

09;12

## Методы исследования тонких диэлектрических пленок в миллиметровом диапазоне

© С.Н. Власов, В.В. Паршин, Е.А. Серов

Институт прикладной физики РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: serov@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 11 декабря 2009 г.)

Для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн предлагается оригинальный метод измерения параметров диэлектрических пластинок и пленок толщиной меньше  $\lambda/2$ , основанный на определении характеристик мод открытого резонатора Фабри–Перо, имеющих различную поляризацию. Этим методом для изотропных материалов находятся как величина показателя преломления и  $\text{tg } \delta$ , так и толщина пленок. Для анизотропных пленок с известной толщиной метод позволяет измерять компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Исследованы популярные пленочные материалы — тефлон (политетрафторэтилен, PTFE), лавсан (майлар, полиэтилентерефталат, PETP), полиамид с минимальной толщиной  $\sim 5 \mu\text{m}$ . Выявлена заметная анизотропия рулонных пленочных материалов, а также зависимость диэлектрических свойств от толщины, обусловленная технологией производства. Проведены исследования зависимости показателя преломления и  $\text{tg } \delta$  пленок от влажности воздуха.

### Введение

Пленочные материалы (с оптической толщиной меньше и много меньше половины длины волны  $\lambda/2$ ) нашли широкое применение в технике миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. Диэлектрические пленки широко используются во всевозможных квазиоптических ответвителях волновых пучков, элементах связи резонаторов с квазиоптическим трактом, а также в качестве подложек для различного рода прецизионных квазиоптических устройств „нарисованных“ металлом на пленке методами фотолитографии: поляризаторов, фильтров, брэгговских зеркал и т.д.

Для расчета таких устройств необходимо знать величину комплексной диэлектрической проницаемости пленки и ее толщину. Однако одни и те же пленки, выпущенные разными изготовителями, и даже изготовленные номинально по одной и той же технологии, имеют заметный разброс диэлектрических параметров, а в рулонных материалах имеет место их анизотропия.

Для измерения параметров тонких пленок используются резонаторные методы, которые позволяют с приемлемой точностью определить показатель преломления, например, тефлоновых пленок толщиной  $5\text{--}20 \mu\text{m}$  и „обнаружить“ поглощение в них. Существует несколько методик измерения диэлектрических параметров пленок с использованием высокочастотных резонаторов Фабри–Перо [1–5]. Однако исследование пленок затруднено прежде всего тем, что требуется информация о толщине пленки, которая в конечном итоге определяет точность расчета диэлектрических параметров. Экстраполяция результатов измерений „толстых“ (миллиметр и более) образцов на тонкие пленки далеко не всегда оправдана в силу специфики технологии производства. Следует отметить, что для „толстых“ диэлектриков уже

давно разработан резонансный метод измерения, не требующий информации о толщине диэлектрика [6].

Метод измерений на базе высокочастотного резонатора Фабри–Перо, изложенный в [1], когда пленка устанавливается нормально оси резонатора на равном удалении от зеркал, позволяет обойтись без измерения толщины, однако он начинает „работать“ при оптической длине пути в пленке от  $\sim 100 \mu\text{m}$  и выше. Для более тонких пленок не хватает чувствительности и стабильности аппаратуры.

Существует ряд методик, основанных на исследовании свойств резонатора с диэлектрической пленкой, расположенной под углом к его оси. Одна из таких методик — помещение пленки под углом Брюстера [2]. Угол Брюстера определяется по максимуму отклика резонатора. Недостатками метода являются ограничение снизу на толщину пленок (при оптической длине пути в пленке порядка или менее  $60 \mu\text{m}$  погрешность установки угла составляет более  $10^\circ$ ), а также необходимость механического измерения толщины.

Метод измерения, предложенный в [3], основан на сравнении собственных частот и добротностей резонатора с помещенной в него под углом  $45^\circ$  пленкой для двух различных поляризаций поля. Такой подход также позволяет избавиться от механического измерения толщины, но имеет некоторые ограничения, так как приведенные формулы справедливы только в пределе тонких пленок  $nd/\lambda \rightarrow 0$ , где  $n$  — показатель преломления диэлектрика,  $d$  — его толщина, и не учитывают наличие собственных потерь в диэлектрике, влияние которых на добротность резонатора может быть сравнимо с влиянием отражения от пленки.

Следует также отметить, что методики, приведенные в [2,3], применимы непосредственно только для изотроп-

ных пленок, а большинство тонких пленок относятся к рулонным материалам и являются анизотропными.

Авторами была разработана методика, частично обобщающая [1] и [3], в которой единственными измеряемыми величинами для расчета показателя преломления и  $\text{tg } \delta$  изотропных материалов являются собственные частоты и добротности пустого резонатора и резонатора с пленкой. Для нахождения компонент тензора диэлектрической проницаемости анизотропных пленок требуется информация об их толщине.

## Резонатор с двумя наклонными диэлектрическими пленками

Рассмотрим конфигурацию резонатора, схематично изображенную на рис. 1. Внутри резонатора расположены две одинаковые плоскопараллельные диэлектрические пленки толщиной  $d$ , одна из которых является пленкой связи. Пунктирными стрелками показаны направления распространения волновых пучков, возбуждающих резонатор через пленку связи. В рассматриваемом приближении зеркала считаются плоскими и бесконечными. Система координат  $(x, y, z)$  выбрана таким образом, чтобы плоскость зеркала 1 совпадала с плоскостью  $z = 0$ , а плоскость зеркала 2 — с плоскостью  $z = L$ , где  $L$  — длина резонатора. Для описания положения диэлектрических пленок в резонаторе введем еще две системы координат  $(x_1, y_1, z_1)$  и  $(x_2, y_2, z_2)$ , ориентированные таким образом, что одна из поверхностей левой пленки совпадает с плоскостью  $z_1 = 0$ , а одна из поверхностей правой пленки — с плоскостью  $z_2 = 0$ .

Система координат  $(x_1, y_1, z_1)$  получена из системы  $(x, y, z)$  сдвигом по оси  $z$  и однократным поворотом относительно оси  $y$  на угол  $\theta$ , а система  $(x_2, y_2, z_2)$  — сдвигом по оси  $z$  и двумя последовательными поворотами: относительно оси  $z$  на угол  $\varphi$  и относительно новой оси  $y$  на угол  $\theta$ .

Отклик резонатора в зависимости от поляризации возбуждающего гауссова пучка может быть представлен в виде

$$E_i^{\text{out}} = R_{ij}(k)E_j^{\text{in}}, \quad (1)$$

где  $E_i^{\text{out}}$  — комплексная амплитуда  $i$ -й компоненты электрического поля пучка, отраженного от пленки

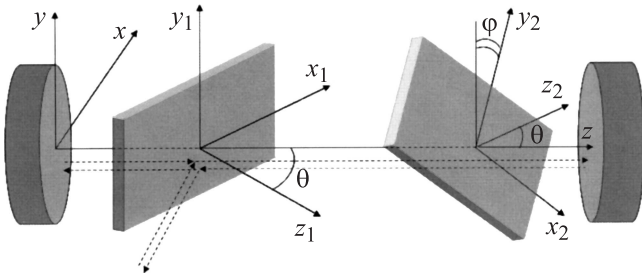


Рис. 1. Конфигурация резонатора с двумя наклонными пленками.

связи,  $E_j^{\text{in}}$  — комплексная амплитуда  $j$ -й компоненты электрического поля возбуждающего пучка,  $R_{ij}(k)$  — коэффициент отражения от резонатора по амплитуде электрического поля,  $i, j = x, y$ . Нас интересует зависимость  $R_{\text{rez}}(k) = |R_{yy}(k)|^2$ , что соответствует сигналу с детектора, принимающего ту же поляризацию, которую имеет возбуждающий пучок. Эта зависимость может быть рассчитана путем решения системы уравнений, описывающей возбуждение резонатора волной с линейной поляризацией.

Пусть от левого зеркала вправо распространяются две плоские волны взаимно перпендикулярных поляризаций:

$$\mathbf{E} = (\alpha_1 \mathbf{x}_0 + \beta_1 \mathbf{y}_0) \exp(-ikz),$$

$$\mathbf{H} = \frac{i}{k} \text{rot } \mathbf{E} = (\alpha_1 \mathbf{y}_0 - \beta_1 \mathbf{x}_0) \exp(-ikz). \quad (2)$$

В соотношении (2)  $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0$  — орты системы координат,  $\alpha_1, \beta_1$  — амплитуды компонент полей. При прохождении плоских волн через резонатор, учитывая изменение поляризации при прохождении через пленки, а также возбуждение плоской волной с единичной амплитудой  $E_y$ , получим следующие выражения для  $y$ -компонент электрического и магнитного поля волны, отраженной от левого зеркала:

$$\begin{aligned} E_y &= r^2 t_{\perp} (\alpha_1 t_{\parallel} \sin \varphi \cos \varphi (t_{\perp}^2 - t_{\parallel}^2) + \beta_1 t_{\perp} \\ &\quad \times (t_{\perp}^2 \cos^2 \varphi + t_{\parallel}^2 \sin^2 \varphi)) \exp(-2ikL) - r_{\perp} \exp(-ikL_1), \\ H_y &= r^2 t_{\parallel} (\beta_1 t_{\perp} \sin \varphi \cos \varphi (t_{\perp}^2 - t_{\parallel}^2) \\ &\quad + \alpha_1 t_{\parallel} (t_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi + t_{\perp}^2 \sin^2 \varphi)) \exp(-2ikL), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $t_{\perp}(k, \varepsilon, d, \theta)$  и  $t_{\parallel}(k, \varepsilon, d, \theta)$  — коэффициент прохождения плоской волны через слой диэлектрика для ТЕ- и ТМ-поляризации соответственно:

$$t_{\perp}(k, \varepsilon, d, \theta) = \frac{T_{\perp 12} T_{\perp 21} \exp(-ikd(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} - \cos \theta))}{1 + R_{\perp 12} R_{\perp 21} \exp(-2ikd(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}))}, \quad (4)$$

$$t_{\parallel}(k, \varepsilon, d, \theta) = \frac{T_{\parallel 12} T_{\parallel 21} \exp(-ikd(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} - \cos \theta))}{1 + R_{\parallel 12} R_{\parallel 21} \exp(-2ikd(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}))}, \quad (5)$$

$T_{\perp}$  и  $R_{\perp}$  — соответствующие коэффициенты прохождения и отражения на границе воздух-диэлектрик для волн ТЕ-поляризации, взятые из формул Френеля:

$$R_{\perp 12} = -R_{\perp 21} = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}},$$

$$T_{\perp 12} = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}},$$

$$T_{\perp 21} = \frac{2 \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}},$$

а  $T_{\parallel}$  и  $R_{\parallel}$  — аналогичные коэффициенты для волн ТМ-поляризации:

$$T_{\parallel 12} = \frac{2\varepsilon \cos \theta}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}},$$

$$T_{\parallel 21} = \frac{2\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}},$$

$$R_{\parallel 12} = -R_{\parallel 21} = \frac{\varepsilon \cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}.$$

Эти компоненты должны быть равны  $\beta_1$  и  $\alpha_1$  соответственно:

$$\begin{cases} r^2 t_{\perp} (\alpha_1 t_{\parallel} \sin \varphi \cos \varphi (t_{\perp}^2 - t_{\parallel}^2) + \beta_1 t_{\perp} (t_{\perp}^2 \cos^2 \varphi + t_{\parallel}^2 \sin^2 \varphi)) \exp(-2ikL) - rr_{\perp} \exp(-ikL_1) = \beta_1, \\ r^2 t_{\parallel} (\beta_1 t_{\perp} \sin \varphi \cos \varphi (t_{\perp}^2 - t_{\parallel}^2) + \alpha_1 t_{\parallel} (t_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi + t_{\perp}^2 \sin^2 \varphi)) \exp(-2ikL) = \alpha_1. \end{cases} \quad (6)$$

При этом комплексная амплитуда электрического поля  $E_y$  отраженного от пленки связи пучка выражается через  $\beta_1$  следующим образом:

$$E_y = r_{\perp} \beta_1 \exp(-ikL_1), \quad (7)$$

где  $r_{\perp} = \frac{R_{\perp 12} + R_{\perp 21} \exp(-2ikd\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})}{1 + R_{\perp 12} R_{\perp 21} \exp(-2ikd\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})}$  — коэффициент отражения диэлектрической пленки для ТЕ-поляризации;  $L_1$  — расстояние от левого зеркала до пленки связи по оси резонатора. Тогда, используя (6) и (7), можно получить выражение для коэффициента отражения от резонатора:

$$R_{\text{rez}}(k) = \left| \frac{rr_{\perp}^2 [r^2 X \exp(-2ikL) - 1]}{r^4 t_{\perp}^4 t_{\parallel}^4 \exp(-4ikL) - r^2 Y \exp(-2ikL) + 1} \right|^2, \quad (8)$$

где

$$X = t_{\parallel}^4 \cos^2 \varphi + t_{\perp}^2 t_{\parallel}^2 \sin^2 \varphi,$$

$$Y = (t_{\perp}^4 + t_{\parallel}^4) \cos^2 \varphi + 2t_{\perp}^2 t_{\parallel}^2 \sin^2 \varphi.$$

Знаменатель выражения (8) является детерминантом системы (6). Приравняв его к нулю, получим характеристическое уравнение

$$r^4 t_{\perp}^4 t_{\parallel}^4 \exp(-4ikL) - r^2 ((t_{\perp}^4 + t_{\parallel}^4) \cos^2 \varphi + 2t_{\perp}^2 t_{\parallel}^2 \sin^2 \varphi) \times \exp(-2ikL) + 1 = 0, \quad (9)$$

из которого найдем собственные частоты резонатора. Легко видеть, что при  $\varphi = 0$  уравнение распадается на два независимых (10)–(11), а при  $\varphi = \pi/2$ , когда имеет место поляризационное вырождение, на два совпадающих (12):

$$r^2 t_{\perp}^4 \exp(-2ikL) = 1, \quad (10)$$

$$r^2 t_{\parallel}^4 \exp(-2ikL) = 1, \quad (11)$$

$$r^2 t_{\perp}^2 t_{\parallel}^2 \exp(-2ikL) = 1. \quad (12)$$

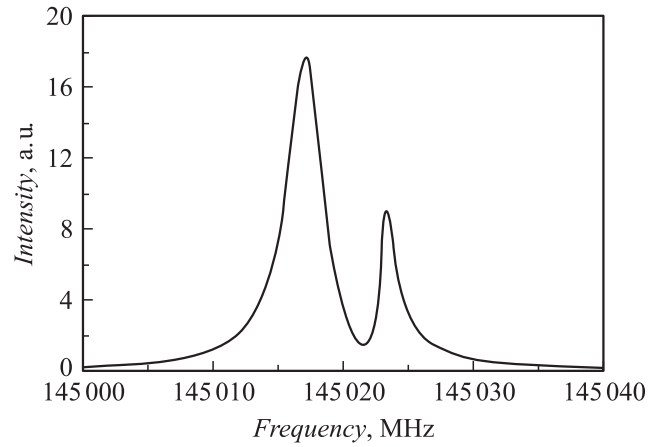


Рис. 2. Расчетный резонансный контур для конфигурации на рис. 1.

Решения уравнения (9) можно искать методом последовательных приближений. В первом приближении будем считать, что величины  $t_{\parallel}$  и  $t_{\perp}$  вычисляются при невозмущенном значении  $k = \pi q/L$ , где  $q$  — продольный индекс (номер) моды. Далее получаем квадратное уравнение относительно  $\exp(-2ikL)$ . Таким образом, для каждого индекса  $q$  среди решений уравнения (9) имеют место две моды с разными частотами и ортогональными поляризациями. При  $\varphi = 0$  (плоскости пленок параллельны) поляризации мод резонатора будут линейны и параллельны осям  $x$  и  $y$ , а при произвольном значении угла  $\varphi \neq 0$  и  $\pi/2$  поляризации мод различны в различных частях резонатора.

Пусть резонатор возбуждается пучком с единичной амплитудой поля  $E_y$ . В случае произвольного угла  $\varphi$  при сканировании частоты в небольшом диапазоне могут одновременно возбуждаться две моды с одним и тем же продольным индексом, но с разными поляризациями. Это иллюстрирует рис. 2, на котором приведена частотная зависимость коэффициента отражения, построенная для следующих значений параметров:

$$n = 1.82, \quad d = 25 \mu\text{m}, \quad L = 400.855,$$

$$\theta = 45^\circ, \quad \varphi = 54^\circ.$$

Коэффициент отражения представляет собой кривую с двумя максимумами, отвечающими резонансным частотам возбуждаемых мод. В качестве измеряемой величины можно использовать разность этих частот.

Численный расчет показал, что при всех значениях угла  $\varphi$  ( $0 < \varphi < \pi/2$ ) поляризации собственных мод будут практически линейными и взаимно перпендикулярными (одна из поляризаций будет образовывать угол  $\varphi/2$  с осью  $y$ ). Так для случая, когда обе пленки имеют толщину  $12 \mu\text{m}$  и  $\varepsilon = 3$ , справедливо неравенство

$$\text{Im} \frac{p_x}{p_y} < 10^{-5} \text{Re} \frac{p_x}{p_y},$$

где  $\mathbf{p}$  — вектор поляризации.

Осуществлять аппроксимацию измеренного отклика резонатора функцией вида (8) нецелесообразно, поскольку такая функция зависит от большого числа параметров (коэффициента отражения зеркал, толщины и комплексной диэлектрической проницаемости пленок, длины резонатора) неоднозначным образом, т.е. найденные из резонансного отклика вида (8) параметры будут зависеть от начальных условий процедуры оптимизации. Поэтому для аппроксимации резонансного контура было предложено использовать другую функцию:

$$R_{\text{fit}}(k) = \left( \frac{A_1}{(k - k_{01})^2 + \Delta k_1^2} + \frac{A_2}{(k - k_{02})^2 + \Delta k_2^2} \right) \times \left( 1 - \frac{A_3}{(k - k_{03})^2 + \Delta k_3^2} \right) + A_4. \quad (13)$$

Из наших расчетов следует, что как модельный контур (8), так и реальный отклик резонатора хорошо описываются формулой (13) (для модельного контура остаток после аппроксимации не превышает 0.1% от максимума). При этом входящие в выражение (13) параметры ( $A_j$ ,  $k_{0j}$ ,  $\Delta k_j$ ) являются функциями параметров, входящих в (8), но в отличие от них могут быть однозначно определены из экспериментального отклика резонатора. Кроме того, оказалось, что разность  $k_{02} - k_{01}$ , полученная в результате аппроксимации модельного профиля (8) функцией вида (13) с хорошей степенью точности совпадает с разностью реальных частот решений уравнения (9), соответствующих одному и тому же  $q$ , а значит, использование величины  $f_{02} - f_{01} = (c/2\pi)(k_{02} - k_{01})$  в качестве разности резонансных частот, отвечающих двум различным поляризациям, оправданно. Тогда из зависимости  $f_{02} - f_{01}$  от угла  $\varphi$ , зная толщину пленки, можно определить величину показателя преломления.

Для нахождения  $n$  и  $d$  требуется провести еще одно измерение с другой конфигурацией резонатора.

### Резонатор с тонкой диэлектрической пленкой, перпендикулярной его оптической оси

Рассмотрим открытый резонатор Фабри–Перо с диэлектрической пленкой, расположенной на электрически равном удалении от зеркал, нормально его оптической оси (рис. 3). Электрически равное расстояние определяется условием одинакового набега фазы от середины пленки до правого и левого зеркал. При таком определении естественно учитывается набег фазы в пленке связи, расположенной под углом  $45^\circ$  в одном из плеч резонатора [1].

Спектр резонатора схематически представлен на рис. 4. На нем показано положение собственных частот резонатора без измеряемой пленки (отмеченные верхним индексом „0“) и положение собственных частот резонатора с измеряемой пленкой. Нижний индекс

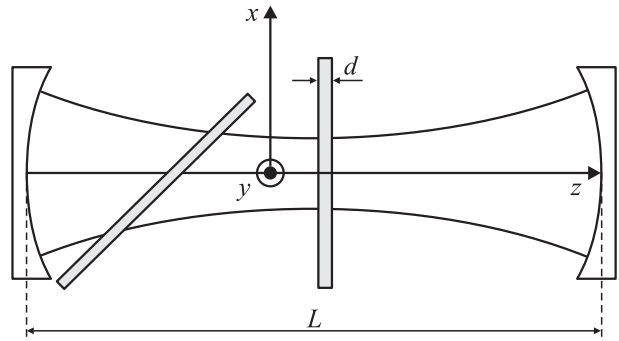


Рис. 3. Конфигурация резонатора с исследуемой пленкой, перпендикулярной его оптической оси.

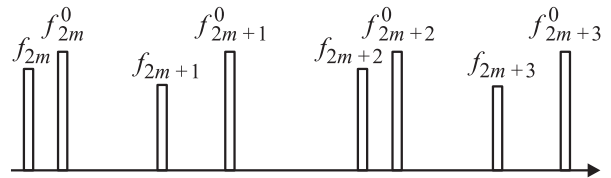


Рис. 4. Спектр резонатора конфигурации на рис. 2.

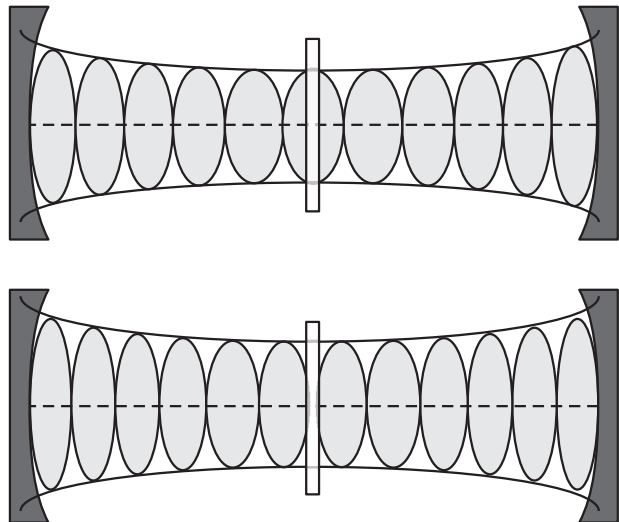


Рис. 5. Структура стоячей волны для четной (внизу) и нечетной (вверху) мод.

означает число полувольт в резонаторе и совпадает с продольным индексом моды. Моды будем разделять в соответствии с четностью нижнего индекса на четные и нечетные. У четных мод имеет место нуль электрического поля в центре по толщине измеряемой пленки, у нечетных — максимум электрического поля. Разность собственных частот и ширины резонансных контуров „пустого“ резонатора и резонатора с измеряемой пленкой для нечетных мод больше, чем для четных (это ясно из рассмотрения структуры поля стоячей волны в таком резонаторе).

На рис. 5 схематично изображено распределение интенсивности электрического поля в резонаторе для четной (внизу) и нечетной (вверху) мод.

В работе [5] приведены уравнения для расчета собственных частот резонатора рассматриваемой конфигурации, которые после ряда преобразований могут быть записаны в виде: (14) — для нечетных мод, (15) — для четных мод

$$n \frac{\operatorname{tg}(k(L-d)/2) - g_1(n, d, L)}{1 + g_1(n, d, L) \operatorname{tg}[k(L-d)/2]} \times \frac{\operatorname{tg}(nkd/2) - g_2(n, d, L)}{1 + g_2(n, d, L) \operatorname{tg}(nkd/2)} - 1 = 0, \quad (14)$$

$$n \frac{\operatorname{tg}[k(L-d)/2] - g_1(n, d, L)}{1 + g_1(n, d, L) \operatorname{tg}[k(L-d)/2]} + \frac{\operatorname{tg}(nkd/2) - g_2(n, d, L)}{1 + g_2(n, d, L) \operatorname{tg}(nkd/2)} = 0, \quad (15)$$

где:

$$g_1(n, d, L) = \frac{L-d}{\{1 + d/[2R_0 - L + (n^2 - 1)d/n^2]\}Z},$$

где

$$Z = \sqrt{\left(L - \frac{n^2 - 1}{n^2}d\right)\left(2R_0 - L + \frac{n^2 - 1}{n^2}d\right)},$$

$$g_2(n, d, L) = \frac{d}{\sqrt{n^2\left(L - \frac{n^2 - 1}{n^2}d\right)\left(2R_0 - L + \frac{n^2 - 1}{n^2}d\right)}}$$

$L$  — длина резонатора,  $R_0$  — радиус кривизны зеркал,  $k = 2\pi f/c$ ,  $f$  — резонансная частота. В (14) и (15)  $n$  и  $k$  предполагаются действительными. Для нахождения мнимой части собственной частоты (которая равна полуширине резонансного контура) резонатора с диэлектриком воспользуемся выражениями, приведенными в [7]. Выражение для добротности резонатора с диэлектрической пленкой связи и исследуемой пленкой, расположенной на равном удалении от зеркал нормально оптической оси резонатора, имеет вид:

$$Q = \frac{f}{\Delta f} = \frac{k(L-d)\left(1 - \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2\right) + knd\Phi}{(\delta_{\text{mir}} + \delta_{\text{coupl}})\left(1 - \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2\right) + \operatorname{tg} \delta knd\Phi}, \quad (16)$$

где

$$\Phi = 1 + 2 \frac{1-n}{1+n} \cos[2k(L-d)],$$

$\delta_{\text{mir}}$  — потери на отражение от зеркал,  $\delta_{\text{coupl}}$  — потери на связь,  $\operatorname{tg} \delta$  — отношение мнимой части диэлектрической проницаемости исследуемого образца к действительной. В отсутствие исследуемого образца из (16) получаем:

$$Q_0 = \frac{f}{\Delta f_0} = \frac{kL_0}{(\delta_{\text{mir}} + \delta_{\text{coupl}})}, \quad (17)$$

где  $L_0$  — длина пустого резонатора, соответствующая резонансу на частоте  $f$ . Сравнив (16) и (17), можно получить выражение для  $\operatorname{tg} \delta$ :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta f}{f} + \frac{1 - \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2}{1 + 2 \frac{1-n}{1+n} \cos[2k(L-d)]} \times \left(\frac{\Delta f}{f} \frac{L-d}{nd} - \frac{\Delta f_0}{f} \frac{L_0}{nd}\right). \quad (18)$$

Если предполагать толщину диэлектрика известной, то показатель преломления  $n$  и величину потерь, характеризующих  $\operatorname{tg} \delta$ , можно вычислить с использованием (12)–(16) даже для очень тонких пленок ( $3-5 \mu\text{m}$ ). Нахождение диэлектрических параметров из уравнений (14)–(18) с использованием измеренных значений резонансных частот и ширин резонансных кривых осуществляется методом итераций с уточнением при каждой итерации значения длины резонатора  $L$ .

Обычно длина резонатора находится предварительно из значений резонансных частот пустого резонатора и жестко фиксируется. Однако во время установки пленок в резонатор и во время манипуляций с ними его длина может неконтролируемо изменяться из-за температурного дрейфа и иных факторов. Это изменение в случае тонких пленок ( $d \leq 10 \mu\text{m}$ ) приводит к существенным ошибкам измерения величины  $n$ . Предлагаемая методика обладает тем преимуществом, что в процессе измерений нет необходимости удалять диэлектрик из резонатора, следовательно, существенно сокращается время измерений и влияние внешних факторов на длину резонатора.

Таким образом, для нахождения показателя преломления и толщины изотропных пленок необходимо измерить разность резонансных частот, отвечающих двум поляризациям для резонатора конфигурации рис. 1, а затем измерить резонансные частоты соседних четной и нечетной мод для резонатора конфигурации рис. 3. В результате получим систему двух уравнений для нахождения  $n$  и  $d$ .

### Измерение компонент тензора диэлектрической проницаемости анизотропных диэлектрических пленок

В результате исследования спектра резонатора с диэлектрической пленкой, перпендикулярной его оптической оси (см. рис. 3), выяснилось, что для большинства пленок вид резонансной кривой зависит от ориентации пленки. В частности, для рулонных материалов резонансный контур представляет собой обычный профиль Лоренца, только если ось рулона пленки параллельна оси  $x$  и  $y$  (поляризация возбуждающего пучка параллельна оси  $y$ ). При других ориентациях исследуемой пленки наблюдается расщепленный резонансный контур, похожий на контур, изображенный на рис. 2, что свидетельствует о наличии анизотропии диэлектрических параметров рулонных материалов.

## Результаты измерений

Материал. Толщина, $\mu\text{m}$	$n$	$\text{tg } \delta, 10^{-4}$	$f, \text{GHz}$
Тефлон (пластины)	1.400–1.415	1–10	50–200
Тефлоновая пленка $E \parallel O_x, 5$	1.54(0.03)		140
То же $\parallel O_y, 5$	1.50(0.02)		140
» $\parallel O_x, 10$	1.52(0.03)	4.6 → 5.4	110 → 160
» $\parallel O_y, 10$	1.48(0.03)	5.0 → 6.0	110 → 160
» $\parallel O_x, 20$	1.48(0.01)		140
» $\parallel O_y, 20$	1.45(0.01)		140
» $\parallel O_x, 40$	1.463(0.003)		140
» $\parallel O_y, 40$	1.432(0.003)		140
Лавсановая пленка (СССР)			
$H = 0 E \parallel O_x, 11$	1.817(0.006)	95 → 110	110 → 160
$H = 0 E \parallel O_y, 11$	1.775(0.006)	100 → 113	120 → 144
$H = 25\% E \parallel O_x, 11$	1.825(0.005)	120 → 130	120 → 144
$H = 25\% E \parallel O_y, 11$	1.780(0.006)	125 → 135	120 → 144
Лавсановая пленка (GoodFellow, Polyethylenterephthalat, PETP, PET, Polyester, ...)			
$H = 0 E \parallel O_x, 22$	1.811(0.003)	89 → 96	120 → 144
$H = 0 E \parallel O_y, 22$	1.758(0.003)	98 → 103	120 → 144
Полиамид изотропный			
$H = 0$ Полиамид, 34	1.789(0.006)	52	140
$H = 25\%$ Полиамид, 34	1.817(0.006)	129	140
$H = 25\%$ ESPATEX, 25	1.82(0.02)	83	140

Конфигурация резонатора, рассмотренная в первом разделе, в случае анизотропных пленок значительно более сложна для рассмотрения, а из соответствующих измерений нельзя однозначно определить все компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Напротив, метод измерения диэлектрических параметров, изло-

женный во втором разделе, может быть с некоторыми оговорками обобщен на случай анизотропных пленок.

Рассмотрим анизотропную диэлектрическую пленку с главными осями анизотропии, расположенными, как показано на рис. 6 (ось  $y$  совпадает с осью рулона, масштаб по  $z$  много больше, чем по  $x$  и  $y$ ). Тогда, ориентируя пленку так, чтобы поляризация пучка резонатора была параллельна оси  $x$  или  $y$ , будем возбуждать в пленке одну из собственных волн диэлектрика с показателем преломления  $\sqrt{\epsilon_{xx}}$  и  $\sqrt{\epsilon_{yy}}$  соответственно (в приближении линейной поляризации гауссова пучка внутри пленки). При этом выражения (14)–(18) остаются в силе, только в них в качестве показателя преломления  $n$  нужно использовать  $\sqrt{\epsilon_{xx}}$  и  $\sqrt{\epsilon_{yy}}$  в зависимости от ориентации пленки. Таким образом, для рулонных пленок известной толщины могут быть измерены компоненты  $\epsilon_{xx}$  и  $\epsilon_{yy}$  тензора диэлектрической проницаемости и соответствующие им величины  $\text{tg } \delta$ . Вопрос об измерении  $\epsilon_{zz}$  остается открытым, из наших предварительных оценок следует, что для тонких пленок эта величина может быть измерена лишь с достаточно большой ( $\sim 20\%$ ) ошибкой.

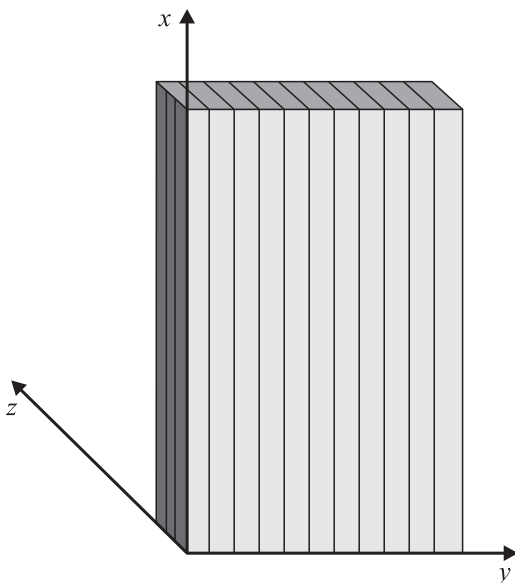


Рис. 6. Расположение главных осей анизотропии в диэлектрической пленке.

## Результаты измерений

Исследовались популярные пленочные материалы: тефлон, лавсан, полиамид различной толщины. Известно, что лавсан и полиамид являются гигроскопичны-

ми материалами, поэтому их диэлектрические свойства изменяются в зависимости от влажности атмосферы. Эти пленки исследовались при различных влажностях: от 0 до 50% при комнатной температуре. Зависимость диэлектрических параметров ( $n$  и  $\operatorname{tg} \delta$ ) от влажности практически линейная. Особенно резкая зависимость диэлектрических параметров наблюдалась у полиамида (при изменении влажности от 0 до 25% величина  $\operatorname{tg} \delta$  изменяется более чем в 2 раза). Наиболее достоверными можно считать измерения, проведенные в равновесных условиях: длительное нахождение пленки в условиях стабильной влажности. Именно эти результаты приведены в таблице. Для полиамидной пленки Espatex были рассчитаны показатель преломления и толщина. В результате получены значения:  $n = 1.82(0.02)$   $d = 23.9(0.7) \mu\text{m}$ . Механическое измерение толщины дает значение  $d = 24.5(0.5) \mu\text{m}$ . Некоторое расхождение этих результатов объясняется наличием шероховатости на поверхности этого образца пленки.

## Заключение

Основным преимуществом предложенного для изотропных пленок метода является возможность измерения показателя преломления без механического измерения толщины. Кроме того, для измерения разности частот  $f_{02} - f_{01}$  не требуется производить никаких механических манипуляций — она может быть получена непосредственно путем цифровой обработки резонансного отклика. Эта разность слабо зависит от длины резонатора (при изменении длины на  $50 \mu\text{m}$  разность меняется меньше чем на 0.5%), тем самым избавляемся от влияния нестабильности длины резонатора, что очень важно в случае тонких пленок. Измерения могут проводиться при различных фиксированных углах  $\varphi$ , что повышает точность получаемого результата.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 09-05-00586-а, 08-02-01233, 09-02-91343-ННИО\_а, и Немецкого научно-исследовательского общества (Deutsche Forschungsgemeinschaft).

## Список литературы

- [1] Власов С.Н., Копосова Е.В., Мясникова С.Е., Паршин В.В. // Радиофизика. 2006. Т. 49. Вып. 3. С. 219.
- [2] Дрягин Ю.А., Чухвичев А.Н. // Радиофизика. 1962. Т. 12. Вып. 8. С. 1245.
- [3] Калинин А.А. // Радиофизика. 1978. Т. 21. Вып. 11. С. 1648.
- [4] Власов С.Н., Копосова Е.В., Мазур А.Б., Паршин В.В. // Радиофизика. 1996. Т. 39. Вып. 5. С. 615.
- [5] Cullen A.L. // Infrared and Millimeter Waves, Orlando, FL: Academic Press, 1983. Vol. 10. P. 233.
- [6] Dryagin Yu.A., Parshin V.V. // Infrared and Millimeter Waves. 1992. Vol. 13. P. 1023.
- [7] Власов С.Н., Копосова Е.В., Мясникова С.Е., Паршин В.В. // ЖТФ. 2002. Т. 22. Вып. 12. С. 79.