе рассматривается методика и приводятся экспериментальные результаты измерений  $\epsilon$  и  $\Delta\epsilon$  ряда тонких диэлектрических пленок, полученные резонансным методом, в коротковолновой области миллиметрового (мм) диапазона длин волн.

### 1. СПЕКТР ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ

Рассмотрим задачу по определению собственных частот открытого резонатора (ОР), образованного плоскими зеркалами, с диэлектрическим слоем, расположенным в плоскости, перпендикулярной оси резонатора.

Используя решение задачи дифракции плоской волны на бесконечном диэлектрическом слое [6], с учетом граничных условий на отражателях и условия самоспряжения резонансного поля, получим выражение для резонансного расстояния ОР с диэлектрическим слоем

$$L = L_0 + \frac{1}{k} \left[ (k_s - k) d + \operatorname{arctg} \left( \frac{\operatorname{Im} M}{\operatorname{Re} M} \right) \right],$$

$$M = 1/t \{1 + r^2 \exp(-2ik_e d) + r \exp(-2ika) - r \exp[-2i(k_e d + ka)]\}, \quad (1)$$

$$r = (\rho - 1)/(\rho + 1)^{-1}, \quad t = 4\rho/(1 + \rho)^2,$$

где  $\rho$  — волновое сопротивление диэлектрической среды,  $k_e$ ,  $k$  — волновые числа для диэлектрической среды и свободного пространства,  $d$  — толщина слоя,  $a$  — расстояние от отражателя до границ диэлектрического слоя,  $L_0$  — резонансное расстояние между отражателями ОР без образца.

В наших измерениях применяется полусимметричный ОР, одно из зеркал которого имеет сферическую форму поверхности. Однако, учитывая тот факт, что при большом отношении  $R/\lambda = 45$  ( $R$  — радиус кривизны зеркала,  $\lambda$  — длина волны) фазовый фронт вблизи плоского зеркала можно считать плоским, мы пренебрегаем в данном приближении эффектами трансформации пучка, возникающими при размещении в объеме ОР бесконечного диэлектрического слоя. Экспериментально была проведена проверка данного предположения. Измеренные значения величины расщепления спектра ОР с диэлектриком (пластина монокристаллического кварца  $d = 1,04$  мм) при изменении расстояния между образцом и плоским зеркалом достаточно хорошо коррелируют с полученными по формуле (1) (рис. 1, на оси ординат рисунка отложена величина  $\Delta L \cdot 10^{-3}$  мм). В данном случае величина  $L_0$  равнялась измеренному резонансному расстоянию между отражателями полусимметричного ОР без образца.

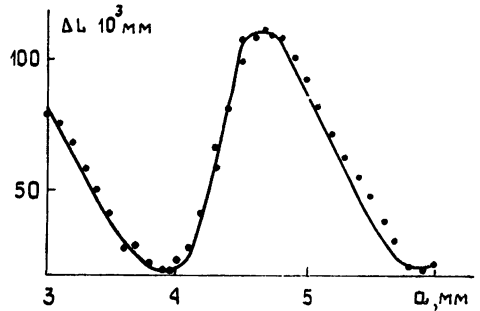


Рис. 1.

Если толщина диэлектрического слоя значительно меньше длины волны, т. е.  $d/\lambda \ll 1$ , выражение (1) можно значительно упростить, разложив его в ряд по малому параметру  $d/\lambda$ . Ограничившись первым членом ряда, получаем

$$\Delta L \approx \frac{1}{k} \frac{2k_e r (r + \cos 2ka)}{1 - r^2} d. \quad (2)$$

При этом расстояние между экстремальными значениями величины расстройки  $\Delta L$  при перемещении пленки вдоль оси резонатора будет порядка  $\lambda/4$ . Тогда

$$\Delta L = L_{\max} - L_{\min} \approx (\varepsilon - 1) d, \quad \varepsilon \approx \Delta L/d + 1. \quad (3)$$

Оценим, при каких значениях величины  $d/\lambda$  выражение (3) дает удовлетворительные результаты. Из анализа погрешности  $\delta\varepsilon = |\varepsilon - \varepsilon_{\text{прибл}}|$  ( $\varepsilon_{\text{прибл}}$  — значение  $\varepsilon$ , полученное по формуле (3)) в определении  $\varepsilon$  по (3) следует, что для толщин пленок  $d/\lambda > 0,025$  погрешность расчета по формуле (3) превышает погрешность эксперимента (рис. 2). Поэтому для определения  $\varepsilon$  таких пленок необходимо использовать более точное выражение (1). Уменьшение погрешности достигается путем измерения зависимости  $\Delta L = f(a)$  с последующим расчетом  $\varepsilon$  по формуле (1) с применением алгоритма минимизации.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Внешний вид экспериментальной установки, на которой проводились измерения, представлен на рис. 3. Основным элементом данной схемы является полусимметричный ОР, образованный плоским и сферическим зеркалами ( $R/\lambda=45$ ,  $a_1=a_2=10\lambda$ , где  $a$  — радиус зеркала,

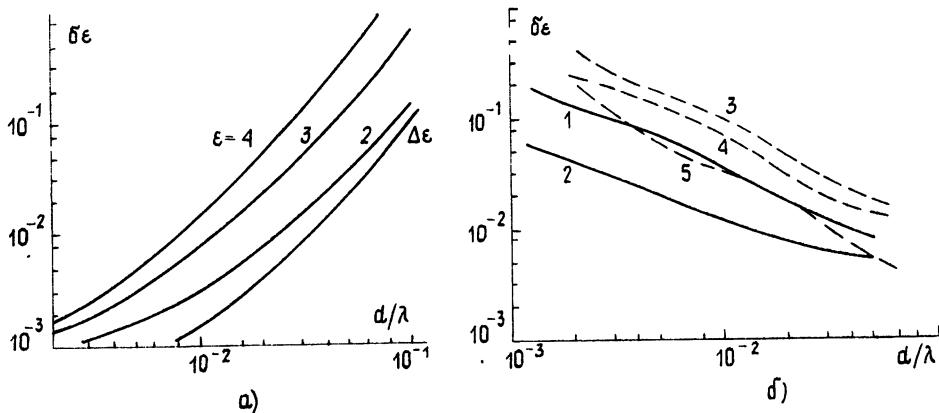


Рис. 2.

$\lambda=4$  мм). Возбуждающий и приемный элементы связи ОР были выполнены в виде волноводных щелей размером  $3,6 \cdot 0,1$  мм<sup>2</sup> и располагались в центрах зеркал коллинеарно друг другу. Перестройка ОР осуществлялась путем изменения расстояния между зеркалами. Подвижное сферическое зеркало закреплялось в юстировочной обойме на каретке измерительной машины ИЗА-2, обеспечивающей точность отсчета расстояния между зеркалами  $\pm 0,5$  мкм. Исследуемая пленка располагалась в специальной кювете и устанавливалась между зеркалами резонатора, перпендикулярно его оси. Предусмотрена возможность перемещения пленки относительно плоского зеркала, а также ее вращения в плоскости, перпендикулярной оси резонатора.

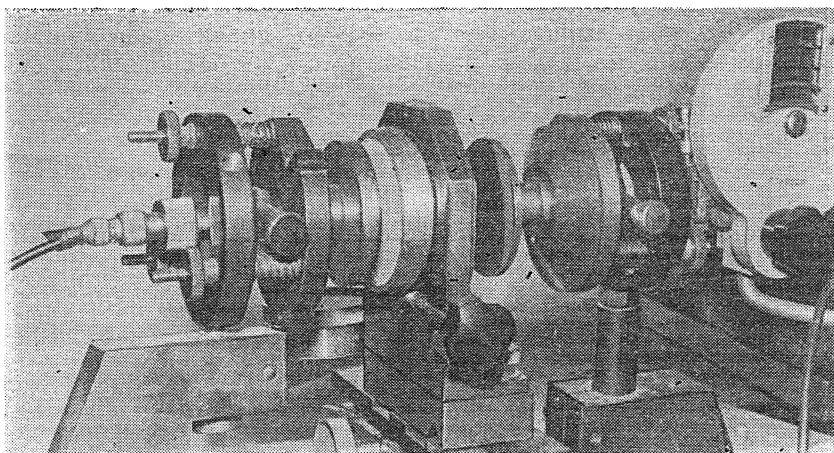


Рис. 3.

Применение ОР для измерения диэлектрической проницаемости образцов описано в ряде работ [7, 8]. Однако при измерении тонких анизотропных пленок предлагаемая методика имеет ряд специфических особенностей, на анализе которых мы и остановимся.

Как показано ранее, величина расстройки резонатора (изменение резонансного расстояния между зеркалами ОР) при внесении в его объем диэлектрического слоя является функцией положения образца относительно плоского зеркала (рис. 1). В связи с этим одной из особенностей рассматриваемой схемы является правильный выбор положения образца в объеме ОР. В приближении плоских волн для тонких пленок рассчитанная зависимость резонансного расстояния между зеркалами ОР от положения образца относительно плоского зеркала имеет вид синусоиды с постоянными амплитудой и периодом вдоль оси резонатора (см. рис. 4а). Аналогичная зависимость получена экспериментально для фторопластовой пленки толщиной  $d=22$  мкм, расположенной в объеме полусимметричного ОР. Измерения проводились на основном типе колебания  $TEM_{00q}$  ( $q$  — фиксировано). Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных в области второй — четвертой полуволн от плоского зеркала (см. рис. 4а). При расстоянии  $a < \lambda/2$  отклонение экспериментальных точек обусловлено влиянием элемента связи, а также кюветы, экранирующей апертуру плоского зеркала. Некоторое отклонение экспериментальных точек от теоретической кривой при перемещении пленки в центральной части ОР ( $a=12—15$  полуволн) обусловлено, по-видимому, неучетом в расчетах гауссова распределения поля рабочего типа колебания, а также кривизны фазового фронта в резонансном волновом пучке.

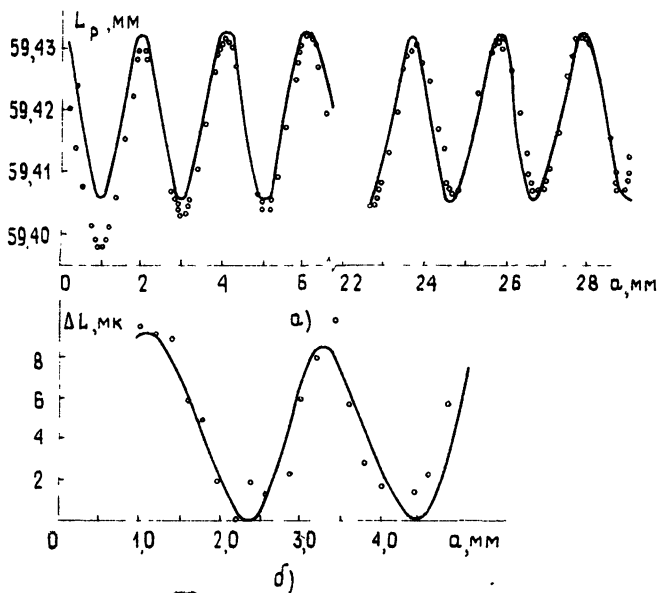


Рис. 4.

При вычислении  $\epsilon$  пленок с относительной толщиной  $d/\lambda < 0,025$  по формуле (3) определение минимального и максимального расстояний необходимо проводить, располагая пленки во второй—третьей полуволнах от плоского зеркала. При этом для точного определения минимума (максимума) достаточно обеспечить перемещение пленки с интервалом 0,1 мм. Полученные в результате измерения по данной методике значения  $\epsilon$  для фторопластовой пленки хорошо согласуются с известными результатами для толстых образцов [8].

Проведем расчет основных погрешностей, с которыми мы определяем величину  $\epsilon$  по описанной выше методике. Для пленок с  $d/\lambda < 0,025$

расчет  $\epsilon$  будем проводить по формуле (3). Поскольку определение диэлектрической проницаемости вещества относится к категории косвенных измерений, границы доверительного интервала найдем из выражения [9]

$$\delta\epsilon = \sqrt{\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial d}\right)^2(\Delta d)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial L}\right)^2(\Delta L)^2}, \quad (4)$$

где частные производные вычисляются при средних значениях  $\bar{d}$  и  $\bar{L}$ . Толщина исследуемой пленки  $d$  определялась нами с помощью микрометрического винта, обеспечивающего точность измерений  $\pm 1$  мкм.

Среднее значение величины  $\bar{L}$  выбиралось из серии измерений как среднее квадратичное последовательности данных. Затем вычислялась средняя квадратичная погрешность серии из 10 измерений, которая оказалась равной  $\Delta S_{\bar{L}} = \pm 0,22$  мкм. Так как при измерениях, как правило, ограничиваются доверительной вероятностью  $0,9 \div 0,95$ , выберем значение надежности  $\nu = 0,95$ , по которому из приведенной в [9] таблицы определяем коэффициент Стьюдента  $t_{0,95}(10) = 2,26$ . Тогда граница доверительного интервала при измерении резонансных расстояний составляет в нашем случае  $\Delta L = \pm 0,5$  мкм. Таким образом, вычисляя средние значения  $d$  и  $L$  серий измерений для каждой исследуемой пленки и в соответствии с (4), были определены относительные погрешности измерения величины  $\epsilon$  в каждом конкретном случае (см. табл. 1). Анализ погрешностей определения величины  $\epsilon$  показал, что для пленок с  $d/\lambda < 0,005$  погрешность в основном зависит от точности измерения толщины пленки, которая может быть повышена при использовании специальных приборов. Для пленок с толщинами  $0,006 < d/\lambda < 0,025$  величина погрешности в определении  $\epsilon$  по формуле (3) не превышает 3% (рис. 2б — пунктирные кривые). В этом случае применение точной формулы (1) для расчета величины  $\epsilon$  обеспечивает максимальную погрешность 1,8% (см. рис. 2б — сплошные кривые).

Определение  $\epsilon$  пленок по формуле (1) осуществляется путем регистрации массива резонансных расстояний между зеркалами ОР при

Таблица 1

Материал	Толщина	$\epsilon'$	$\epsilon_{\parallel}$	$\epsilon_{\perp}$	$ \Delta\epsilon $
Полиэтилен изотропный	32	$2,52 \pm 0,05$			
Полиэтилен $c/b=2$	190				
Полиэтилен $c/b=4$	130		2,33	2,25	0,08
Полиэтилен $c/b=4$	68		2,32	2,23	0,09
Полиэтилен $c/b=3,52$	54		2,52	2,39	0,13
Полиэтилен ориентир	120		2,47	2,37	0,1
Фторопласт ФТ-4	45	$2,04 \pm 0,07$			
Лавсан изотропный	23				
Лавсан анизотропный	48	$3,2 \pm 0,1$			
Поливиниловый спирт нетермообработанный	53	$3,41 \pm 0,05$			
Поливиниловый спирт термообработанный	53	$3,62 \pm 0,05$			
Поливиниловый спирт 150% ориентированный	28		3,6	3,4	0,2
Поливиниловый спирт 300% ориентированный	20		4,1	3,9	0,2
Пленка ХЖК ориентированная	84		3,12	3,05	0,07
Пленка ХЖК ориентированная	70				0,009
Полиуретан	94	$2,92 \pm 0,04$			

перемещении пленки в интервале второй—четвертой полувольт относительно плоского зеркала с последующим применением стандартных программ минимизации.

При исследовании анизотропных образцов основным моментом является обнаружение анизотропии и определение главных кристаллографических направлений. В ОР с анизотропным образцом при ориентации его главных осей под произвольным углом  $\theta$  к вектору возбуждающего поля наблюдается расщепление спектра колебаний [10, 11]. Величина этого расщепления  $\Delta L = L_{\perp} - L_{\parallel}$  (где  $L_{\perp}$ ,  $L_{\parallel}$  —резонансные расстояния для  $TEM_{00q}^I$ - и  $TEM_{0q}^II$ -мод соответственно) будет определяться величиной анизотропии  $\Delta\epsilon$ :

$$\Delta\epsilon = |\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}|, \quad (5)$$

где  $\epsilon_{\perp}$  и  $\epsilon_{\parallel}$  — диэлектрические проницаемости образца вдоль его главных осей анизотропии. При вращении пленки относительно направления вектора возбуждающего поля интенсивности мод  $TEM_{00q}^I$  и  $TEM_{0q}^II$  изменяются, и при отсутствии дихроизма при  $\theta=45^{\circ}$  наблюдается равенство их амплитуд. По отношению к данной ориентации пленки и находятся главные оси ее анизотропии. Для тонких пленок с величиной анизотропии  $\Delta\epsilon < 0,2$  даже при высоких добротностях резонатора ( $Q \geq 40 \cdot 10^3$ ) резонансные кривые не всегда могут быть разрешены. Например, для анизотропной полиэтиленовой пленки ( $d=68$  мкм,  $\Delta\epsilon=0,13$ ) при  $\theta=45^{\circ}$  вид резонансной кривой представлен на рис. 5. Однако уже в этом случае непосредственное измерение  $L_{\perp}$  и  $L_{\parallel}$  приведет к ошибке в определении величины анизотропии, связанной со смещением максимума результирующей резонансной кривой при суммировании двух кривых с различной крутизной изменения фазы. Проведенный расчет погрешности, возникающей при вычислении разницы между максимумами функции  $[1 + (x - x_0)^2]^{-1}$  при различном отношении  $A/B$  (где  $B$  — максимальная амплитуда резонансной кривой,  $A$  — значение амплитуды в точке пересечения резонансных кривых), показал, что, начиная со значений  $A/B=0,74$ , ошибка в определении  $\Delta L$  будет возрастать (см. рис. 6). Поэтому в последующих измерениях резонансные расстояния  $L_{\perp}$  и  $L_{\parallel}$  определялись путем поочередного совмещения осей анизотропии образца с направлением электрического вектора возбуждающего поля по максимальному сигналу с выхода ОР для каждой из ориентаций исследуемой пленки известным методом «вилки». На рис. 4б приведена зависимость величины расщепления  $TEM_{00q}^I$ - и  $TEM_{0q}^II$ -мод от расстояния пленки до плоского зеркала резонатора.

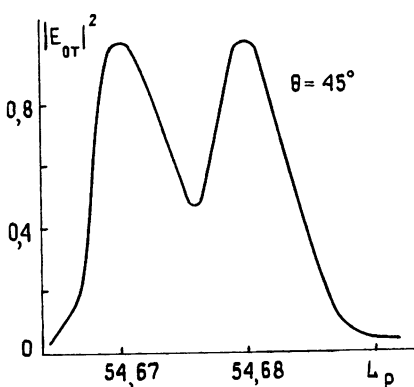


Рис. 5.

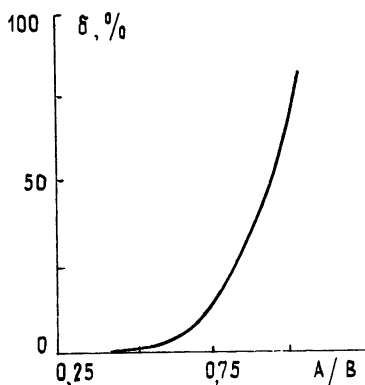


Рис. 6.

В пределах ошибки измерений наблюдается совпадение экспериментальных точек с теоретической кривой, полученной в приближении плоских волн.

Таким образом, минимальная величина анизотропии, которую можно измерить с помощью данной методики, будет определяться точностью отсчета резонансных расстояний и стабильностью используемого СВЧ генератора ( $\delta\omega/\omega \sim 10^{-6}$ ).

В случае слабой анизотропии ( $\Delta\epsilon < 0,015$ ) обнаружить и измерить расщепление спектра можно с помощью метода резонансного поляриметра [12], который позволяет одновременно регистрировать изменение амплитуды поля вдоль резонансной кривой по двум ортогональным компонентам возбуждающего поля и сдвиг фаз между ними. Проведенные на поляриметре измерения показали, что даже в случае неразрешенных (с помощью описанной выше методики) резонансных расстояний изменение состояния поляризации резонансного поля вдоль суммарной резонансной кривой весьма существенно.

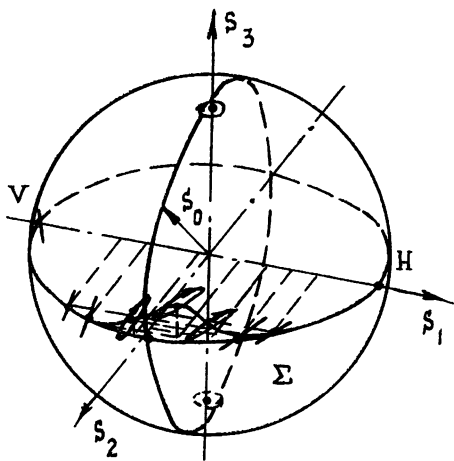


Рис. 7.

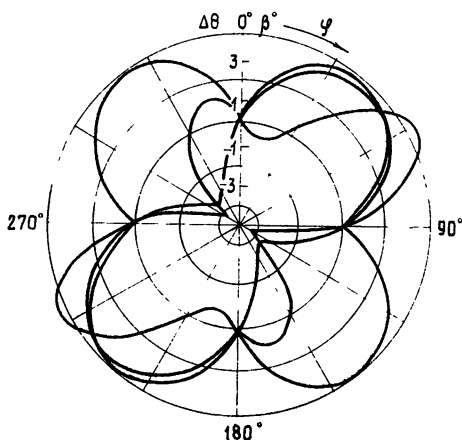


Рис. 8.

Получаемая с помощью квазиоптического поляриметра информация о характеристиках поля ОР позволяет достаточно просто определить параметры Стокса и дать наглядное геометрическое описание поляризационной структуры поля с помощью сферы Пуанкаре. На рис. 7 показано изменение состояния поляризации поля ОР с анизотропной полиэтиленовой пленкой внутри при прохождении резонансной кривой. Хорошо видно, как поле трансформируется из линейно-поляризованного в эллиптически-поляризованное и наблюдается вращение его плоскости поляризации. При этом степень эллиптичности поляризации максимальна в точке пересечения резонансных кривых. Определение осей анизотропии проведено методом круговых диаграмм, которые характеризуют зависимость состояния поляризации электромагнитного поля в ОР с анизотропным образцом от угла ориентации  $\theta$  его главных осей относительно направления вектора возбуждающего электрического поля (см. рис. 8). Круговые диаграммы рассчитывались матричным методом Джонса [13]. Как следует из анализа приведенной круговой диаграммы, при помещении в объем ОР объекта с чисто фазовой анизотропией (см. рис. 8) определение осей анизотропии целесообразно проводить в области наиболее четко выраженного минимального значения  $\Delta\varphi$ , что соответствует углам  $\theta = 0^\circ$  или  $\theta = 90^\circ$ .

После определения главных осей анизотропии в образце ориентируем его под углом  $\theta=45^\circ$ , где имеем максимальную разность фаз  $\Delta\varphi$  между ортогональными компонентами поля, и с помощью фазового детектора (например типа Ф2-13 с точностью отсчета фазы  $\pm 1^\circ$ ) измеряем величину  $\Delta\varphi$ . В результате расчета спектра ОР с анизотропным диэлектриком внутри, проведенного матричным методом Джонса, получено следующее выражение для определения величины анизотропии в исследуемом образце:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2\pi d} \operatorname{arctg} \left[ \operatorname{tg} \left( \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \frac{1 - R_0^2}{1 + R_0^2} \right], \quad (6)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $\Delta\varphi$  — величина фазового сдвига,  $d$  — толщина пленки,  $R_0$  — коэффициент отражения зеркала ОР,  $R_0=1 - 2\pi L/Q\lambda$ ,  $L$  — резонансная длина, а  $Q$  — добротность ОР без образца.

С помощью описанного выше метода были проведены измерения параметров серии диэлектрических пленок. При этом в зависимости от толщины образца и величины анизотропии нами соответствующим образом проводился выбор экспериментальной методики. Полученные значения величин диэлектрических проницаемостей и величины  $\Delta\epsilon$  для целого ряда материалов приведены в табл. 1. Следует отметить достаточно хорошее совпадение полученных значений  $\epsilon$  для тонких пленок из полиэтилена, фторопласта, лавсана с известными величинами [8], однако погрешность результатов, полученных нами, существенно меньше (величина доверительного интервала составляет  $\pm 0,05$  по сравнению с  $\pm 0,12$  в [8]).

При применении тонкопленочных материалов, например в интегральных схемах миллиметрового диапазона, при создании антенных укрытий и т. д., важным моментом является определение величины искусственной анизотропии, связанной с механическими напряжениями. Соотношение Максвелла — Неймана указывает на связь между механическими деформациями и изменением диэлектрической проницаемости вещества:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \left[ \sigma_{ij} + \chi_{ij}^0 \left( \frac{1}{3} \sigma_{ij} - \chi_{ij} \right) \right], \quad (7)$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость свободного пространства,  $\sigma_{ij}$  — единичный тензор,  $\sigma_{ij}=1$  при  $i=j$ ,  $\sigma_{ij}=0$  при  $i \neq j$ , тензор  $\chi_{ij}^0$  определяется физическими свойствами среды,  $\chi_{ij}$  — компоненты тензора малой деформации.

В соответствии с формулой (7) по известной величине анизотропии мы можем определить разность главных напряжений. При этом величина  $\chi_{ij}^0$  будет определяться из специально поставленных тарировочных опытов [4].

Нами были проведены исследования серии полиэтиленовых пленок с различной величиной искусственной анизотропии, которая создавалась путем прокатывания пленок между вальцами с различными зазорами между ними. При этом величину механической деформации можно характеризовать отношением  $c/b$  (где  $c$  — размер квадратного образца до прокатки,  $b$  — размер длинной стороны прямоугольника после прокатки,  $c=\text{const}$ ). Анализ результатов (табл. 1) показывает, что большая величина искусственной анизотропии достигается на более тонких пленках при одинаковой величине механического натяжения. В работе определены диэлектрические константы ряда пленок из поливиниловых спиртов. Получены диэлектрические проницаемости неориентированных пленок и диагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости поливиниловых пленок с искусственной анизотропией (см. табл. 1).



Последние представляют значительный практический интерес с точки зрения их использования в качестве основы жидкокристаллических пленок холестерического типа, обладающих повышенной дифракционной эффективностью.

В работе развита методика измерения диэлектрических постоянных тонкопленочных материалов с помощью высокодобротного ОР миллиметрового диапазона длин волн. Проведенный анализ основных погрешностей измерений позволяет дать следующие рекомендации.

1) Для пленок, относительная толщина которых  $d/\lambda > 0,005$ , погрешность определения  $\Delta\epsilon$  в основном зависит от точности измерения толщины пленки.

2) Для относительных толщин пленок  $d/\lambda < 0,025$  расчет величины  $\epsilon$  можно производить по аналитической формуле (3) с погрешностью порядка 3%.

3) При  $d/\lambda > 0,025$  расчет величины  $\Delta\epsilon$  необходимо проводить стандартными методами минимизации по формуле (1). В этом случае погрешность измерения  $\epsilon$  определяется экспериментальной погрешностью, которая не превышает 0,3%.

Для пленок с анизотропией  $\Delta\epsilon < 0,015$  для определения ее величины необходимо использовать метод резонансного поляриметра.

С помощью развитых методик измерены величины  $\epsilon$  и  $\Delta\epsilon$  ряда диэлектрических пленок на частоте 75 ГГц.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ковалев В П, Баранов Г Л, Крамар В К — Механика полимеров, 1975, № 5, с 917.
- 2 Николаева Г А. — В сб Доклады VIII Всесоюзной научно-технической конференции по неразрушающим физическим методам и средствам контроля — Кишинев, 1977, с 440.
- 3 Страхов В П, Хайдаров А В — В сб Доклады I Всесоюзной межвузовской научно-технической конференции «Оптические и радиоволновые методы и средства неразрушающего контроля качества материалов и изделий» — Фергана, 1981, ч. I, с 191
- 4 Васильченко И П, Пелех Б. Л. Основы электромагнитного метода исследования напряжений в анизотропных средах — Киев. Наукова думка, 1980, с 31
- 5 Крамер В. К, Кудасова Е. Я, Дедешский В И — В сб Доклады I Всесоюзной научно-технической конференции «Оптические и радиоволновые методы и средства неразрушающего контроля качества материалов и изделий» — Фергана, 1981, ч I, с. 191.
- 6 Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах — М: АН СССР, 1957, с 43
- 7 Cullen A L, Yip R K — Proc R Soc Lond A, 1971, 325, p 493
- 8 Дрягин Ю А, Чухвичев А. Н — Изв вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 8, с 1245.
- 9 Кассандрова О Н., Лебедев В В Обработка результатов наблюдений. — М Наука, 1970, с 104
- 10 Jones P G — J Phys D. Appl Phys, 1976, 9, № 5, p. 819
- 11 Вертий А. А., Иванченко И В., Шестопапов В. П — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 2, с 294.
- 12 Вертий А А, Иванченко И В, Шестопапов В П — ПТЭ, 1981, № 1, с. 155
13. Вертий А А, Попков Ю. П. — В сб. Доклады I Всесоюзной научно-технической конференции «Оптические и радиоволновые методы и средства неразрушающего контроля материалов и изделий» — Фергана, 1981, ч. II, с 83

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
16 июня 1982 г.

#### THE RESONANCE INVESTIGATION OF ANISOTROPIC FILMS

A. A. Vertij, I. V. Ivanchenko, N. A. Popenko, Yu. P. Popkov,  
V. P. Shestopalov

The investigations of dielectric characteristics of thin-film materials in short wave range of millimeter band were carried out using a high-Q open resonator. The values of dielectric constant and artificial anisotropy of number of dielectric films at 75 GHz are presented. The limits of confidence intervals of measuring values are determined.