**ЛЕКЦИЯ №11. ПЛОСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ.**

**План:**

11.1. Плоские электромагнитные волны в среде без потерь.

11.2. Плоские электромагнитные волны в среде с тепловыми потерями.

11.3. Поляризация электромагнитных волн.

11.4. Распространение волн в анизотропных средах.

11.5. Магнитный поверхностный эффект в плоском листе

11.6. Электрический поверхностный эффект

**11.1.Плоские электромагнитные волны в среде без потерь**

Рассмотрим вначале случай, когда потери в среде отсутствуют, т.е. когда σ = 0, . В этом случае комплексные волновое число и волновое сопротивление среды являются вещественными величинами и соответственно равны

 . (11.4)

Отметим, что в случае вакуума *Zc* = 120π ≈ 377 Ом.

В этом случае уравнения (11.1) и (11.2) имеют вид:

, (11.5)

. (11.6)

Перейдем во временную область, т.е. найдем действительные векторы монохроматического поля, соответствующие комплексным амплитудам (11.5) и (11.6). Используя формулу (1.28), получаем следующие выражения:

, (11.7)

 (11.8)

Выражения (11.7) и (11.8) и определяют (описывают), как будет видно из их анализа, так называемую плоскую электромагнитную волну в свободном пространстве без потерь. Проанализируем формулы (11.7) и (11.8).

1. Векторы  и  перпендикулярны друг другу.
2. Рассмотрим  и  для фиксированного момента времени. Пусть *t* = 0, тогда векторы и зависят только от пространственной координаты *z*   
   (см. рис. 11.1).

Для другого момента времени *t*0 > 0 «картина», представленная на рис. 11.1, переместится вдоль оси *z* на некоторое расстояние. Таким образом, с течением времени рассматриваемая «картина» распространяется вдоль оси *z*, т.е. форму­лы (11.7) и (11.8) описывают волновой процесс (волну) в безграничной среде.

*z*

*y*

*x*

*E*0Zc

0

**

**

Рисунок 11.1 – Поведение векторов электромагнитного поля плоской волны

3. *Фронтом волны* называется поверхность равных фаз. Найдем ее. Так как фаза волны равна ω*t – kz*, то ее фронт будет определяться уравнением   
ω*t* – *kz* = const. Отсюда следует, что фронтом волны является любая плоскость  *z =* const.

Электромагнитные волны (как и волны иной природы) принято клас­сифицировать по структуре ее фронта. Если фронт волны является плоскостью, то волну называют *плоской волной,* если сферой, то сферической и т.д. Таким образом, выражения (11.7) и (11.8) описывают плоскую электромагнитную волну. Фронт волны перпендикулярен оси *z*. Отметим, что амплитуды векторов  и  не зависят от координат.

Волны, амплитуды которых не меняются по фронту, принято называть *однородными плоскими волнами*.

4. Фронт волны распространяется вдоль оси *z* с конечной скоростью. Эту скорость называют *фазовой скоростью волны* и обозначают через *v*ф*.* Найдем фазовую скорость.

При *t* = *t*0 фронт волны описывается уравнением вида:

ω*t*0 – *kz*0 = const.

При *t* = *t*0 + Δ*t* тот же фронт волны описывается уравнением:

ω(*t*0 + Δ*t*) – *k*(*z*0 + Δ*z*) = const.

Вычитая из одного равенства другое получаем, что

ωΔ*t* = *k*Δ*z*. (11.9)

Из последнего соотношения получаем формулу для фазовой скорости волны:

. (11.10)

Учитывая выражение (11.4) для волнового числа, получаем, что в среде без потерь фазовая скорость волны равна

. (11.11)

Из последнего выражения следует, что в среде без потерь плоская электромагнитная волна распространяется со скоростью света *v*0. Для вакуума   
ε*а* = ε0, μ*а* = μ0, а *v*ф = *c* = 3 ⋅ 108 м/с.

11. Векторы  и  перпендикулярны направлению распространения волны. Такая волна называется *поперечной волной*, или волной типа *Т* (ТЕМ).

6. Рассмотрим понятие *длины волны.* Понятие длины волны можно ввести по аналогии с периодом *Т* = 2π/ω, как пространственный период волны с помощью следующей формулы:

. (11.12)

Используя выражение для волнового числа, можно получить формулу, которая связывает длину волны с ее фазовой скоростью

.

7. Из формул (11.7) и (11.8) следует, что амплитуда вектора  в  раз больше амплитуды вектора . Для вакуума ОM.

8. Вычислим комплексный вектор Пойнтинга:

,

. (11.13)

Из полученной формулы следует, что у плоской волны нет реактивной мощности.

В среднем за период плотность потока мощности плоской волны зависит от амплитуды вектора  и от волнового сопротивления среды.

9. Подставим соотношения (11.5) и (2,6) в формулы (1.40) и учтем формулу (1.39). При этом получим, что среднее значение объемной плотности энергии волны описывается следующим выражением:

.

10. Найдем скорость движение энергии плоской волны. Разделив соотношение (11.13) на последнее соотношение, получаем:

.

Из последнего выражения следует, что в среде без потерь плоская электромагнитная волна переносит энергию вдоль оси *z* (перпендикулярно фронту волны) со скоростью света *v*0.

**11.2. Плоские электромагнитные волны в среде с тепловыми потерями**

Рассмотрим случай когда в среде имеются только тепловые потери, т.е. когда σ ≠ 0, , а .

В этом случае комплексные амплитуды векторов плоской волны описы­ваются формулами (11.1) и (11.2). Найдем для рассматриваемого случая комп­лексное волновое число и комплексное волновое сопротивление среды. Для дальнейшего удобно комплексное волновое число представить в алгебраичес­кой, а комплексное волновое сопротивление в показательной форме.

Используя формулы (11.4), получаем:

, (11.14)

, (11.15)

где

, (11.16)

, (11.17)

. (11.18)

Величина β, определяемая формулой (11.16), называется *коэффициентом* *фазы* или *постоянной распространения волны*, а величина α – *коэффициентом* *затухания волны*. Из формулы (11.15) следует, что комплексное волновое сопротивление среды имеет индуктивный характер.

Перейдем во временную область, т.е. найдем действительные векторы мо­нохроматического поля, соответствующие комплексным амплитудам (11.1) и (11.2). Используя формулы (11.14), (11.15) и (11.18), получаем следующие выражения:

, (11.19)

. (11.20)

Выражения (11.19) и (11.20) описывают плоскую электромагнитную волну в свободном пространстве с тепловыми потерями. Анализ этих формул проводиться так же, как и формул (11.7) и (11.8). Из сравнения формул (11.19) и (11.20) с аналогичными для среды без потерь следует:

– роль волнового числа в среде с потерями играет величина β – постоянная распространения волны или коэффициент фазы;

– в среде с потерями векторы  и имеют сдвиг фаз, равный ;

– амплитуды векторов по мере движения волны убывают по экспоненте с коэффициентом затухания α.

Приведем без вывода некоторые свойства и основные параметры плоской волны в среде с потерями.

1. Длина волны:

. (11.21)

1. Фазовая скорость:

. (11.22)

Из формулы (11.22) следует, что в среде с потерями фазовая скорость зависит от частоты . Это явление называют *дисперсией* волн, а среды, в которых фазовая скорость плоской волны зависит от частоты, называются *диспергирующими.* Наличие дисперсии приводит к искажению сигналов, так как при передаче сигналов различные составляющие спектра сигнала распространяются с разными скоростями. Это приводит к изменению спектра сигнала, а значит к искажениям во временной области.

Сравнивая формулы (11.21) и (11.22), видим, что

,

где *Т* – перид.

Последнюю формулу часто принимают за определение длины волны. Именно, длина волны равна расстоянию, которое проходит волна (фронт волны) за перид.

Отметим следующее. При рассмотрении электромагнитных волн, распространяющихся в однородных средах длину волны принято обозначать через , как это сделано в этом и предыдущем разделах. При рассмотрении электромагнитных волн в направляющих системах, вблизи границы раздела двух сред используется обозначение . Величину, равную отношению скорости света в вакууме к частоте генератора, называют *длиной волны* *генератора* и обозначают через

.

3. Сдвиг фаз  между векторами  и  приводит к появлению мнимой части в комплексном векторе Пойнтинга:

.

Действительная часть, т.е. средняя за период плотность потока энергии, равна

.

Отметим, что реактивная составляющая вектора Пойнтинга соответствует колеблющемуся потоку энергии, периодически (четыре раза за период) изменяющему направление своего движения.

4. Для характеристики скорости распространения сигнала в среде с потерями вводят понятие *групповой скорости*. Под групповой скоростью (*v*гр) понимают скорость распространения огибающей спектра двух гармонических волн с близкими частотами. Групповая скорость также зависит от частоты и может быть рассчитана по следующей формуле:

. (11.23)

11. Глубина проникновения поля всреду определяется как расстояние, при прохождении которого амплитуды векторов убывают в  раз и обозначается через Δ0. При этом

.

Ниже приведены некоторые формулы для двух частных случаев.

1. Среда близкая к диэлектрической или слабо диспергирующая среда   
   (tgδ << 1):

; ;

; ; .

1. Среда близкая к проводящей или сильно диспергирующая среда   
   (tgδ >> 1):

, ,

; , .

**11.4. Поляризация электромагнитных волн**

Как будет показано в дальнейшем (см. раздел «Излучение электромагнит­ных волн») источники излучения электромагнитных волн, локализованные в ограниченной области, излучают сферическую электромагнитную волну, фронт которой с ростом расстояния от излучателя стремится к плоскости. Отсюда следует, что плоскую волну, рассмотренную в предыдущих разделах, мог возбудить, например, электрический вибратор, ось которого ориентирована вдоль оси ““ декартовой системы координат. Для этой волны ориентация векторов электромагнитной волны неизменна в пространстве. Такие волны называются *линейно*- (реже плоско) *поляризованными*.

*Плоскостью поляризации* называется плоскость, параллельная направле­нию распространения волны, т.е. по направлению вектора , и вектору напря­женности электрического поля. Для линейнополяризованной волны плоскость поляризации не меняет (во времени) ориентации в пространстве.

Пусть волна создается двумя взаимно перпендикулярными вибраторами, которые ориентированы вдоль осей ““ и ““. В этом случае вектор  монохроматической электромагнитной волны, создаваемой этими вибраторами на больших расстояниях, может быть представлен в следующем виде:

. (11.24)

Как будет показано ниже, выражение (11.24) в зависимости от соотношения амплитуд *Еxm* и *Еym* и разности фаз суммируемых волн описывает волну той или иной поляризации: линейной, круговой и эллиптической.

Поляризация волны – характеристика, которая определяет ориентацию вектора . Если плоскость поляризации со временем вращается по часовой стрелке вокруг вектора , то волну *называют правополяризованной*, если против часовой стрелки – то *левополяризованной*. Конец вектора  при вращении вокруг вектора  в общем случае описывает эллипс. Волны такого типа называют *эллиптически поляризованными*. Волну, у которой малая ось поляризационного эллипса равна большой оси, называют *волной круговой* *поляризации* (с левым или правым вращением), а волну, у которой малая ось поляризационного эллипса равна нулю – волной линейной поляризации.

Запишем выражения для модуля вектора  волны (11.24) и угла θ между осью  и вектором . Эти выражения имеют вид:

,  (11.25)

Рассмотрим несколько частных случаев задания величин *Еxm*, *Eym* и ϕ.

1. ϕ = 0, *Еxm* и *Eym*– произвольные числа.

В этом случае из выражений (11.25) следует, что

, . (11.26)

Из выражения (11.26) видно, что в этом случае формула (11.24) описывает линейнополяризованную волну, плоскость поляризации которой составляет угол θ с осью , величина которого определяется отношением величин *Eym* и *Еxm*.

11. *Еxm* = *Eym*, ϕ = π/11.

В этом случае из выражений (11.25) следует, что

, . (11.27)

Из выражения (11.27) видно, что в этом случае формула (11.24) описывает волну круговой поляризации с левым вращением.

3. *Еxm* = *Eym*, ϕ = - π/11.

В этом случае из выражений (11.25) следует, что формула (11.24) описывает волну круговой поляризации с правым вращением.

4. В общем случае при *Eym*≠ *Exm* и любом ϕ конец вектора  описывает в фиксированной точке пространства эллипс. В пространстве по мере распространения волны конец вектора  движется по цилиндрической поверхности. Рис. 11.11. поясняет положение вектора  левополяризованной волны в фиксированный момент времени.

*z*

*y*

*x*

Рисунок 11.2 – Положение вектора  левополяризованной волны

в фиксированный момент времени

Приведенный анализ формулы (11.24) показывает, что *волну с любым типом поляризации можно представить суммой двух волн, поляризованных линейно в двух ортогональных плоскостях.*

Можно показать, *что эллиптическую и линейно поляризованную волну можно представить суперпозицией двух волн с круговой поляризацией и противоположными направлениями вращения.*

**11.5. Распространение волн в анизотропных средах**

В предыдущих параграфах были рассмотрены свойства плоских волн при распространении в однородной изотропной среде. Наряду с изотропными, имеются так называемые *анизотропные среды,* т.е. среды, параметры которых (ε, μ) зависят от направления. Например, ионосфера Земли – часть атмосферы выше 60-70 км – является анизотропной, её диэлектрическая проницаемость зависит от направления распространения в ней волны.

Другой пример – ферритовая среда под действием постоянного магнитного поля представляет собой анизотропную среду по магнитной проницаемости. Ферриты применяются в технике СВЧ.

*Ферриты* составляют группу ферромагнитных веществ, обладающих очень малой проводимостью σ = 10-7 – 10-11 См/м, называемых поэтому магнитодиэлектриками (ε = 5…20). Магнитную проницаемость феррита принято характеризовать*тензором *, который равен

, , , (11.28)

где величины  и  зависят от частоты, величины приложенного к ферриту постоянного магнитного поля и химического состава феррита.

Для ферритовой среды с тензором (11.28) материальное уравнение, связывающее вектор  и вектор *,* определяется формулой вида

.

Последнее уравнение эквивалентно трем скалярным уравнениям

, , .

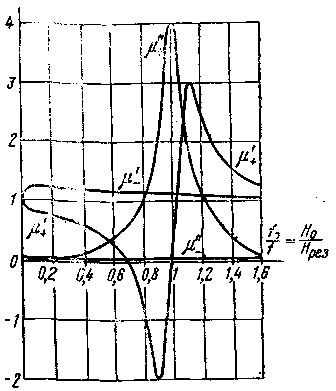
Из последних равенств следует, что в намагниченном феррите векторы  и  не параллельны.

Пусть имеется ферритовая среда в постоянном магнитном поле. Распространение волны в произвольном направлении в однородной ферритовой среде можно представить как суперпозицию двух частных случаев: распространение вдоль постоянного магнитного поля и перпендикулярно ему. В практических устройствах используется либо один, либо другой способ намагничивания*.*

Рассмотрим вначале продольное распространение волн.

В этом случае в феррите без изменения своей структуры могут распространяться только волны круговой поляризации. Другими словами собственными волнами ферритовой среды являются волны круговой поляризации. Собственными волнами называются волны, структура векторов которых не меняется по мере движения волны. Отметим, что в однородной изотропной среде собственными волнами являются волны с любой поляризацией.

Рисунок 11.3 – Зависимость величин  и  от частоты



Пусть волна круговой поляризации распространяется в направлении вектора постоянного магнитного поля . Обозначим магнитную проницаемость фер­рита для волны правой поляри­зации через , а для волны левой поляризации через . Зависимости этих величин от частоты приведены на рис. 11.3.

Из рис. 11.3. видно: что вели­чина  резко возрастает на неко­торой частоте *f*0, которая зависит от величины , а величина  прак­тически не меняется и мала; вели­чина  при некоторых частотах отрицательна, а величина  мало отличается от единицы. Отсюда следует, что:

* скорости распространения волн с правой и левой поляризацией различны;
* волна с левой поляризацией распространяется практически без поглощения;
* волна с правой поляризацией на частоте *f*0 испытывает сильное поглощение. Это явление называется*продольным ферромагнитным резонансом****;***
* структура волны с линейной поляризацией меняется – ее плоскость поляризации по мере распространения поворачивается по часовой стрелке.

Явление вращения плоскости поляризации волн в анизотропных диэ­лектриках и магнетиках называется *эффектом Фарадея*. Существенно, что на­магниченный феррит является невзаимной средой: направление вращения плос­кости поляризации волны всегда происходить по часовой стрелке вокруг нап­равления вектора  (вне зависимости от направления распространения волны).

В направлении, перпендикулярном направлению , в феррите могут распространяться так называемые *обыкновенная* и *необыкновенная* волны с разными постоянными распространения. *Обыкновенная волна –* это поперечная плоская волна, подобная волне свободного пространства. *Необыкновенная волна –* это непоперечная волна. На определённой частоте необыкновенная волна испытывает резонансное поглощение – явление *поперечного ферромагнитного резонанса.*

При определённых значениях  правополяризованная и необыкновенная волны не могут распространяться в феррите, так как магнитные проницаемости для этих волн принимают отрицательное значение. Если такие волны распространяются в среде с ферритом конечных размеров, то они вытесняются из ферритовой среды и это явление называется эффектом *смещения поля.*

Перечисленные явления и эффекты используются для создания следующих *невзаимных волноводных устройств* (см. Приложение С):

– гиратор – невзаимный двухплечий узел, вращающий плоскость поляризации волны типа *Н*11 в круглом волноводе. Гиратор может входить в состав других невзаимных волноводных устройств. Принцип его действия основан на эффекте Фарадея;

– вентиль (изолятор) – двухплечий узел с весьма малым затуханием в прямом направлении передачи и большим затуханием в обратном направлением;

– невзаимный фазовращатель – двухплечий узел, который создает разные фазовые сдвиги для волн разных направлений распространения;

– циркулятор – трех- или четырехплечий узел, пропускающий волну между соседними плечами в определенном направлении. В противоположном направлении волна испытывает большое поглощение.

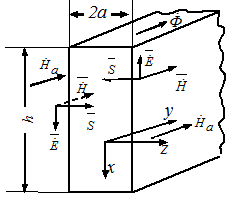
Ферриты начали применяться в сантиметровом диапазоне волн. Для получения соответствующих эффектов в диапазоне миллиметровых волн нужны сильные магнитные поля порядка 10 МА/м, которые невозможно создать внешними магнитами, имеющими приемлемые размеры. В настоящее время получены ферритовые кристаллы с очень сильными эффективными внутренними магнитными полями (естественной анизотропией), которые работают при отсутствии внешних полей или в слабых полях. Это позволило использовать ферритовые устройства в дециметровом диапазоне. Современные ферритовые устройства занимают диапазон от 20 МГц до 150 ГГц.

**11.6. Магнитный поверхностный эффект в плоском листе**

Переменное электромагнитное поле быстро за­тухает по мере проникновения в толщу проводящей среды. Это приводит к не­равномерному распреде­лению поля по сечению магнитопровода, и следова­тельно, к неравномерному распределе­нию магнитного потока по сечению: на оси магнитопровода плотность магнитного потока наименьшая, а у поверхно­сти − наибольшая.

Для более равномерного распределения магнитного потока по сечению магнитопро­вода и для уменьшения потерь на вихревые токи, магнитопроводы трансформаторов соби­раются из отдельных тонких листов электротехнической стали, изолированных друг от друга. Исследуем распространение переменного поля в таком листе.

Рассмотрим поле в стальном листе при прохождении вдоль листа переменного магнитного потока .



**Рис.11.1**

Лист (рис.11.1) имеет толщину 2а, высоту *h (h >>* 2*а*) и весьма большую протяженность в направлении, перпендикулярном рисунку. Средняя плотность магнитного потока по сечению листа

.

Задача состоит в определении законов изменения  и *Ė* по сечению листа. В силу симметрии напряженность магнитного поля на поверхности листа на левой и на правой поверхностях листа одинаковы. Обозначим ее через и будем полагать известной (в дальнейшем выразим ее через ).

Так как толщина листа *2а* много меньше высоты листа *h*, то искажающим влиянием краев листа можно в первом приближении пренебречь и считать, что в лист с двух сторон проникает плоская электромагнитная волна. Расположим оси координат декартовой системы в соответствии с рис. 6.6. Примем, как и прежде, . Общее решение для  таково =*Ċ1epz+Ċ2e-pz*. Из граничных условий найдем постоянные интегрирования. Для точек, находящихся на левой стороне листа, т.е.:

при *z = –а = Ċ*1*e-pа+ Ċ*2*epа*; (11.1)

при *z = + а = Ċ1epа+ Ċ2e-ра*. (11.2)

Совместное решение уравнений (11.1) и (11.2) относительно *Ċ*1 и *Ċ*2дает *Ċ*1*= Ċ*2*=/( epа+ e-pа)=/*2ch *pa*.

Следовательно, в произвольной точке

*=/*2ch *pa*·*(* *epz+ e-pz)= *ch *pz/* ch *pa.* (11.3)

Напряженность электрического поля



Здесь =  . (11.4)

При *z = + а*   направлено вверх (вдоль оси –*x*). При *z = – а*  ориентирована вниз (вдоль оси + *x,* рис. 11.1). Вектор Пойнтинга направлен к средней плоскости листа (внутрь листа), т.е. поток энергии электромагнитного поля поступает из диэлектрика внутрь листа.

Как известно из второй части курса ТОЭ, ток, возникающий при прохождении по листу переменного магнитного потока, принято называть **вихревым током**. Вектор плотности этого тока  в любой точке листа коллинеарен с вектором  в этой же точке и изменяется по тому же закону (11.4).

Магнитная индукция  в произвольной точке

=μ= μ**сh *pz/*ch *pa.*

Среднее значение магнитной индукции в листе

 (μ*s*h *pа)* /(apch *pa)* = (μ** th *pa) /ap.* (11.5)

Если считать  известной и равной , то из выражения (11.5) может быть найдена напряженность поля ** на поверхности листа *=ap*/(*μ* th *pa)*.

Заметим, что аргумент *ра=kа+jkа* является комплексом и th *pa* есть гиперболический тангенс от комплексного аргумента: он также является комплексом

th *pa=* th (*ka*+*jka*)=(sh 2*ka*+j sin 2*ka)*/(ch 2 *ka*+cos 2*ka)*.

Отношение среднего значения магнитной индукции по сечению листа к напряженности поля на поверхности листа **называют **комплексной магнитной проницаемостью** и обозначают .

=(*μ* th *pa)/ар (*=).

Она зависит от относительной магнитной проницаемости, частоты *ω* и толщины листа. При больших значениях аргумента *2kа* величина sh *2kа ≈* ch *2kа,* и значения этих функций немного больше 1. Поэтому при больших значениях 2*kа* получаем

th *pa* ≅ sh *2kа/* ch *2kа≈*1

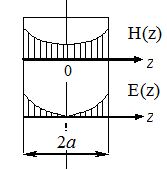
и комплексная магнитная проницаемость  оказывается равной =/ *ра.* Так, при толщине листа *2а* = *0,015* см*,*  *=*20000,

*σ* = 1,8·106 См/м и *f* = 50000 Гц, *k*=√*ωσμ*/2=842; *p*=842√2ej45˚; *kа*=6.31; *2kа*=12,62; th *pa* ≅ sh12,62 / ch12,62≈ 1.

Следовательно, .

Явление неравномерного распределения поля по сечению проводящего тела, вызванное затуханием электромагнитной волны, называют **поверхностным эффектом***.* Если вдоль листа направлен магнитный поток, то поверхностный эффект часто называют **магнитным**, если вдоль плоской шины направлен переменный ток, то наблюдающийся при этом поверхностный эффект часто называют **электрическим поверхностным эффектом**.

Природа их одна и та же. И дополнительное прилагательное (магнитный или электрический) свидетельствует лишь о том, что направлен вдоль листа (шины) поток или ток.

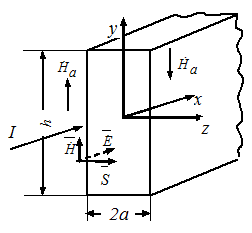


**Рис.11.2**

На рис.11.2 построены две кривые. Первая из них дает характер изменения модуля напряженности магнитного поля в функции от *z.* В средней плоскости листа *Н* до нуля не снижается, так как ch 0≠0. Кривая *H* (*z*) строится по уравнению (6.14). Вторая кривая на рис.11.2 дает характер изменения модуля напряженности электрического поля в функции от z. Кривая плотности вихревых токов  качественно повторяет кривую *Ė* от *z* (разница только в масштабе).

11.7. Электрический поверхностный эффект

Пусть вдоль шины направлен переменный ток. Положительное направление тока и расположение осей декартовой системы координат даны на рис11.3.



**Рис.11.3**

По закону полного тока найдем напряженность магнитного поля на поверхности шины. Так как в данной задаче, как и в предыдущей, *h >*2*a*, то при подсчете  можно в первом приближении пренебречь составляющей интеграла вдоль горизонтальных сторон шириной 2*а*.

Тогда, обозначив напряженность поля на .поверхности шины через , получим 2*h=İ.* Отсюда= *İ/*2*h.*

При составлении уравнений для определения постоянных интегрирования учтем, что слева от шины напряженность ориентирована вдоль положительного направления оси *y*, а справа – в отрицательном направлении оси *y*.

Общее решение для плоской волны:

= *Ċ1epz +Ċ2e-pz.*

Постоянные интегрирования найдем, используя граничные условия:

при *z* = – *а*  = *Ċ*1*e-pа*+ *Ċ*2*epа*,

при *z* = *а* –= *Ċ*1*epа+ Ċ*2*e-pа*

Совместное решение двух последних уравнений дает  *Ċ*1*= – /2*sh *pa.*

Подставим *Ċ*1 и *Ċ*2в общее решение. Будем иметь

= –**·sh *pz*/sh *pa* = – *(İ*·sh *pz)/( 2h* ·sh *pa)*.

Напряженность электрического поля *Ė* направлена вдоль оси *x* и равна *Ė = –d/(σ* *dz)*

или *Ė= (p İ* ch *pz) /(2σh* ·sh *pa)*.

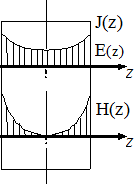
Плотность тока в любой точке пластины

= *σĖ=pİ* · ch *pz /(2h* ·sh *pa).*

Минимальное значение плотности тока будет в средней плоскости шины при *z* = 0.

Оно равно  *pİ/(2h* ·sh *pa)*.

График изменения модуля  в функции от *z* представлен на рис. 11.4. На том же рисунке изображена вторая кривая, она дает зависимость модуля плотности тока от *z*.



**Рис.11.4**

Чем толще шина, чем больше *σ*, *μ*, и *ω*, тем сильнее проявляется поверхностный эффект, т. е. тем более неравномерным становится распределение плотности тока по сечению шины. И если частота *ω* очень велика, то может оказаться, что ток будет протекать только по тонкому поверхностному слою шины.

При тонких шинах и относительно небольших частотах поверхностный эффект проявляется в малой степени.

Рассмотрим числовой пример. Медная шина высотой *h* =2 сми толщиной 2*а*=0,1 смимеет: *σ* = 5,6\*107 См/м; *μr=*1*.* По ней протекает переменный ток *I*=10 А,угловая частота *ω* = 105 рад.

Требуется выяснить, во сколько раз плотность тока на краю шины будет больше плотности тока, соответствующей равномерному распределению (когда поверхностный эффект отсутствует). Определяем *k*=√*ωμσ*/2=18,7 1/см, *kа*=18,7·0,05=0,935; 2*kа*=1,87.

Плотность тока на поверхности шины  = *İ/(2h·* th *pa)*,

th*pa=(sh2κа*+*j*sin2*κа*)/(ch 2*κа*+cos2*κа)*

=(3,167+*j* 0,956)/( 3,32–0,292)=1,09 ej16˚ 25΄.

Следовательно,

z=a = 18,7 √2*e*j45˚ ·10/(2·2·1,09*e*j16˚25′)= 60,6*e*j28˚35′ А/cм11.

Плотность тока при равномерном распределении

*J*=*I*/2*ha*=10/0,2=50 А/см11.

Таким образом, в рассматриваемом примере плотность токанаповерхности шины оказалась всего на 20% *(* 60,6/50 ≈ 1,2) больше чем плотность тока при равномерном распределении.

*Определение активного и внутреннего индуктивного сопротивления проводников* на переменном токе часто производят при помощи теоремы Умова - Пойнтинга в комплексной форме. С этой целью подсчитывают поток вектора Пойнтинга через боковую поверхность проводника на длине в один метр и делят его на квадрат тока, протекающего по проводнику, получают комплекс сопротивления проводника на единицу длины (на один метр).

Действительно,  

и *Z* =*R*+*jX*= /*I*2 .

В качестве примера определим активное и внутреннее индуктивное сопротивление прямоугольной шины длиной в один метр. Энергия в шину проникает с двух сторон. Поверхность шины с двух сторон на длине в 1 *м* равна 2*h1*.

*Z*=*R*+*jX*= 

или *Z*= 18,7 √2*e*j45˚/(5,6·105·4·1,09 *e*j16˚25′)=9,5·10-4+*j* 5,16·10-4 Ом/м

Следовательно, активное сопротивление провода на 1 смдлины шины равно 9,5·10-6 Оми внутреннее индуктивное сопротивление 5,16· 10-6 Ом*.*

Для сравнения заметим, что омическое сопротивление единицы длины плоской шины, т. е. сопротивление постоянному току, равно 8,92·10-6 Ом/м. Таким образом, в силу поверхностного эффекта активное сопротивление увеличилось с 8,92·10-6 до 9,5·10-6 Ом/м, т. е. на 6%.

В рассматриваемом числовом примере в силу того, что шина довольно тонкая и частота сравнительно невысока, активное сопротивление шины лишь очень на немного превышает омическое сопротивление. В других случаях это превышение может быть много больше.

**Контрольные вопросы и задания**

1. Дайте определение диэлектрика с точки зрения теории ЭМП.
2. Какие разновидности диэлектриков можно выделить в зависимости от молекулярной структуры вещества и ЭМ свойств?
3. Дайте определение поляризуемости и намагниченности вещества.
4. На какие группы делятся вещества в зависимости от их магнитных свойств?
5. Укажите физические основы микроволнового нагрева.
6. Как определяется оптимальная частота при диэлектрическом нагреве?
7. Сравните характеристики распространения ЭМВ в диэлектриках с потерями, без потерь и в проводящих средах.
8. Дайте определение анизотропной среды. Приведите примеры таких сред.
9. Дайте определение гиротропной среды.
10. Что такое продольный ферромагнитный резонанс?
11. Дайте определение эффекту Фарадея и постоянной Фарадея.
12. Дайте характеристику магнитной проницаемости феррита.
13. Опишите свойства обыкновенной и необыкновенной ЭМВ в поперечно-намагниченном феррите.
14. Дайте характеристику поведения векторов ЭМП в феррите.
15. Дайте определение поперечного ферромагнитного резонанса.
16. Опишите эффект Коттона – Мутона.
17. Укажите возможные применения анизотропии ферритов в технике СВЧ.