

Микроволновой метод определения толщин диэлектрических материалов с использованием излучателя со сканированием диаграммой направленности

Н. Л. Евич, Ю. В. Прокопенко¹

*Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины,
ул. Дм. Пожарского, 2/10, г. Харьков, 61046, Украина
E-mail: shuben@iptmach.kharkov.ua*

¹*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина
E-mail: prokopen@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 22 июля 2010 г.

Рассматриваются возможности микроволновой метрологии миллиметрового диапазона электромагнитных волн для определения толщин плоских слоев из диэлектрических немагнитных материалов, лежащих на металлической подложке или находящихся в свободном пространстве. В качестве излучателя используется двухплечевой короткозамкнутый отрезок диэлектрического волновода и электродинамически связанная с ним диэлектрическая пластина. Приводятся оценки погрешностей определения толщины и диэлектрической проницаемости исследуемого слоя.

Введение

Необходимость в разработке новых методов микроволнового определения толщин материалов обуславливается потребностью их бесконтактной диагностики и стимулируется научно-техническим прогрессом, обеспечивающим новые возможности для внедрения таких методов [1-3].

В настоящее время для определения толщин материалов используются микроволновые и акустические методы. Среди микроволновых методов широкое применение находят нерезонансные (например, волноводные [4-6]) и резонансные (например, с использованием квазиоптических резонаторов [7]) методы контроля геометрических и электрофизических параметров диэлектриков.

Целью настоящей работы является разработка нерезонансного микроволнового метода определения толщин плоских листов из непроводящих магнитонеактивных диэлектриков

на основе модернизации подхода, изложенного в работе [8], и изучение его возможностей в миллиметровом диапазоне.

Решения подобных задач в миллиметровом диапазоне длин волн имеют свои специфические особенности, которые обусловлены невозможностью выполнить требование $\lambda_0/l \ll 1$, где λ_0 – рабочая длина волны в свободном пространстве, а l – характерный размер апертуры излучателя.

1. Принцип микроволнового метода

Решить проблему, связанную с определением толщины диэлектрической пластины микроволновым методом, позволяет использование устройства, модель которого приведена на рис. 1.

Зондирующее поле в объекте контроля формируется двухплечевым излучателем в виде отрезка диэлектрического волновода

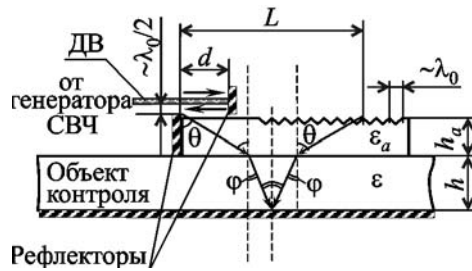


Рис. 1. Модель устройства для определения толщины диэлектрической пластины на металлической подложке

(ДВ), короткозамкнутого на противоположном от запитывающего генератора конце, и плоскопараллельной диэлектрической пластиной с диэлектрической проницаемостью ϵ_a [9]. Толщина пластины h_a соизмерима с величиной $(8 \div 10)\lambda_0/\sqrt{\epsilon_a}$, что позволяет на ее нижней грани обеспечить границу дальней зоны излучения, формируемого диэлектрическим волноводом при преобразовании поверхностной волны в объемную [10]. Верхняя грань пластины начиная с расстояния $\sim (5 \div 6)\lambda_0$ от вершины прямоугольного двухгранного угла имеет вид эшелетта с периодом $\sim \lambda_0$ и штрихами треугольного профиля. Длина эшелетта зависит от пределов измеряемых толщин h диэлектрических образцов с проницаемостью $\epsilon \geq \epsilon_a$ и выбирается таким образом, чтобы точка приема находилась в области максимума распределения формируемого поля. Расстояние между волноводом и пластиной-эшелеттом соизмеримо с величиной $\sim \lambda_0/2$. Окончательно это расстояние выбирается из условия малого отклонения мощности поверхностной волны волновода в диэлектрическую пластину (т. е. обеспечения слабой связи между волноводом и диэлектрической пластиной конечных размеров). Проводящая торцевая грань пластины-эшелетта, перпендикулярная к излучающей поверхности волновода, исполняет роль рефлектора. Путем одновременного изменения длин плеч d излучателя осуществляется пропорциональное изменение разности фаз между волнами, возбуждающими его плечи. При этом длина плеч d варьируется в пределах от 0 до $(4 \div 5)\lambda_0$. В резуль-

тате осуществляется сканирование диаграммой направленности излучателя.

При условии $1 < \epsilon_w \leq \epsilon_a$, где ϵ_w – диэлектрическая проницаемость материала диэлектрического волновода, в приближении заданного тока комплексная диаграмма направленности рассмотренного излучателя может быть записана в виде [11]:

$$F(\theta, d) = \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\beta} - \sqrt{\epsilon_a} \cos \theta\right)\right)}{\frac{\pi d}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\beta} - \sqrt{\epsilon_a} \cos \theta\right)} \times \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\beta} + \sqrt{\epsilon_a} \cos \theta\right)\right) \exp\left(\frac{2j\pi d}{\beta \lambda_0}\right), \quad (1)$$

где β – коэффициент замедления диэлектрического волновода; $j = \sqrt{-1}$; θ – угол, отсчитываемый от проводящей грани пластины-эшелетта и соответствующий углу ввода луча в объект контроля. Под лучом необходимо понимать произвольное направление излучения в пределах диаграммы направленности излучателя.

Максимум диаграммы направленности излучателя направлен под углом $\theta_m(d)$, при котором $dF(\theta_m, d)/d\theta = 0$. Угол $\theta_m(d)$ имеет функциональную квазипериодическую зависимость от d , что позволяет в процессе изменения длин плеч излучателя осуществлять качание главного лепестка его диаграммы направленности. В выражении (1) множитель

$$\frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\beta} - \sqrt{\epsilon_a} \cos \theta\right)\right)}{\frac{\pi d}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\beta} - \sqrt{\epsilon_a} \cos \theta\right)} \rightarrow 1$$

при $\theta \rightarrow \arccos(1/(\beta\sqrt{\epsilon_a}))$. Угол $\theta_m(d)$ стремится к этому значению при $d \rightarrow \infty$. Наличие в выражении (1) множителя $\cos(\pi(1/\beta + \sqrt{\epsilon_a} \cos \theta)d/\lambda_0)$ обусловлено

квазипериодическим характером распределения поля. При этом для периода вариации поля, вводимого как расстояние между двумя соседними нулями поля, справедливо выражение

$$\delta = \frac{\lambda_0}{\frac{1}{\beta} + \sqrt{\epsilon_a} \cos \theta}. \quad (2)$$

Откуда следует, что период вариации поля является функцией величины диэлектрической проницаемости ϵ_a и угла θ . Если к этому добавить, что в процессе сканирования, во-первых, величина d достигает $(4 \div 5)\lambda_0$, что соответствует $12 \div 15$ вариациям поля, и, во-вторых, измерения периода производятся в выгодной с энергетической точки зрения области (угол $\theta \approx \arccos(1/(\beta\sqrt{\epsilon_a}))$), то можно сделать вывод: имеем подходящий источник электромагнитного излучения для определения толщины плоскопараллельного образца в миллиметровом диапазоне длин волн. При этом падающий луч естественно ассоциировать с углом θ , при котором формируется вполне определенное распределение поля с периодом вариаций (2).

1.1. Определение толщины диэлектрического слоя на металлической подложке

Для того чтобы определить толщину h плоскопараллельного диэлектрического слоя, необходимо иметь возможность контроля угла ввода луча в него. Для этой цели естественно использовать рассмотренный выше излучатель, соприкасающийся с объектом исследования (рис. 1). При этом величины диэлектрических проницаемостей элемента излучателя ϵ_a и исследуемой (или контролируемой) структуры ϵ должны обеспечивать отсутствие полного внутреннего отражения на границе между ними, что выполнимо при условии $\epsilon \geq \epsilon_a$. Это накладывает соответствующие ограничения на диапазон углов ввода луча: $\theta \leq \arcsin(1/\sqrt{\epsilon_a})$. Учитывая произвольность направления излучения в пределах диаграммы направленности излучателя, расстояние L между точкой ввода и точкой вывода электро-

магнитной энергии будем отсчитывать от вершины двухгранного угла пластины-эшелетта. Как следует из рис. 1, для расстояния L можно записать

$$L = 2(h_a \operatorname{tg} \theta + h \operatorname{tg} \varphi), \quad (3)$$

где φ – угол распространения луча в исследуемой структуре. Связь между углами θ и φ устанавливается из закона Снеллиуса и может быть записана в виде

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sqrt{\epsilon_a} \sin \theta}{\sqrt{\epsilon - \epsilon_a} \sin^2 \theta}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), получим соотношение относительно неизвестных параметров исследуемого слоя ϵ и h . Для их однозначного определения это соотношение запишем для двух разных углов θ_1 и θ_2 . Решая полученную таким образом исходную систему относительно неизвестных ϵ и h , имеем

$$\begin{cases} \epsilon = \epsilon_a \frac{(a_1^2 - a_2^2) \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2}{a_1^2 \sin^2 \theta_2 - a_2^2 \sin^2 \theta_1}, \\ h = \frac{a_1 a_2}{2} \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2}{a_1^2 \sin^2 \theta_2 - a_2^2 \sin^2 \theta_1}}, \end{cases}$$

где $a_i = L_i - 2h_a \operatorname{tg} \theta_i$ при $i = 1, 2$.

Углы θ_i определяем, измеряя в процессе сканирования диаграммой направленности излучателя периоды вариаций поля δ_i , соответствующие расстояниям L_i до двух точек приема излучения, из соотношения (2):

$$\theta_i = \arccos \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a}} \left(\frac{\lambda_0}{\delta_i} - \frac{1}{\beta} \right). \quad (5)$$

Положительный эффект, выражающийся в повышении точности определения ϵ и h образца, возникает вследствие того, что изме-

ряются усредненные периоды вариаций поля δ_i по его 12 ÷ 15 вариациям.

1.2. Определение толщины диэлектрического слоя в свободном пространстве

Определение толщины слоя, находящегося в свободном пространстве, имеет определенную специфику в сравнении со случаем слоя, лежащего на металлической подложке. Различия, обусловленные особенностями отражения зондирующей волны от нижней поверхности, связаны с тем, что волна падает на нее под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения. Это в свою очередь обусловлено спецификой возбуждения электромагнитного поля в объекте исследования посредством используемого излучателя с диэлектрическим волноводом [9, 10]. При этом на нижней поверхности (на границе с воздухом) коэффициент отражения Френеля R по абсолютной величине равен единице и в случае H -поляризации (вектор \vec{H} перпендикулярен плоскости падения) справедливо выражение

$$R = \exp\left(-2j \arctg \frac{\sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon \sin^2 \varphi - 1}}{\cos \varphi}\right).$$

Следовательно, амплитуда волны, претерпевшей отражение от нижней границы объекта исследования, не изменяется, а ее фаза уменьшается на величину

$$F(\varphi) = 2 \arctg \frac{\sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon \sin^2 \varphi - 1}}{\cos \varphi}. \quad (6)$$

Таким образом, при падении волны на плоскую границу раздела диэлектрик–воздух со стороны диэлектрика под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения, электрическая длина пути волны уменьшается на величину

$$\Delta R(\varphi) = \frac{\lambda_0}{2\pi\sqrt{\epsilon}} F(\varphi). \quad (7)$$

В этом случае отражение волны от границы будет происходить зеркально не по отношению к нормали к геометрической границе диэлектрика, а по отношению к нормали к некоторой отличной от нее более сложной эквивалентно отражающей поверхности (рис. 2). Определив последнюю, можно оценить угол отражения волны от границы диэлектрик–воздух при падении на нее под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения. Для этого в приближении геометрической оптики рассмотрим, как отражается луч, испущенный под углом θ источником, расположенном в точке $(0, h + h_a)$. Ход луча, претерпевающего преломления и отражения, в плоскости $z = 0$ изображен на рис. 2. Из рисунка видно, что для произвольной точки (x, y) эквивалентно отражающей поверхности справедлива следующая система уравнений

$$\begin{cases} x = h_a \operatorname{tg} \theta + h \operatorname{tg} \varphi - \Delta R(\varphi) \sin \varphi, \\ y = \Delta R(\varphi) \cos \varphi. \end{cases} \quad (8)$$

Согласно закону Снеллиуса

$$\sin \varphi = \frac{\sqrt{\epsilon_a}}{\sqrt{\epsilon}} \sin \theta. \quad (9)$$

Подставляя (7) в (8) и используя соотношения (6) и (9), получим параметрическое уравнение эквивалентно отражающей поверхности

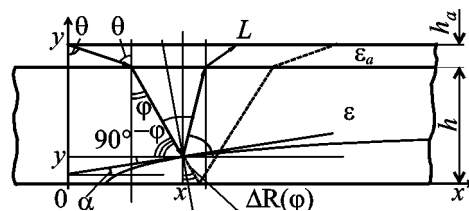


Рис. 2. Ход луча в двухслойной диэлектрической структуре, расположенной в свободном пространстве

$$\left\{ \begin{aligned} x &= h_a \operatorname{tg} \theta + h \frac{\sqrt{\varepsilon_a} \sin \theta}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_a \sin^2 \theta}} - \\ & - \frac{\lambda_0 \sqrt{\varepsilon_a} \sin \theta}{\pi \varepsilon} \operatorname{arctg} \frac{\varepsilon \sqrt{\varepsilon_a \sin^2 \theta - 1}}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_a \sin^2 \theta}}, \\ y &= \frac{\lambda_0 \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_a \sin^2 \theta}}{\pi \varepsilon} \operatorname{arctg} \frac{\varepsilon \sqrt{\varepsilon_a \sin^2 \theta - 1}}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_a \sin^2 \theta}}. \end{aligned} \right. \quad (10)$$

Расстояние между точками ввода и выхода луча определяется выражением

$$L = x + h_a \frac{\sqrt{\varepsilon} \sin(\varphi - 2\alpha)}{\sqrt{\varepsilon_a - \varepsilon \sin^2(\varphi - 2\alpha)}} + (h - y) \operatorname{tg}(\varphi - 2\alpha), \quad (11)$$

где (x, y) – координаты точки отражения на эквивалентно отражающей поверхности (10); α – угол между касательной в точке (x, y) и осью абсцисс. Следовательно, расстояние L зависит от параметров излучателя h_a и ε_a , рабочей длины волны λ_0 , угла ввода луча в образец θ и параметров исследуемого слоя h и ε . Параметры h_a , ε_a и λ_0 должны быть известны или измерены независимо любыми другими высокоточными методами. Поэтому, как и в случае измерения толщины диэлектрического слоя на металлической подложке, для определения величины диэлектрической проницаемости исследуемой структуры ε и ее толщины h необходимо проделать два независимых измерения, соответствующих двум разным углам ввода θ_i ($i = 1, 2$). Соответственно координаты точек (x_i, y_i) определяются уравнением (10), углы преломления φ_i – соотношением (9). Таким образом, на основе выражения (11) получим систему двух уравнений для определения параметров исследуемого слоя h и ε . Отметим, что углы θ_i определяются согласно соотношению (5) по измеренным периодам вариаций поля δ_i , соответствующим расстояниям L_i (11) до двух точек приема излучения при сканировании диаграммой направленности излучателя (рис. 1).

2. Анализ погрешностей контроля

Как следует из вышеизложенного, определение параметров плоскопараллельной диэлектрической пластины в случае, когда она расположена на металлической подложке, не имеет принципиальных отличий от случая ее расположения в свободном пространстве. Поэтому анализ погрешностей определения или контроля h и ε пластины был осуществлен для второго случая.

Расчет проводился методом численного анализа выражения (11). Вначале задавались параметры излучателя β , h_a , ε_a и рабочая длина волны λ_0 , два угла ввода падающей волны θ_i , а также параметры объекта контроля h и ε . Затем определялись расстояния L_i (11) до точек приема электромагнитного излучения при вычисленных согласно (9) и (10) углах преломления φ_i и координатах точек отражения (x_i, y_i) , а также углах

$$\alpha_i = \operatorname{arctg} \left(\frac{dy/d\theta}{dx/d\theta} \Big|_{\theta_i} \right)$$

между касательными в точках (x_i, y_i) и осью абсцисс. По формуле (2) определялись периоды вариаций поля δ_i , соответствующие углам ввода θ_i . Варьирование параметров излучателя β , h_a , ε_a и λ_0 , а также величин δ_i и L_i , измеряемых в процессе сканирования его диаграммой направленности, позволило получить исчерпывающую информацию о погрешностях контроля, связанных с изменениями каждого из перечисленных параметров.

Расчет показал, что если рабочая длина волны λ_0 и коэффициент замедления диэлектрического волновода β измерены с точностью 0.1 %, то погрешности определения толщины h исследуемого слоя и величины его диэлектрической проницаемости ε не превышают 0.5 и 0.03 % соответственно. Поэтому основной вклад в величину погрешности определения толщины пластины вносят измерения расстояний L_i до точек приема и периодов вариаций поля δ_i . Поскольку величины L_i и δ_i связаны (через φ_i и α_i , т. е. θ_i) выражением (11), достаточно ограничиться анализом только одной пары при $i = 1$ или 2.

Результаты расчетов относительных погрешностей определения толщины и диэлектрической проницаемости соответствующих углу ввода $\theta_i = 54^\circ$ ($\delta_i = 1.7791$ мм и $L_i = 97.9999$ мм при $\lambda_0 = 3.97$ мм, $\beta = 0.79$, $\epsilon = \epsilon_a = 2.56$ (плексиглас [12]) и $h = h_a = 18$ мм), приведены на рис. 3, а и рис. 3, б соответственно.

Из рис. 3 видно, что, для того чтобы погрешность определения (контроля) толщины слоя не превышала $\pm 2\%$, а диэлектрической проницаемости $\pm 1\%$, расстояние до точки приема должно быть измерено с абсолютной погрешностью, не превышающей ± 0.02 мм, а период вариации поля с погрешностью, не превышаю-

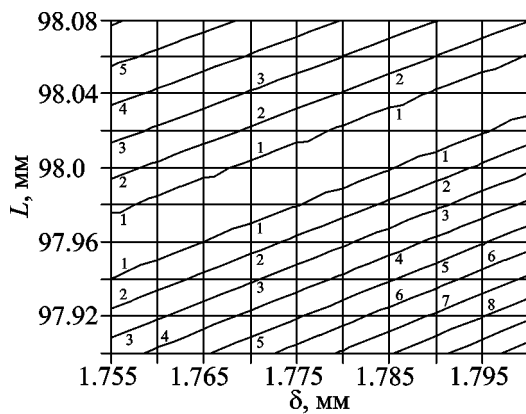
щей ± 0.001 мм. Приведенные оценки справедливы для случая двухпараметрового контроля, т. е. одновременного определения величин h и ϵ .

Гораздо чаще встречаются ситуации, когда один из параметров известен, например ϵ , а определению подлежит другой параметр, h , (однопараметровый контроль). Такая ситуация характерна для задач дефектоскопии. В этом случае точность контроля существенно выше. Чтобы погрешность измерения толщины не превысила $\pm 2\%$, расстояние до точки приема должно быть измерено с абсолютной погрешностью ± 0.1 мм, а период вариаций поля с погрешностью ± 0.005 мм.

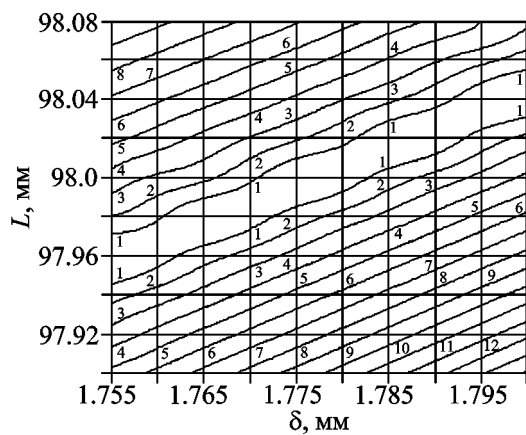
3. Экспериментальные исследования

Для исследования особенностей рассмотренного выше микроволнового метода определения толщин плоскопараллельных диэлектрических материалов была собрана экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис. 4.

Излучатель, показанный на рис. 1, содержал четырехмиллиметровый диэлектрический волновод из полиэтилена ($\beta = 0.79$) и пластиношвелетт из плексигласа ($\epsilon_a = 2.56$) с высотой $h_a = 18$ мм. Расстояние между ними равнялось ~ 2 мм, что обеспечивало малое ответвление мощности в диэлектрическую пластину-



а)



б)

Рис. 3. Относительные погрешности (в процентах) определения величин диэлектрической проницаемости (а) и толщины (б) слоя при различных периодах вариаций поля δ и расстояниях до точки приема L

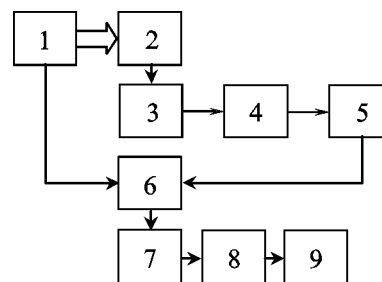


Рис. 4. Блок-схема лабораторной экспериментальной установки: 1 – устройство измерения длины плеч излучателя; 2 – излучатель; 3 – объект контроля; 4 – СВЧ-детектор; 5 – усилитель; 6 – устройство согласования и аналоговый коммутатор; 7 – аналого-цифровой преобразователь; 8 – интерфейсный блок; 9 – компьютер

эшелетт. Рабочая длина волны $\lambda_0 = 3.97$ мм. Эшелетт с периодом 5 мм выполнен на расстоянии 22.5 мм от вершины прямоугольного двухгранного угла. Прием электромагнитного излучения осуществлялся открытым концом металлического волновода 4-миллиметрового диапазона, срезанным под углом 45° .

Для такой геометрии расстояние L_i (в миллиметрах) до точки приема электромагнитного излучения оценивалось по формуле $L_i = 22.5 + 5(k - 1) + (2.5 - 1.85/\sqrt{2})$, где k – номер ступени эшелетта, считая от вершины излучателя. Определенные таким образом расстояние и, следовательно, угол направления максимальной интенсивности излучения являлись ориентировочными и перед проведением практических измерений уточнялись методом последовательных приближений по критерию максимального подобия. Параметр сканирования – длина плеч излучателя d , изменялся с помощью микрометрической головки с погрешностью 0.005 мм в пределах $0 \div 22.5$ мм. На рис. 5 отображены результаты сканирования направлением главного лепестка диаграммы направленности (1) излучателя. Абсолютная погрешность определения периода вариаций поля в случае усреднения по 14 периодам не превышала 0.00036 мм.

На рис. 6 приведены сигналы, принятые на расстояниях $L_1 = 53.69$ мм и $L_2 = 58.69$ мм от вершины двухгранного угла пластины-эшелетта при контроле плоской диэлектрической

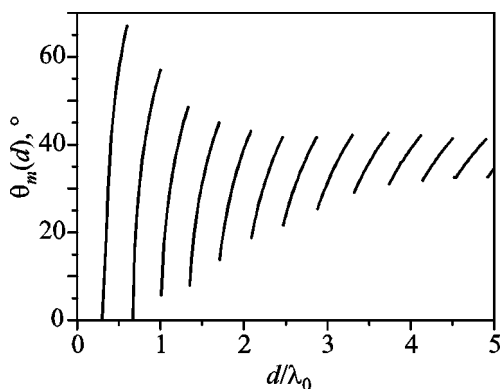


Рис. 5. Угол направления максимальной интенсивности излучения в зависимости от длины плеч излучателя, перестраиваемой в пределах $(0 \div 5)\lambda_0$

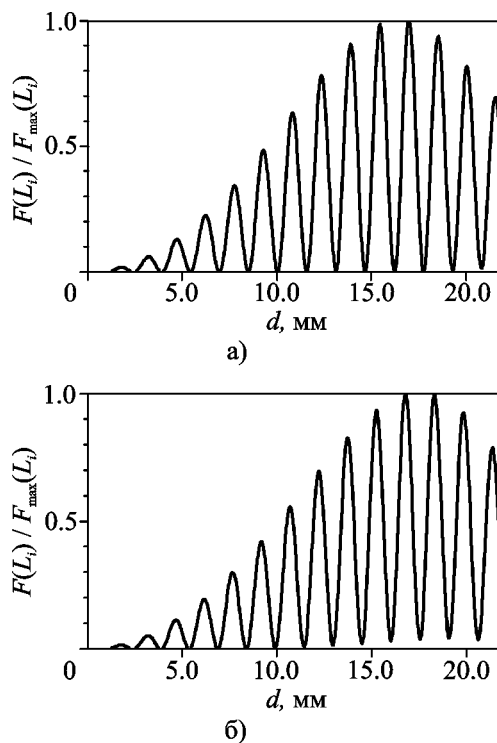


Рис. 6. Зависимости нормированного квадрата модуля амплитуды сигнала от длины плеч d излучателя при приеме на расстояниях L_i , равных 53.69 мм (а) и 58.69 мм (б)

пластины из плексигласа толщиной порядка 2.0 мм.

Периоды вариаций поля δ_i соответственно равнялись 1.53556 ± 0.00036 мм и 1.51678 ± 0.00036 мм. Соответствующие углы ввода θ_i ($i = 1, 2$), вычисленные по формуле (5), имели значения 53.919° и 56.016° . В результате в соответствии с выражением (11) были получены следующие значения параметров исследуемой плексигласовой пластины: $h = 1.9267$ мм $\pm 3.67\%$, $\epsilon = 2.4708 \pm 3.52\%$ при двухпараметровом контроле и $h = 1.9663$ мм $\pm 1.69\%$, ($\epsilon = 2.56$) при однопараметровом контроле.

Выводы

Предложен метод определения электрофизических и геометрических параметров плоскопараллельных слоев из диэлектрических материалов с использованием излучателя миллиметрового диапазона со сканированием на-

равлением главного лепестка его диаграммы направленности. Метод реализован в четырехмиллиметровом диапазоне длин волн. Достигнутая точность оказывается вполне достаточной для решения большинства задач технологического контроля. Погрешность определения локальных толщин диэлектрических плоскопараллельных слоев в случае однопараметрового контроля существенно ниже, чем при двухпараметровом контроле толщины и диэлектрической проницаемости.

Литература

1. Bamber J. L., Layberry R. L., and Gogenini S. P. A new ice thickness and bedrock data set for the Greenland ice sheet. 1: measurement, data reduction, and errors // *J. Geophys. Res.* – 2001. – 106(D24). – P. 33773-33780.
2. Saarenketo T. and Scullion T. Road evaluation with ground penetrating radar // *J. Appl. Geophys.* – 2000. – Vol. 43, No.2-4. – P. 119-138.
3. Spagnolini U. and Rampa V. Multitarget detection/tracking for monostatic ground penetrating radar: application to pavement profiling // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing.* – 1999. – Vol. 37, No. 1 (pt.2). – P. 383-394.
4. Duvillaret L., Garet F., and Coutaz J. L. Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy // *Appl. Opt.* – 1999. – Vol. 38, No. 2. – P. 409-415.
5. Hasar U. C. and Simsek O. On the Application of Microwave Calibration Independent Measurements for Noninvasive Thickness Evaluation of Medium- or Lowloss Solid Materials // *Progress In Electromagnetics Research, PIER.* – 2009. – P. 377-392.
6. Hasar U. C. and Simsek O. A calibration-independent method for position-insensitive and nonsingular dielectric measurements of solid materials // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2009. – Vol. 42. – P. 075403-075412.
7. Кириченко А. Я., Прокопенко Ю. В., Филиппов Ю. Ф., Черпак Н. Т. Квазиоптические твердотельные резонаторы. – Киев: Наукова думка, 2008. – 286 с.
8. Пат. 1800333 Российская федерация, МКИ G01 22/00. Способ определения диэлектрической проницаемости и устройство для его осуществления / Буданов В. Е., Евич Н. Л., Суслов Н. Н.; заявитель и патентообладатель Ин-т проблем машиностроения НАН Украины // *Открытия. Изобретения.* – 1993. – №9. – С. 129.
9. Андренко С. Д., Шестопапов В. П. О микроволновом моделировании некоторых радиационных яв-

- лений // *Проблемы ядерной физики и космических лучей.* – 1975. – Вып. 3. – С. 99-108.
10. Провалов С.А. Преобразователи поверхностных волн в объемные на базе связанных линий // *Электромагнитные волны и электронные системы.* – 2010. – Т. 15, № 4. – С. 40-45.
 11. Буданов В. Е., Евич Н. Л., Суслов Н. Н. Метод измерения диэлектрической проницаемости неоднородных диэлектрических материалов. // *Радиофизика и электроника.* – 2002. – Т. 7, вып. 2. – С. 328-334.
 12. Afsar M. N. and Button K. J. Millimeter-wave dielectric measurement of materials // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1984. – Vol.32, No. 1. – P. 1598-1608.

Мікрохвильовий метод визначення товщини діелектричних матеріалів із використанням випромінювача зі скануванням діаграмою спрямованості

М. Л. Євич, Ю. В. Прокопенко

Розглядаються можливості мікрохвильової метрології міліметрового діапазону електромагнітних хвиль для визначення товщини плоских шарів із діелектричних немагнітних матеріалів, що знаходяться на металевій підкладці або у вільному просторі. Як випромінювач використовується двоплечовий короткозамкнений відрізок діелектричного хвилеводу та електродинамічно пов'язана з ним діелектрична пластина. Наводяться оцінки похибок визначення товщини та діелектричної проникності досліджуваного шару.

Microwave Determination Method of Thicknesses of Dielectric Materials Using a Beam Scanning Radiator

N. L. Yevich and Y. V. Prokopenko

Possibilities of millimeter wavelength microwave metrology for determination of thicknesses of flat layers of nonmagnetic dielectric materials placed on a metal substrate or in free space are considered. As a radiator, a bilateral short-circuited fragment of dielectric waveguide with interconnecting dielectric plate is used. Error estimates in determination of layer thickness and permittivity are given.