

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
**«ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ» (ТУСУР)**

Кафедра конструирования узлов и деталей РЭА (КУДР)

**Методические указания к лабораторному занятию
по дисциплине "Радиопрозрачные материалы и
обтекатели"**

Для студентов специальности 160905 – Техническая эксплуатация транспорт-
ного оборудования.

**Тема: «Проектирование радиопрозрачных стенок
обтекателей антенн летательных аппаратов».**
(часть первая)

Разработчик:
проф. каф. КУДР
_____ Еханин С.Г.

Введение

Основное назначение изделий из радиопрозрачных материалов – защита приемо-передающих антенных устройств различных радиотехнических комплексов от внешних: влаги, солнечной радиации, ветровых, динамических, температурных и других нагрузок.

Конструкция радиопрозрачной стенки изделия, состав и структура материала должны обеспечивать максимальную радиопрозрачность, т.е. не должны существенно препятствовать передаче и приему электромагнитной волны (ЭМВ) определенной частоты и вызывать ее фазовые искажения. Вместе с тем, конструкция радиопрозрачного изделия (РПИ) должна обеспечивать необходимую прочность и надежность в работе, а в некоторых случаях и необходимые аэродинамические характеристики.

Данная лабораторная работа имеет целью ознакомить студентов с основами электродинамических расчетов при проектировании обтекателей антенн летательных аппаратов.

1. Основные свойства электромагнитных волн и диэлектрических материалов. Прохождение электромагнитных волн через стенки из диэлектрических материалов.

Источником (излучателем) ЭМВ является всякий проводник, по которому проходят переменные токи. Переменный ток создает переменное магнитное поле. Из уравнений Максвелла следует, что возникшее в какой либо точке пространства изменение во времени электрического (или магнитного) поля будет перемещаться от одной точки пространства к другой.

Таким образом, распространение ЭМВ представляет собой процесс одновременного распространения в пространстве изменяющихся электрического и магнитного полей. При этом векторы напряженностей электрического E и магнитного H полей перпендикулярны друг другу, а вектор C скорости распространения ЭМВ перпендикулярен векторам E и H .

Основными характеристиками ЭМВ являются:

- 1) тип поляризации ЭМВ, определяемый конкретным излучающим устройством; в радиотехнике используют линейно поляризованные (плоскополяризованные) ЭМВ, ЭМВ с эллиптической, круговой поляризацией [1];
- 2) амплитуда электрического вектора (или магнитной индукции ЭМВ, ее мощность);
- 3) частота f , длина волны λ , связанные между собой и скоростью распространения ЭМВ в рассматриваемой среде C соотношением:

$$f \cdot \lambda = C.$$

В вакууме (воздухе) скорость распространения ЭМВ составляет $C_v \sim 3 \cdot 10^5$ км/с. Для других сред скорость распространения (прохождения) ЭМВ выражается следующим уравнением:

$$C = C_v / \sqrt{\mu \cdot \epsilon}, \quad (1)$$

где μ - относительная магнитная проницаемость среды, которая в большинстве случаев практически равна 1, ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость материала (относительно вакуума). Величина ϵ характеризует степень увеличения количества накапливаемой энергии рассматриваемым материалом, помещенным в электрическое поле, по сравнению с вакуумом. Увеличение количества накапливаемой энергии в диэлектрике обусловлено поляризацией — сдвигом электронных орбит, ядер атомов, отдельных фрагментов (сегментов) молекул, изменением их ориентации относительно равновесного положения в отсутствии поля — вдоль силовых линий внешнего электрического поля с учетом знака зарядов. Часто относительную диэлектрическую проницаемость называют просто диэлектрической проницаемостью*. Заметим, что в случае воздуха диэлектрическая проницаемость практически равна 1.

Поскольку ЭМВ имеют переменные электрические характеристики во времени и пространстве, электрические диполи диэлектрического материала также меняют свою ориентацию во времени и пространстве в соответствии с изменением направления вектора напряженности внешнего поля. Такая пере-

* В дальнейшем изложении будет использоваться термин диэлектрическая проницаемость

ориентация диполей в пространстве связана с необходимостью перемещения отдельных фрагментов молекул, возникновением необратимых потерь, переходящих в большей степени в тепло. Внутренние потери при прохождении ЭМВ в диэлектрике напрямую связаны со второй диэлектрической характеристикой — тангенсом угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$.

В электродинамических расчетах используют также показатель преломления, который связан с диэлектрической проницаемостью ϵ соотношением:

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (2)$$

В том случае, если ЭМВ, имеющая длину волны в вакууме (воздухе), переходит в иную среду, имеющую диэлектрическую проницаемость ϵ , длина волны в указанной среде становится равной $\lambda_{\text{в}}$:

$$\lambda_{\text{в}} = \lambda / \sqrt{\epsilon} \quad (3)$$

Диапазон частот ЭМВ, практически используемых в различных областях техники, весьма широк — от нескольких десятков до 10^{21} Гц. Низкие частоты характерны для энергетического оборудования, большая часть которого питается переменным током с частотой 50—60 Гц; звуковых частот (электроакустика — $10^1 - 10^4$ Гц). Диапазон частот, используемых в радиотехнических целях, составляет $10^4 - 10^{11}$ Гц. Более высокую частоту имеют инфракрасные лучи ($10^{11} - 10^{14}$), световые и ультрафиолетовые ($10^{14} - 10^{17}$ Гц), рентгеновские ($10^{17} - 10^{19}$ Гц) и гамма-излучение (более 10^{19} Гц).

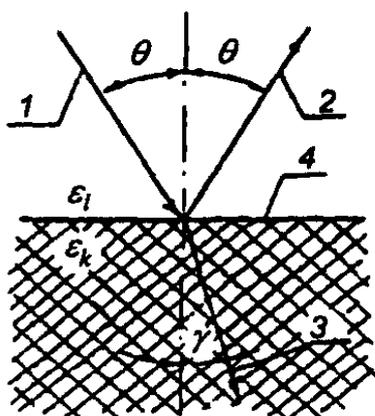
Для получения ЭМВ в радиочастотном диапазоне до 10^9 Гц используются генераторы электрических колебаний различных конструкций; магнетронные, клистронные генераторы и мазеры применяют для получения ЭМВ с частотой более 10^9 Гц.

При падении ЭМВ на границу раздела сред с разными значениями диэлектрической проницаемости имеют место известные физические явления — преломление и отражение (рис. 1). В соответствии с законом Снеллиуса преломленная волна изменяет угол своего направления [1, 2]:

$$\frac{\sin \Theta}{\sin \gamma} = \frac{n_k}{n_i} = \frac{\sqrt{\varepsilon_k}}{\sqrt{\varepsilon_i}}, \quad (4)$$

а угол направления отраженной волны равен углу ее падения. При этом падающая, отраженная и преломленная волны лежат в одной плоскости.

Прежде чем перейти к количественной оценке распределения энергии между преломленной и отраженной волнами, рассмотрим сначала некоторые термины и понятия.



Плоскость падения ЭМВ — это плоскость, проходящая через вектор направления перемещения ЭМВ \vec{P}_v (нормаль к фронту падающей волны) и нормаль \vec{N} к поверхности стенки в точке пересечения с рассматриваемой радиоволной (рис. 2).

Рис.1. Падение ЭМВ на границу раздела сред с разными значениями ε : 1 – падающая волна; 2 – отраженная волна; 3 – преломленная волна; 4 – граница раздела сред.

Угол, образуемый нормалью к поверхности и нормалью к фронту падающей волны, называют углом падения (угол Θ на рис. 2).

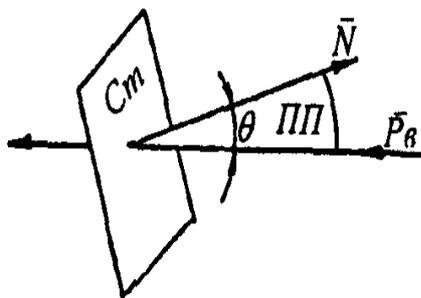


Рис.2. К определению понятия плоскости падения ЭМВ: ПП – плоскость падения; Ст – фрагмент стенки; Θ – угол падения ЭМВ

Плоскую волну называют плоскополяризованной, если ее электрический

вектор \vec{E} все время лежит в одной плоскости поляризации, в которой расположена также нормаль к фронту волны (рис. 3).

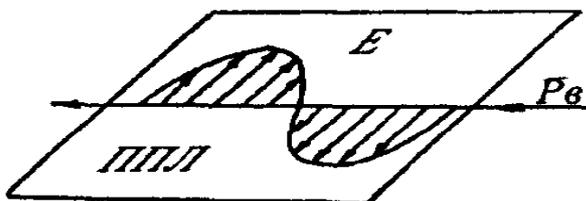


Рис.3. К определению плоскости поляризации: ППЛ – плоскость поляризации.

В общем случае, для произвольной радиоволны электрический век-

тор \vec{E} может быть представлен векторной суммой компонентов, расположенных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Если одну из таких плоскостей выбрать совпадающей с плоскостью падения, то плоскость поляризации этой компоненты волны будет, очевидно, параллельной плоскости падения. Плоскость поляризации второй компоненты будет перпендикулярна плоскости падения. Эти составляющие называют главными составляющими и обозначают, соответственно, значками \perp и $//$ (компоненты волны, плоскость поляризации которых перпендикулярна и параллельна плоскости падения (рис. 4).

Как отмечалось выше, при падении радиоволны на границу раздела сред с разной диэлектрической проницаемостью происходит разделение исходной волны на две составляющие: отраженная волна, возвращающаяся в первую среду, и преломленная волна, пересекающая границу раздела сред и переходящая во вторую среду. Вполне очевидно, что энергия и, соответственно, амплитуды отраженной и преломленной волн уменьшаются по сравнению с исходной радиоволной.

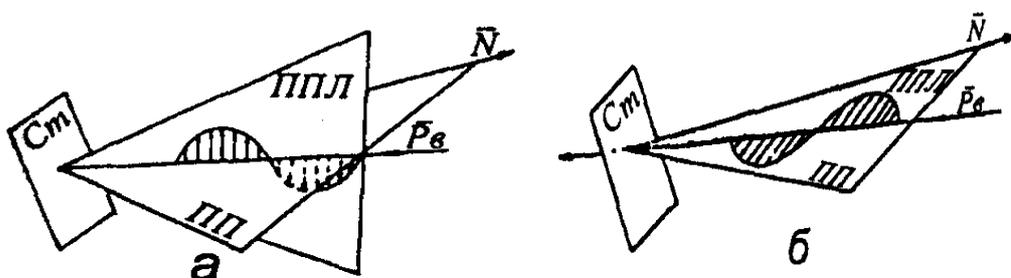


Рис. 4. Различные варианты ориентации плоскости поляризации ЭМВ относительно плоскости падения: а - плоскость поляризации волны перпендикулярна плоскости падения; б - плоскость поляризации волны параллельна плоскости падения.

Коэффициенты уменьшения амплитуд отраженной волны носят название коэффициентов Френеля [1,2]. Ниже приведены расчетные уравнения для определения коэффициентов уменьшения амплитуд отраженной волны (коэффициентов однократного отражения радио - волн от границы раздела сред по амплитуде) при направлении движения фронта ЭМВ из среды i в среду k :

а) для волны (компоненты волны), плоскость поляризации которой перпендикулярна плоскости падения на стенку (случай «перпендикулярной поляризации»):

$$r_{\perp} = \frac{n_i \cdot \cos \theta - n_k \cdot \cos \gamma}{n_i \cdot \cos \theta + n_k \cdot \cos \gamma}; \quad (5)$$

б) для волны (компоненты волны), плоскость поляризации которой параллельна плоскости падения на стенку (случай «параллельной поляризации»):

$$r_{\parallel} = \frac{n_k \cdot \cos \theta - n_i \cdot \cos \gamma}{n_k \cdot \cos \theta + n_i \cdot \cos \gamma}; \quad (6)$$

где r_{\parallel} коэффициенты Френеля; θ , γ - соответственно, угол падающей и отраженной волн; n - показатель преломления среды;

Если внешней средой (с индексом «i») является воздух, для которого диэлектрическая проницаемость равна 1, с учетом уравнений (2) и (4) расчет коэффициентов Френеля упрощается:

а) для случая перпендикулярной поляризации

$$r_{\perp} = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}; \quad (7)$$

а) для случая параллельной поляризации

$$r_{\parallel} = \frac{\varepsilon \cdot \cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\varepsilon \cdot \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}; \quad (8)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость материала стенки.

Отношение мощности отраженной волны к мощности падающей волны называют коэффициентом отражения по мощности. Поскольку энергия волны пропорциональна квадрату амплитуды [1,2], то коэффициенты однократного отражения по мощности r^2 в случаях перпендикулярной и параллельной поляризации будут соответственно равны:

а) для случая перпендикулярной поляризации

$$r_{\perp}^2 = \left(\frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right)^2; \quad (9)$$

б) для случая параллельной поляризации

$$r_{\parallel}^2 = \left(\frac{\varepsilon \cdot \cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\varepsilon \cdot \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right)^2. \quad (10)$$

Если для плоско-поляризованной волны угол между плоскостью поляризации и плоскостью падения составляет величину β , то коэффициент отражения по мощности составит:

$$r_{\beta}^2 = r_{\perp}^2 \cdot \sin^2 \beta + r_{\parallel}^2 \cdot \cos^2 \beta.$$

Для неполяризованной волны коэффициент отражения по мощности может быть получен путем усреднения по значению β . Поскольку в этом случае все значения β являются равновероятными, то:

$$\sin^2 \bar{\beta} = \cos^2 \bar{\beta} = \frac{1}{2}.$$

Тогда коэффициент однократного отражения по мощности для неполяризованной волны будет равен [1,2]:

$$r^2 = \frac{1}{2} (r_{\perp}^2 + r_{\parallel}^2). \quad (11)$$

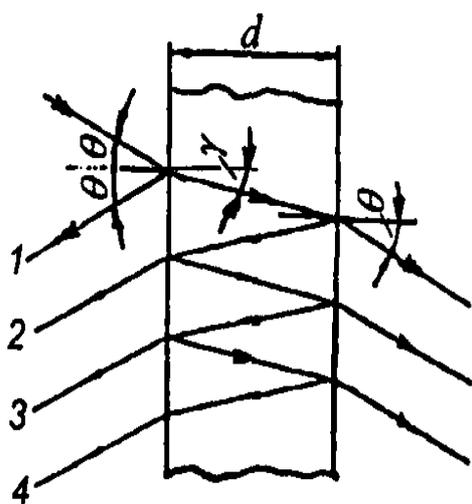


Рис. 5. Схема прохождения радиоволны через диэлектрическую стенку

Рассмотрим в упрощенном виде механизм прохождения ЭМВ через стенку, диэлектрическая проницаемость которой отличается от диэлектрической проницаемости внешней среды (рис.5). ЭМВ, падающая из внешней среды, например, из воздуха на поверхность листа, частично проникает внутрь него и частично отражается от передней поверхности (поток 1) вследствие скачкообразного изменения диэлектрической проницаемости на границе раздела — от 1 для воздуха до величины ε для материала листа.

Поток энергии, проникший внутрь стенки изделия, достигает задней ее поверхности. Часть этого потока энергии пересекает границу раздела «диэлектрик-воздух» и выходит из листа (стенки). Другая часть отражается от задней границы стенки также вследствие скачкообразного изменения значений диэлектрической проницаемости на задней границе раздела и направляется назад, к передней поверхности.

Здесь часть потока энергии пересекает переднюю поверхность, выходит во внешнюю среду (поток 2) и «присоединяется» к первично отраженной волне 1. Остальная часть вновь отражается от передней границы раздела и направляется к задней границе раздела.

Таким образом, процесс прохождения ЭМВ через диэлектрическую стенку сопровождается многократными элементарными актами прохождения и отражения ЭМВ с монотонно затухающей мощностью потока внутри стенки после каждого акта.

При прохождении ЭМВ через диэлектрическую стенку уравнение энергетического баланса в общем случае может быть представлено в следующем виде [1-3]:

$$P_0 = P_{\text{отр}} + P_{\text{дис}} + P_{\text{вых}}, \quad (12)$$

где P_0 — исходная мощность ЭМВ; $P_{\text{отр}}$ — мощность отраженного по тока ЭМВ, зависящая, прежде всего, от диэлектрических свойств используемого материала, толщины стенки, угла падения электромагнитной волны на стенку и др.; $P_{\text{дис}}$ — диссипация энергии при прохождении ЭМВ через диэлектрик, обусловленная внутренними потерями, $P_{\text{вых}}$ — мощность ЭМВ после прохождения диэлектрической стенки.

Если обозначить коэффициент прохождения электромагнитной энергии (ЭМЭ) по мощности как

$$|T^2| = \frac{P_{\text{вых}}}{P_0}, \quad (13)$$

то вполне очевидно, что он будет всегда меньше 1:

$$|T|^2 = 1 - |R|^2 - \frac{P_{\text{дис}}}{P_0}, \quad (14)$$

где $|R|^2 = \frac{P_{\text{отр}}}{P_0}$ — коэффициент отражения по мощности.

Следует заметить, что коэффициент $|R|^2$ не равен величине r^2 , поскольку последний коэффициент справедлив только для единичного акта отражения от одной границы раздела, а коэффициент $|R|^2$ характеризует суммарное количество отраженной энергии при прохождении ЭМВ через диэлектрическую стенку, учитывает многократные внутренние переотражения от границ стенки и другие эффекты (см. ниже).

Часто радиопрозрачность РПИ оценивают по показателю потерь электромагнитной энергии Π при прохождении через стенку:

$$\Pi = 10 \lg \left\{ \frac{1}{|T|^2} \right\} = -10 \lg \{ |T|^2 \}, [\text{дБ}]. \quad (15)$$

Помимо изменения амплитуды (мощности) при прохождении ЭМВ через диэлектрическую стенку изменяется также и фаза φ выходящей радиоволны. В случае нормального падения ЭМВ (угол падения ЭМВ $\theta = 0$) на удалении от первой границы раздела на расстояние d фаза радиоволны смещается на величину:

$$\varphi = 2\pi \frac{d}{\lambda_d} = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon}. \quad (16)$$

При углах падения θ , отличных от нуля, выражение для определения смещения фазы может быть получено из уравнения (16) с учетом уравнения Снеллиуса (4):

$$\varphi = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}. \quad (17)$$

Сдвиг фазы волны φ (по отношению к фазе падающей волны) часто называют электрической толщиной стенки. Важно отметить, что электрическая толщина стенки не зависит от типа поляризации волны.

Как следует из уравнения (14), максимальная радиопрозрачность стенки имеет место в случае минимального суммарного отражения энергии от стенки. Из рис. 5 хорошо видно, что суммарная отраженная энергия «заключена» в потоке 1 (первичное отражение) и в потоках 2, 3 ..., являющихся результатом внутренних переотражений между передней и задней границами раздела сред. Поскольку потоки 2, 3 ... отражаются от задней границы стенки, соответствующие отраженные волны проходят разные пути в диэлектрике, имеют различные фазы на выходе из стенки и, в общем случае, отличаются от фазы первично отраженной волны 1. Так, например, волна 2 (см. рис. 5) получается смещенной в пространстве по отношению к первично отраженной волне 1 на величину «двойного хода» в стенке или на величину 2φ по фазе. Таким образом, суммарная отраженная волна может быть представлена как результат процесса интерференции [1, 2] (сложения) когерентных (с одинаковой частотой) отраженных волн 1, 2, 3

Наиболее удобным способом определения характеристик суммарной волны по характеристикам индивидуальных волн является метод, базирующийся на привлечении функций комплексного переменного. Рассмотрим, например, результирующую волну R_{1+2} , образующуюся при сложении волн 1 и 2 (см. рис. 5). Если принять, что падающая волна имеет единичную амплитуду, то, учитывая смещение фазы волны 2 (по отношению к отраженной волне 1) на величину двойного хода в листе (2φ), можно записать следующее приближенное уравнение для амплитуды R и фазы χ суммарной отраженной волны:

$$R_{1+2} \cdot e^{-j \cdot \chi} = r_{01} + k \cdot r_{10} \cdot e^{-j \cdot 2\varphi}; \quad (18)$$

где r_{01} — коэффициент однократного отражения (коэффициент Френеля от границы раздела «воздух—диэлектрик»); r_{10} — коэффициент однократного отражения от границы раздела «диэлектрик—воздух»; j — мнимая единица; φ — сдвиг фазы волны при однократном прохождении стенки; («электрическая» толщина стенки) — см. уравнение (17); k — коэффициент, учитывающий

уменьшение амплитуды волны 2 вследствие перераспределения энергии между проходящими и отраженными волнами.

Учитывая структуру уравнений для расчета коэффициентов Френеля, можно записать:

$$r_{01} = -r_{10}.$$

Тогда, преобразуя уравнение (18) в соответствии с правилами оперирования с функциями комплексного переменного, получим:

$$R_{1+2} \cdot e^{-j \cdot x} = r_{01} \sqrt{(1-k)^2 + \sin^2 \varphi} \cdot e^{-j \cdot \arctg \frac{k \cdot \sin 2\varphi}{1-k \cdot \cos 2\varphi}}. \quad (19)$$

Из приведенного уравнения видно, что амплитуда суммарной отраженной волны составляет:

$$R_{1+2} = r_{01} \sqrt{(1-k)^2 + \sin^2 \varphi}.$$

Суммарное отражение R_{1+2} является минимальным, если $\sin \varphi = 0$. Тогда электрическая толщина стенки должна отвечать условию:

$$\varphi = \pi N, \text{ где } N = 0, 1, 2, 3 \dots$$

В этом случае амплитуда суммарной отраженной волны составляет:

$$R_{1+2} = r_{01} (1-k).$$

Как видно из последнего уравнения, амплитуда (и, соответственно, мощность) суммарной отраженной волны R_{1+2} меньше, чем амплитуда первично отраженной волны r_{01} . Физическое объяснение снижения отраженной энергии результирующей волны по отношению к энергетическим характеристикам индивидуальных волн следует искать в волновой природе радиоволн. При толщине стенки, отвечающей уравнению (20), волна 2 (рис. 5) оказывается смещенной по отношению к первично отраженной волне 1 на длину волны в диэлектрике. Кроме того, следует учитывать, что при отражении радиоволны от задней границы раздела происходит «скачок» фазы радиоволны на величину, равную π [1,2].

Таким образом, волны 1 и 2 оказываются смещенными в пространстве на половину длины волны, то есть находятся в противофазе. В результате сложения таких волн происходит компенсация напряженностей электрических векторов ($-E$ и $+E$) отраженных радиолучей 1 и 2.

При выполнении условия (20) та же принципиальная картина наблюдается и у потоков 3, 4, ..., т. е. указанные волны также находятся в противофазе по отношению к первично отраженной волне 1 и, следовательно, уменьшают напряженность электрического вектора (амплитуду) результирующей отраженной волны.

В том случае, если стенка выполнена из материала без внутренних потерь ($\operatorname{tg}\delta = 0$), оказывается, что волны 2, 3, ... полностью компенсируют напряженность электрического вектора первично отраженной волны 1, результирующее отражение оказывается равным 0^* , а коэффициент прохождения ЭМЭ через стенку, соответственно, равен 1.

Тот же эффект наблюдается при толщине диэлектрических стенок, кратной целому числу полуволн. Таким образом, «физическая» толщина стенки d , отражение которой равно нулю, с учетом соотношений (17) и (20) составляет:

$$d = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}} \cdot N. \quad (21)$$

Значение $N = 0$ соответствует минимальной толщине стенки (не критичной к длине волны, то есть при $d \ll \lambda$). Стенки, толщины которых вычислены для значений $N = 1, 2, 3, \dots$, называют полуволновыми 1-го, 2-го, 3-го ... порядка, соответственно.

Если толщина стенки не является кратной длине полуволны в электрике, полной компенсации отраженных волн не происходит, коэффициент отраже-

* Эффект нулевой суммарной отраженной энергии при прохождении радиоволны через лист диэлектрика принципиально является аналогичным известному в оптике эффекту «интерференционных полос» [1, 2] — наличию темных (неосвещенных) полос на поверхности, освещаемой двумя монохроматическими когерентными источниками света, расположенными на определенном расстоянии друг от друга; в рассматриваемом случае источниками таких когерентных волн являются волны, отраженные от передней и задней границ листа.

ния $|R|^2 > 0$ и, следовательно, $|T|^2 < 1$ даже для идеального диэлектрика. При толщине стенки d , равной или кратной четному числу четвертей длины волны в диэлектрике, т.е.:

$$d = \frac{(2N-1) \cdot \lambda}{4 \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}, \quad (22)$$

отраженные от передней и задней поверхностей стенки волны будут совпадать по фазе. При этих условиях эффект компенсации отраженных волн полностью отсутствует, и, соответственно, отражение ЭМЭ будет максимальным, а коэффициент прохождения — минимальным.

Таким образом, коэффициент прохождения ЭМЭ имеет максимальное значение [при толщине стенки d , вычисляемой по уравнению (21)] и минимальные — при значении d , определяемом по формуле (22) и, очевидно, промежуточные величины при иных значениях d . Отсюда легко предположить, что зависимость коэффициента прохождения ЭМЭ по мощности $|T|^2$ от толщины стенки d имеет гармонический характер с чередующимися максимумами и минимумами через определенные промежутки по толщине стенки.

В наиболее простом случае — для падения ЭМВ на стенку из идеального диэлектрика ($\text{tg} \delta = 0$) — коэффициент прохождения ЭМЭ по мощности может быть определен из следующего уравнения [3]:

$$|T|_0^2 = \frac{(1-r^2)^2}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \cdot \sin^2 \varphi}. \quad (23)$$

Где $|T|^2$ — коэффициент прохождения ЭМЭ по мощности через стенку, выполненную из диэлектрика без потерь; r — коэффициент Френеля.

Задание на лабораторную работу:

1. Определить длину волны и скорость распространения ЭМВ в диэлектрике с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 4,0$. Частота волны $f = 1$ ГГц (10^9 Гц).

2. Радиоволна падает из воздушной среды под углом 40° на поверхность стеклопластика с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 4,5$. Определить коэффициенты Френеля и коэффициенты однократного отражения по мощности для различных случаев поляризации.

3. Длина радиоволны в воздухе $\lambda = 20$ мм. Стенка РПИ выполнена однослойной из идеального диэлектрика ($\text{tg}\delta = 0$) с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 4,5$, угол падения ЭМВ $\theta = 40^\circ$. Необходимо рассчитать:

а) толщину стенки с радиопрозрачностью $|T|_0^2 = 1$;

б) радиопрозрачность однослойной стенки толщиной 3 мм для случаев перпендикулярной и параллельной поляризации, а также для неполяризованной волны.

4. Рассчитать зависимость коэффициента прохождения ЭМЭ по мощности $|T|^2$ от определяющих параметров для нормального падения ЭМВ на стенку из идеального диэлектрика.

5. *Оформить отчет. Сделать выводы по работе.

* Расчеты выполнять в MathCad, отчет представить в компьютерном варианте.

Литература

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1985. - 752с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы Оптики: Пер. с англ. / Под ред. Г.П. Матулевич. М.: Наука, 1979. - 856с.
3. Радиопрозрачные изделия из стеклопластиков/ Гуртовник И.Г., Соколов В.И., Трофимов Н.Н., Шалгунов С.Г. – М.: Мир, 2002. – 368с.