

В.В. Широков¹, А.М. Романов¹

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТЕКЛОСОТОПЛАСТА ВОЛНОВОДНЫМ МЕТОДОМ

Исследованы диэлектрические характеристики стеклосотопласта. Описаны особенности измерения диэлектрической проницаемости стеклосотопласта волноводным методом, связанные с неоднозначностью ее определения. Показан способ выбора правильного значения. Показана структура материала и описаны его свойства. Приведены результаты измерения диэлектрической проницаемости стеклосотопласта в волноводе.

Ключевые слова: радиопрозрачный материал, диэлектрическая проницаемость, стеклосотопласт, волноводная измерительная линия.

V.V. Shirokov¹, A.M. Romanov¹

WAVEGUIDE METHOD RESEARCH OF HONEYCOMB GLASS FIBRE PLASTICS DIELECTRIC CHARACTERISTICS

Given article is devoted to research of honeycomb glass fibre plastics dielectric characteristics. Features of waveguide method measurement of honeycomb glass fibre plastics dielectric permittivity the definitions connected with a polysemy are described. The way of a choice of correct value is shown. Results of measurement of honeycomb glass fibre plastics dielectric permittivity in a wave guide are resulted.

Keywords: radio transparent material, dielectric permittivity, honeycomb glass fibre plastics, a waveguide measuring line.

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов» Государственный научный центр Российской Федерации [Federal state unitary enterprise «All-Russian scientific research institute of aviation materials» State research center of the Russian Federation] E-mail: admin@viam.ru

Стеглосотопласты – одна из разновидностей радиопрозрачных материалов, применяемых на летательных аппаратах при изготовлении перегородок интерьеров и обтекателей антенн. Обычно они используются в качестве облегченных заполнителей в трехслойных или многослойных конструкциях. Использование для указанных применений только монолитных материалов, например, стеклопластиков [1–5] или стеклокерамики [6], обладающих высокими эксплуатационными характеристиками, приведет к большим весовым нагрузкам (плотность стеклопластика составляет $\sim 1800\text{--}2000\text{ кг/м}^3$, стеклокерамики $\sim 2500\text{--}2550\text{ кг/м}^3$). Плотность стеклосотопласта, например, ССП-1-4,2 составляет $65\text{--}80\text{ кг/м}^3$. Большие значения диэлектрической проницаемости монолитных материалов ($4\text{--}5$ – у стеклопластика и ~ 3 – у стеклокерамики) и тангенса угла диэлектрических потерь $((1,5\text{--}5)\cdot 10^{-2})$ не позволяют сделать стенку из них достаточно радиопрозрачной в широком спектре углов падения электромагнитной волны. Трехслойная структура с сотопластом состоит из двух силовых обшивок на основе стеклопластика толщиной $0,5\text{--}2\text{ мм}$ и расположенного между ними облегченного слоя – сотопласта толщиной $5\text{--}10\text{ мм}$. Силовые обшивки обеспечивают прочность при растяжении и изгибе, сотопласт – при сжатии. Современная технология изготовления трехслойной структуры [7–11] позволяет применить бесклеевой способ изготовления с использованием препрегов.

Для обеспечения достаточной степени прозрачности обтекателя бортовой антенны и минимизации искажения ее работы требуется проведение расчета диаграммы

направленности антенны с учетом антенного обтекателя. Для этого необходима информация о диэлектрической проницаемости элементов стенки обтекателя, в том числе и сотопласта.

Стеклосотопласт представляет собой гетерогенную структуру. Поэтому при расчетах конструкций, в которые он входит, используется понятие эквивалентной относительной диэлектрической проницаемости (далее – диэлектрическая проницаемость стеклосотопласта). Эквивалентная относительная диэлектрическая проницаемость равна относительной диэлектрической проницаемости гомогенного слоя диэлектрика, который при одинаковой толщине со слоем стеклосотопласта имеет такие же коэффициенты отражения и прохождения, как и слой стеклосотопласта. Результаты измерения диэлектрической проницаемости в волноводе определяются указанными коэффициентами. Поэтому измеренная волноводным методом величина диэлектрической проницаемости образца стеклосотопласта может использоваться при расчетах структур, выполненных из него. Понятие диэлектрической проницаемости для стеклосотопласта правомерно, когда размер его ячейки в несколько раз меньше длины волн.

Для электромагнитной волны, падающей на конструкцию с сотопластом, сотопласт представляет собой анизотропную структуру. Это обусловлено как конфигурацией сот (условия прохождения электромагнитной волны существенно зависят от того, как вектор напряженности электрического поля направлен относительно оси сот), так и тем, что толщина их стенок, параллельных плоскостям склеивания, в 2 раза больше, чем для остальных стенок. Поэтому измеренная диэлектрическая проницаемость существенно зависит от ориентации вектора электрического поля относительно плоскости склеивания и оси сот.

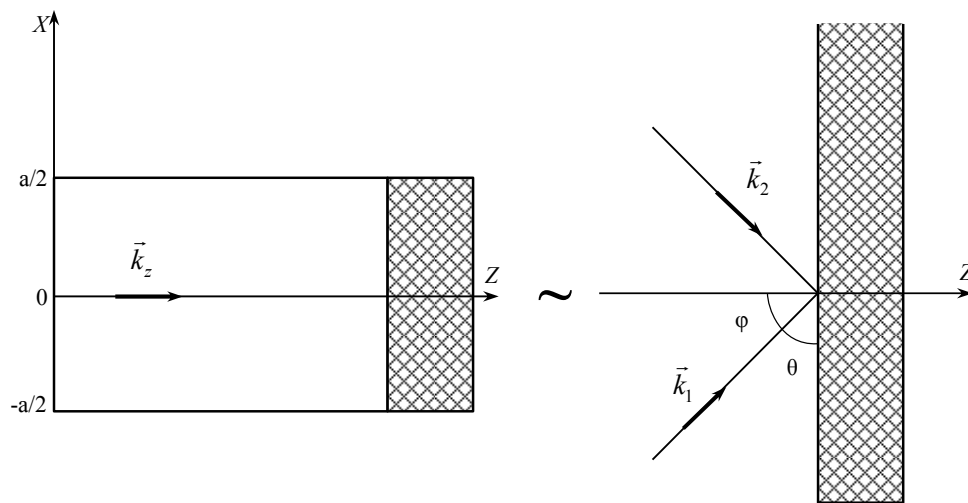


Рис. 1. Эквивалентность волноводной волны (\vec{k}_z) и двух плоских волн (\vec{k}_1, \vec{k}_2), падающих под углом на поверхность образца бесконечных размеров

В данной статье отражены результаты исследования диэлектрической проницаемости сотопласта типа ССП-1-4,2 волноводным методом [12] при длине волны 10 и 15 см с помощью измерительной волноводной линии Р1-11 с размером внутреннего сечения 90×45 мм (для основного типа волны H_{10} критическая длина волны $\lambda_{кр}=18$ см) с целью оценки изменения диэлектрической проницаемости при изменении ориентации вектора напряженности электрического поля относительно плоскости склеивания и оси сот. Размер ячеек (4 мм) значительно меньше длин волн, на которых проводились исследования, поэтому правомерно использовать понятие «диэлектрическая проницаемость». Процесс распространения волны типа H_{10} в волноводе с плоскопараллельным образцом эквивалентен с точки зрения величины и направления вектора напряженности электри-

ческого поля процессу распространения в пространстве двух плоских волн, падающих на образец бесконечных размеров и такой же толщины, как образец в волноводе [13]. Направления эквивалентных плоских волн симметричны относительно направления нормали к поверхности образца в плоскости, перпендикулярной вектору напряженности электрического поля (рис. 1).

При этом косинус угла θ между направлением распространения и плоскостью образца в соответствии с работой [13] равен синусу угла φ между направлением распространения электромагнитной волны и нормалью к поверхности образца, т. е. синусу угла падения. Тогда, исходя из того, что

$$\cos \theta = \frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}, \quad (1)$$

где λ_0 – длина волны в свободном пространстве,

и учитывая, что синус угла падения $\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta$, получаем

$$\sin \varphi = \frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}. \quad (2)$$

В данной работе для комплексных представлений величин принята зависимость от времени в виде $e^{-i\omega t}$.

При этом комплексная диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\varepsilon^* = \varepsilon^I + i \cdot \varepsilon^II \quad (\varepsilon^I > 1, \varepsilon^II \geq 0), \quad (3)$$

а комплексная амплитуда вектора напряженности электрического поля в волноводе

$\vec{E}^* = \vec{E}_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \cdot x\right) e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \cos\varphi \cdot Z\right)}$ равна сумме комплексных амплитуд эквивалентных плоских

волн $\vec{E}_1^* = \frac{1}{2} \vec{E}_0 \cdot e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \cdot x + \frac{2\pi}{\lambda_0} \cos\varphi \cdot Z\right)}$ и $\vec{E}_2^* = \frac{1}{2} \vec{E}_0 \cdot e^{i\left(-\frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \cdot x + \frac{2\pi}{\lambda_0} \cos\varphi \cdot Z\right)}$.

Основной тип волны без высших типов может существовать при условии

$$\frac{1}{2} < \frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} < 1, \quad (4)$$

при этом

$$30 \text{ град} < \varphi < 90 \text{ град}. \quad (5)$$

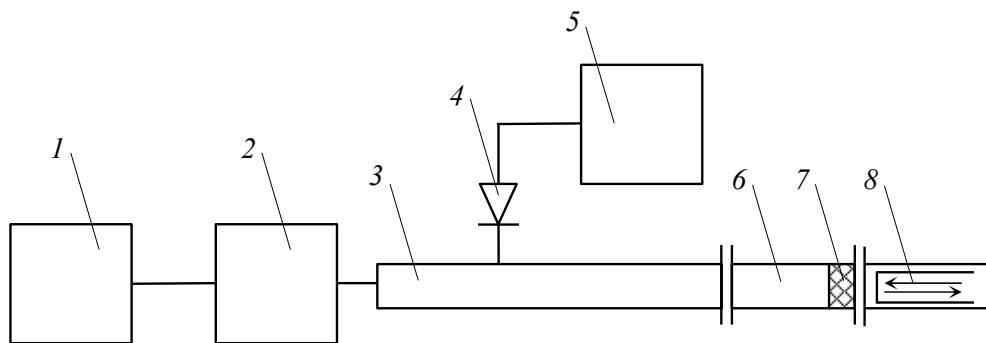


Рис. 2. Функциональная схема измерительного стенда: 1 – генератор СВЧ; 2 – аттенюатор; 3 – измерительная волноводная линия (ИВЛ); 4 – перемещающийся зонд с детектором; 5 – усилитель низких частот с индикатором; 6 – измерительная волноводная ячейка (ИВЯ); 7 – испытуемый образец; 8 – волноводная секция с коротко замыкающим поршнем

Приведенные в данной статье результаты исследований при длине волны 10 и 15 см соответствуют углам падения 33 и 56 град при поляризации вектора напряженности электрического поля перпендикулярно плоскости падения. При этом предполагается, что различия диэлектрической проницаемости стеклосотопласта для длин волн 10–15 см, обусловленные дисперсией, незначительны и не превышают точность измерений. На рис. 2 приведена функциональная схема измерительного стенда.

Принцип измерений диэлектрической проницаемости основан на использовании известной зависимости входной (на входной поверхности образца) комплексной проводимости или сопротивления образца (для основного типа волны) от его комплексной диэлектрической проницаемости и толщины при заданной на его выходе нагрузке [12]. Практически в соответствии с работой [12] в качестве нагрузки используется или коротко замыкающая пластина (метод короткого замыкания (КЗ), при этом сопротивление нагрузки на выходе образца ($Z_{\text{наг}}$) равно нулю), или волноводная секция с замыкающим поршнем, отстоящим на расстоянии четверти волны в волноводе от входа секции (метод холостого хода (ХХ), проводимость нагрузки на выходе образца ($Y_{\text{наг}}$) равна нулю). В соответствии с этими методами измеряется входная проводимость образца ($Y_{\text{вх.кз}}$) в режиме КЗ ($Z_{\text{наг}}=0$) и входная проводимость ($Y_{\text{вх.хх}}$) в режиме ХХ ($Y_{\text{наг}}=0$). Измеренные значения входной проводимости образцов приравнивают к теоретическим значениям, обусловленным указанной функциональной связью. Эта функциональная связь основана на расчете сопротивления $Z_{\text{вх}}$ плоскопараллельного образца на входной поверхности по известному сопротивлению $Z_{\text{вых}}$ на выходной поверхности и диэлектрической проницаемости образца [14]. При $Z_{\text{наг}}(Z_{\text{вых}})=0$ и $Y_{\text{наг}}(1/Z_{\text{вых}})=0$ для образцов из немагнитных материалов эта связь упрощается и при замене сопротивлений Z на проводимости $Y=1/Z$ приводятся к следующим выражениям для входных проводимостей:

$$Y_{\text{вх.кз}} = i \sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \cdot \text{ctg} \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \right) \quad (6)$$

и

$$Y_{\text{вх.хх}} = -i \sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \cdot \text{tg} \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \right). \quad (7)$$

Приравнявая $Y_{\text{вх.кз}}$ и $Y_{\text{вх.хх}}$, измеренным на стенде, изображенном на рис. 2, по методу, описанному в работе [12], к значениям входных проводимостей образца в режимах КЗ и ХХ, получаем уравнения для комплексной диэлектрической проницаемости ε^* . В уравнениях (6) и (7): d – толщина образца; λ_0 – длина волны в свободном пространстве; $\lambda_{\text{кр}}$ – критическая длина волны (для основного типа волны величина $\lambda_{\text{кр}}$ равна удвоенному размеру широкой стенки волновода).

В данной работе с помощью деления уравнения (7) на уравнение (6) первые корни квадратные в уравнениях (6) и (7) исключаются. В результате получается уравнение, содержащее корень квадратный только под знаком тригонометрической функции, разрешаемое относительно ε^* , усредненного по толщине образца. Полученное уравнение

$$\text{tg}^2 \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \right) = - \frac{Y_{\text{вх.хх}}}{Y_{\text{вх.кз}}} \quad (8)$$

имеет решение

$$\varepsilon^* = \left(\frac{\lambda_0}{2\pi d} \right)^2 \cdot \operatorname{arctg}^2 \left(\sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}} \right) + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2. \quad (9)$$

В выражении (9) величина ε^* определяется через квадрат выражения $\sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2}$

усредненного по толщине образца и не зависит от отклонений диэлектрической проницаемости на его границах от усредненного по толщине. Это является преимуществом по сравнению с каждым из методов – КЗ и ХХ. Преимущество определения ε^* из уравнения (9) обусловлено также тем, что точность определения аргумента тангенса выше или равна точности определения тангенса.

Ошибка определения ε^* по формуле (9) в основном обусловлена множителем $\left(\frac{\lambda_0}{2\pi d} \right)^2$ из-за неточности определения толщины d и ее можно приближенно представить в виде

$$\Delta\varepsilon^* \cong -2 \left(\frac{\lambda_0}{2\pi} \right)^2 \cdot \operatorname{arctg}^2 \left(\sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}} \right) \cdot \frac{\Delta d}{d^3}, \quad (10)$$

где Δd – погрешность измерения толщины образца.

Отсюда видно, что с точки зрения точности выгоднее иметь более толстые образцы, что было уже показано в работах [15, 16]. Но при электрической толщине образца более $\frac{\pi}{2}$ (четверть длины волны) возникает вопрос двужначности корня квадратного и многозначности арктангенса. При расчете диэлектрической проницаемости по формуле (9) предусмотрены меры по разрешению двужначности при извлечении квадратного корня и многозначности функции arctg .

Разрешение двужначности в данной работе проводится следующим образом.

Проводится анализ возможного положения величины $\sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}} = \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2} \right)$

на комплексной плоскости. Исходя из выражения (3), величина

$\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2 = \varepsilon^I - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2 + i \cdot \varepsilon^{\text{II}}$, корень квадратный из нее и величина

$\left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2} \right) = k_z^* \cdot d = k_z^I \cdot d + i \cdot k_z^{\text{II}} \cdot d = A + i \cdot B = C^*$ находятся в первом квадран-

те комплексной плоскости. Выражение $k_z^* = k_z^I + i \cdot k_z^{\text{II}}$ – составляющая волнового вектора вдоль оси Z для волны основного типа в волноводе. Комплексная амплитуда напряженностей в материале образца в волноводе при распространении вдоль оси Z изменяется по закону $e^{i \cdot k_z^I \cdot Z} \cdot e^{-k_z^{\text{II}} \cdot Z}$.

Величина A представляет собой набег фазы в образце на толщине d в направлении оси волновода, величина B – затухание амплитуды волны на этом же участке.

С помощью несложных преобразований, используя формулы (21.2-7) и (21.2-32) из работы [17], можно показать, что

$$\operatorname{tg} C^* = \operatorname{tg}(A + i \cdot B) = \frac{\operatorname{tg} A \cdot (1 - \operatorname{th}^2 B)}{1 + \operatorname{tg}^2 A \cdot \operatorname{th}^2 B} + i \cdot \frac{\operatorname{th} B \cdot (1 + \operatorname{tg}^2 A)}{1 + \operatorname{tg}^2 A \cdot \operatorname{th}^2 B}. \quad (11)$$

Знак действительной части в выражении (11) определяется знаком $\operatorname{tg} A$, так как $\operatorname{th}^2 B$ и все сомножители при $\operatorname{tg} A$ положительны, знак мнимой части определяется знаком $\operatorname{th} B$. Величина $\operatorname{th} B$ всегда положительна, как и B , так как затухание не может быть отрицательным.

Таким образом, $\operatorname{Im} \sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}}$ может принимать только положительные значения, т. е. комплексная величина $\sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}}$ должна находиться только в первом и втором квадрантах комплексной плоскости (при зависимости комплексного представления величин от времени $e^{+i\omega t}$ $\operatorname{Im} \sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}}$ может принимать только отрицательные значения, т. е. комплексная величина $\sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}}$ должна находиться только в третьем и четвертом квадрантах комплексной плоскости). Величина $\operatorname{tg}^2 C^* = -\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}$ может находиться во

всей комплексной плоскости. При вычислении на компьютере корня квадратного из встроеной комплексной функции, вычисляется значение одной ветви этой функции с изменением аргумента от $-\pi$ до $+\pi$.

Если $\operatorname{Im} \left(-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}} \right) \geq 0$, то вычисленное значение $\sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}}$ будет в первом квадранте, что соответствует физическому смыслу ($B \geq 0$), если $\operatorname{Im} \left(-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}} \right) \leq 0$, то будет вычислено значение в четвертом квадранте, отличающееся от искомого на множитель -1 . При вычислении по формуле (9) было предусмотрено при условии $\operatorname{Im} \left(-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}} \right) \leq 0$ умноже-

ние вычисленной величины $\sqrt{-\frac{Y_{\text{ВХ.ХХ}}}{Y_{\text{ВХ.КЗ}}}}$ на -1 . Если потери настолько малы, что чувствительность измерительного стенда не позволяет измерить величину коэффициента бегущей волны K_6 , то – при вычислении величин $Y_{\text{ВХ.КЗ}}$ и $Y_{\text{ВХ.ХХ}}$ из результатов эксперимента – вводят малое значение K_6 (0,001 или 0,0001), что не повлияет на вычисленную величину диэлектрической проницаемости. При этом появляется возможность правильно выбрать значение корня квадратного.

Если о значении измеряемой диэлектрической проницаемости имеются приближенные априорные знания, выбирается корень многозначной функции arctg , наиболее соответствующий априорным знаниям. Другой способ разрешения многозначности – вычисление значения диэлектрической проницаемости путем перемножения уравнений (6) и (7)

$$Y_{\text{ВХ.КЗ}} \cdot Y_{\text{ВХ.ХХ}} = \varepsilon^* \cdot \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2. \quad (12)$$

Значение диэлектрической проницаемости, полученное из уравнения (12)

$$\varepsilon^* = Y_{\text{вх.кз}} \cdot Y_{\text{вх.хх}} + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2, \quad (13)$$

однозначно характеризует диэлектрическую проницаемость вблизи границы образца, а не по всей толщине, как значение из уравнения (9), и поэтому менее точное, чем полученное из уравнения (9), но позволяет правильно выбрать величину ε^* из множества значений решения уравнения (9).

Экспериментальные исследования проводились с учетом указанных замечаний по совместному методу КЗ и ХХ, величина диэлектрической проницаемости определялась с помощью выражения (9).

В соответствии с работой [12], на стенде, схематически изображенном на рис. 2, определялись комплексные входные сопротивления $Z_{\text{вх.кз}} = 1/Y_{\text{вх.кз}}$ и $Z_{\text{вх.хх}} = 1/Y_{\text{вх.хх}}$.

В табл. 1 и 2 приведены результаты исследования при длине волны 10 и 15 см зависимости диэлектрической проницаемости образцов стеклосотопласта толщиной 100 и 70 мм при направлении осей сот параллельно оси волновода и различной ориентации плоскости склеивания относительно вектора напряженности электрического поля (рис. 3).

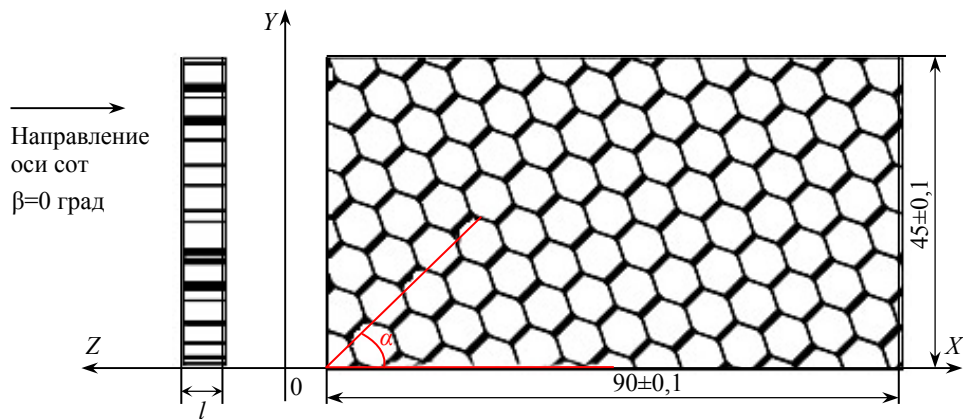


Рис. 3. Структура стеклосотопласта с направлением оси сот, параллельным оси волновода

На рис. 3 в плоскости $Y0Z$ показан образец в профиль, а в плоскостях $Y0X$ показана лицевая сторона этого образца (β – угол оси сот относительно плоскости XZ). При угле $\alpha=0$ град плоскости склеивания перпендикулярны вектору напряженности электрического поля E , при угле $\alpha=90$ град плоскости склеивания параллельны вектору E .

Таблица 1

Зависимость диэлектрической проницаемости от ориентации плоскости склеивания (α) при длине волны 10 см (угол падения 33 град)

Толщина сотопласта, мм	Значение диэлектрической проницаемости при ориентации плоскости склеивания под углом, град						
	0	15	30	45	60	75	90
100	1,072	1,071	1,075	1,079	1,084	1,101	1,095
70	1,060	1,069	1,073	1,076	1,074	1,085	1,091
Среднее значение	1,066	1,070	1,074	1,077	1,079	1,093	1,093

При толщинах образца 100 и 70 мм не удалось измерить тангенс угла диэлектрических потерь. В таких случаях измеренное значение равно модулю диэлектрической проницаемости или ее действительной части.

Для определения тангенса угла диэлектрических потерь толщина образца была увеличена до 140 мм (соединение двух образцов толщиной 70 мм). Результаты измерений приведены в табл. 3.

Таблица 2

Зависимость диэлектрической проницаемости от ориентации плоскостей склеивания (α) при длине волны 15 см (угол падения 56 град)

Толщина сотопласта, мм	Значение диэлектрической проницаемости при ориентации плоскости склеивания под углом, град						
	0	15	30	45	60	75	90
100	1,079	1,071	1,070	1,081	1,086	1,099	1,092
70	1,060	1,070	1,073	1,077	1,072	1,080	1,090
Среднее значение	1,066	1,070	1,074	1,077	1,079	1,093	1,093

Таблица 3

Зависимость комплексной диэлектрической проницаемости (ϵ) стеклосотопласта при толщине образца 140 мм при длине волны 10 см

Характеристика	Значение характеристики при ориентации плоскости склеивания под углом, град						
	0	15	30	45	60	75	90
ϵ'	1,062	1,074	1,073	1,076	1,072	1,080	1,087
$\epsilon'' \cdot 10^3$	1,62	2,12	1,96	2,15	2,02	2,15	2,15
$\text{tg}\delta \cdot 10^3$	1,54	1,97	1,84	2,02	1,88	2,00	2,00

Были изготовлены образцы, у которых оси сот наклонены под различными углами β к плоскости широкой стенки волновода и, соответственно, к вектору напряженности электрического поля при ориентации плоскостей склеивания перпендикулярно узкой стенке волновода (рис. 4).

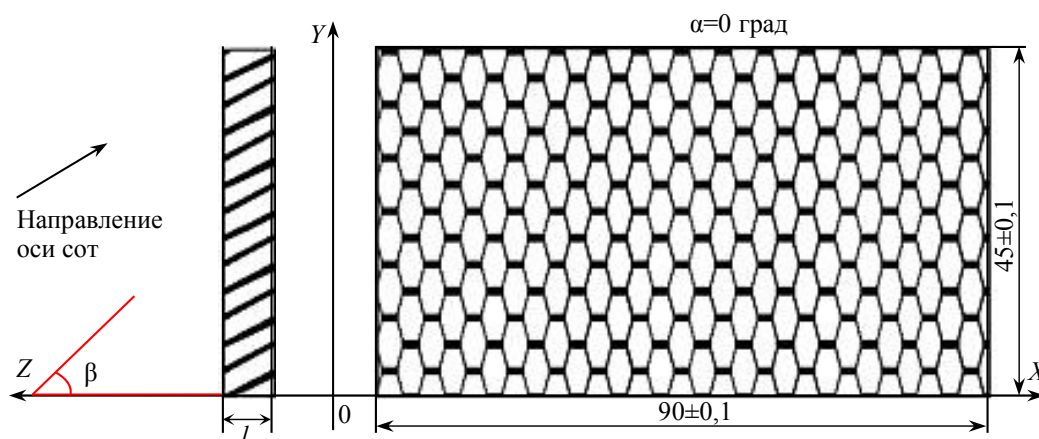


Рис. 4. Схематическое изображение образца стеклосотопласта с сотами, наклоненными под углом β к плоскости широкой стенки волновода

Такая конструкция образца имитирует изменение угла падения β при направлении вектора напряженности электрического поля параллельно плоскости падения. В табл. 4 отражены результаты измерений при длине волны 10 см и при различных значениях угла β и толщине образца 100 мм.

При угле $\beta=0$ град измеренное значение точно соответствует направлению падения под углом 33 град в плоскости, перпендикулярной вектору напряженности электрического поля, при плоскостях склеивания, перпендикулярных этому вектору. При угле $\beta=90$ град измеренное значение точно соответствует направлению падения под уг-

лом 90 град в плоскости, параллельной вектору напряженности электрического поля, и под углом 33 град в плоскости, перпендикулярной этому вектору. При этом плоскость склеивания параллельна вектору напряженности электрического поля.

Таблица 4

Зависимость диэлектрической проницаемости от угла наклона (β) оси сот

β , град	0	15	30	45	60	75	90
Толщина 100 мм	1,071	1,077	1,084	1,103	1,116	1,122	1,170

Анализируя данные таблиц, можно видеть, что диэлектрическая проницаемость заметно меняется (от 1,066 до 1,091) при изменении угла ориентации плоскости склеивания относительно вектора напряженности электрического поля, особенно при приближении к случаю параллельности. При изменении углов падения от 33 до 56 град в плоскости падения, перпендикулярной вектору напряженности электрического поля, изменения измеренных значений незначительны. Тангенс угла диэлектрических потерь составляет $\sim 2 \cdot 10^{-3}$. Судя по результатам исследования, зависимости диэлектрической проницаемости от угла между направлением оси сот и вектором напряженности электрического поля в волноводе, при изменении угла падения в плоскости, параллельной вектору напряженности электрического поля, – от 0 до 90 град – диэлектрическая проницаемость стеклосотопласта изменяется от 1,071 до 1,170.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каблов Е.Н. Стратегические направления развития материалов и технологий их переработки на период до 2030 года //Авиационные материалы и технологии. 2012. №5. С. 7–17.
2. Гращенков Д.В., Чурсова Л.В. Стратегия развития композиционных и функциональных материалов //Авиационные материалы и технологии. 2012. №5. С. 231–242.
3. Давыдова И.Ф., Кавун Н.С. Стеклопластики – многофункциональные композиционные материалы //Авиационные материалы и технологии. 2012. №5. С. 253–260.
4. Давыдова И.Ф., Каблов Е.Н., Кавун Н.С. Термостойкие негорючие полиимидные стеклотекстолиты для изделий авиационной и ракетной техники //Все материалы. Энциклопедический справочник. 2009. №9. С. 2–11.
5. Давыдова И.Ф., Кавун Н.С. Термостойкие герметичные стеклотекстолиты //Все материалы. Энциклопедический справочник. 2011. №11. С. 18–20.
6. Харитонов Д.В. Радиопрозрачный стеклокерамический материал с улучшенным распределением физико-технических свойств //Авиационные материалы и технологии. 2012. №3. С. 19–24.
7. Стрельников С.В., Застрогина О.Б., Векшин Е.А., Швец Н.И. К вопросу о создании высокоэффективных технологий изготовления панелей интерьера в крупносерийном производстве //Авиационные материалы и технологии. 2011. №4. С. 18–24.
8. Беляев А.А., Кондрашов С.В., Лепешкин В.В., Романов А.М. Радиопоглощающие материалы //Авиационные материалы и технологии. 2012. №5. С. 348–352.
9. Агафонова А.С., Беляев А.А., Кондрашов Э.К., Романов А.М. Особенности формирования монолитных конструкционных радиопоглощающих материалов на основе композитов, наполненных резистивным волокном (в печати).
10. Кондрашов Э.К., Постнов В.И., Петухов В.И., Кавун Н.С., Абросимов П.А., Барботько С.Л. Исследование свойств трехслойных панелей на модифицированном связующем ФПР-520Г //Авиационные материалы и технологии. 2009. №3. С. 19–23.
11. Давыдова И.Ф., Кавун Н.С. Стеклопластики в конструкциях авиационной и ракетной техники //Стекло и керамика, апрель 2012. С. 36–42.
12. Брандт А.А. Исследования диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз. 1963. С. 191–201.
13. Фальковский О.И. Техническая электродинамика. М.: Связь. 1978. С. 236, 240–244.
14. Бреховских А.М. Волны в слоистых средах. М.: АН СССР. 1957. С. 52, 53, 55, 56.
15. Колосов Ю.А., Левков Ф.Е. Точностные характеристики волноводного метода определения электрических параметров диэлектриков //Вопросы радиоэлектроники. Сер. Общих вопросов радиоэлектроники. 1985. Вып. 12. С. 18–33.

16. Колосов Ю.А., Левков Ф.Е. О волноводном методе определения электрических параметров диэлектриков //Вопросы радиоэлектроники. Сер. Общих вопросов радиоэлектроники. 1986. Вып. 1. С. 41–45.
17. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1994. С. 723, 728.

REFERENS LIST

1. Kablov E.N. Strategicheskie napravlenija razvitija materialov i tehnologij ih pererabotki na period do 2030 goda [The strategic directions of development of materials and technologies of their processing for the period till 2030] //Aviacionnye materialy i tehnologii. 2012. №S. S. 7–17.
2. Grashhenkov D.V., Chursova L.V. Strategija razvitija kompozicionnyh i funkcional'nyh materialov [Strategy of development of composite and functional materials] //Aviacionnye materialy i tehnologii. 2012. №S. S. 231–242.
3. Davydova I.F., Kavun N.S. Stekloplastiki – mnogofunkcional'nye kompozicionnye materialy [Fibreglasses – multipurpose composite materials] //Aviacionnye materialy i tehnologii. 2012. №S. S. 253–260.
4. Davydova I.F., Kablov E.N., Kavun N.S. Termostojkie negorjuchie poliimidnye steklotekstolity dlja izdelij aviacionnoj i raketnoj tehniki [Heat-resistant nonflammable polyimide fiberglass for products aviation and rocketry] //Vse materialy. Jenciklopedicheskij spravocnik. 2009. №9. S. 2–11.
5. Davydova I.F., Kavun N.S. Termostojkie germetichnye steklotekstolity [Heat-resistant tight fiberglass] //Vse materialy. Jenciklopedicheskij spravocnik. 2011. №11. S. 18–20.
6. Haritonov D.V. Radioprozrachnyj steklokeramicheskij material s uluchshennym raspredeleniem fiziko-tehnicheskikh svojstv [A radiotransparent glass-ceramic material with the improved distribution of physics and technology properties] //Aviacionnye materialy i tehnologii. 2012. №3. S. 19–24.
7. Strel'nikov S.V., Zastrogina O.B., Vekshin E.A., Shvec N.I. K voprosu o sozdanii vysokojeffektivnyh tehnologij izgotovlenija panelej inter'era v krupnoseriynom proizvodstve [To a question of creation of highly effective manufacturing techniques of panels of an interior in a large-lot production] //Aviacionnye materialy i tehnologii. 2011. №4. S. 18–24.
8. Beljaev A.A., Kondrashov S.V., Lepeshkin V.V., Romanov A.M. Radiopogloshhajushhie materialy [Radio absorbing materials] //Aviacionnye materialy i tehnologii. 2012. №S. S. 348–352.
9. Agafonova A.S., Beljaev A.A., Kondrashov Je.K., Romanov A.M. Osobennosti formirovaniya monolitnyh konstrukcionnyh radiopogloshhajushhih materialov na osnove kompozitov, napolnennyh rezistivnym voloknom [Features of formation of monolithic constructional radio absorbing materials on the basis of the composites filled with resistive fiber] (v pečati).
10. Kondrashov Je.K., Postnov V.I., Petuhov V.I., Kavun N.S., Abrosimov P.A., Barbot'ko S.L. Issledovanie svojstv trehslojnyh panelej na modifitsirovannom svjazujushhem FPR-520G [Research of properties of three-layer panels on modified binding FPR-520G] //Aviacionnye materialy i tehnologii. 2009. №3. S. 19–23.
11. Davydova I.F., Kavun N.S. Stekloplastiki v konstrukcijah aviacionnoj i raketnoj tehniki [Fibreglasses in designs aviation both rocketry] //Steklo i keramika, aprel' 2012. S. 36–42.
12. Brandt A.A. Issledovanija dijelektrikov na sverhvisokih chastotah [Researches of dielectrics at ultrahigh frequencies]. M.: Fizmatgiz. 1963. S. 191–201.
13. Fal'kovskij O.I. Tehnicheskaja jelektrodinamika [Technical electrodynamics]. M.: Svjaz'. 1978. S. 236, 240–244.
14. Brehovskih A.M. Volny v sloistyh sredah [Waves in layered environments]. M.: AN SSSR. 1957. S. 52, 53, 55, 56.
15. Kolosov Ju.A., Levkov F.E. Tochnostnye harakteristiki volnovodnogo metoda opredelenija jelektricheskikh parametrov dijelektrikov [Precision characteristics of the waveguide method of determination of electric parameters of dielectrics] //Voprosy radiojelektroniki. Ser. Obshhih voprosov radiojelektroniki. 1985. Vyp. 12. S. 18–33.
16. Kolosov Ju.A., Levkov F.E. O volnovodnom metode opredelenija jelektricheskikh parametrov dijelektrikov [About the waveguide method of determination of electric parameters of dielectrics] //Voprosy radiojelektroniki. Ser. Obshhih voprosov radiojelektroniki. 1986. Vyp. 1. S. 41–45.
17. Korn G., Korn T. Spravochnik po matematike dlja nauchnyh rabotnikov i inzhenerov [The reference book on mathematics for scientists and engineers]. M.: Nauka. 1994. S. 723, 728.