

**Д.А. ДМИТРИЕВ, Н.П. ФЕДОРОВ,
П.А. ФЕДЮНИН, В.А. РУСИН**

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ
И МИКРОВОЛНОВЫЕ
УСТРОЙСТВА КОНТРОЛЯ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ПОКРЫТИЙ НА МЕТАЛЛЕ**

**Москва
«Издательство Машиностроение-1»
2004**

Д.А. Дмитриев, Н.П. Федоров, П.А. Федюнин, В.А. Русин

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ И
МИКРОВОЛНОВЫЕ УСТРОЙСТВА КОНТРОЛЯ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ
НА МЕТАЛЛЕ**

Под общей редакцией
Н.П. Федорова

МОСКВА
«ИЗДАТЕЛЬСТВО МАШИНОСТРОЕНИЕ-1»
2004

УДК 537.86
ББК ←842
П-42

Р е ц е н з е н т ы:

Заведующий кафедрой «Автоматизированные системы
контроля и мониторинга» Московского государственного университета инженерной экологии, доктор
технических наук, профессор

И.В. Кораблев

Заслуженный изобретатель РФ, доктор технических наук,
профессор Тамбовского государственного технического университета

В.Н. Чернышов

**Дмитриев Д.А., Федоров Н.П., Федюнин П.А.,
Русин В.А.**

П- Поверхностные волны и микроволновые устройст-

42 ва контроля электрофизических параметров магнитодиэлектрических покрытий на металле: Монография / Под ред. Н.П. Федорова. М.: Изд-во Машиностроение-1, 2004. 196 с.

ISBN

В монографии рассматривается комплекс методов, комплексированных и агрегатированных устройств поверхностных волн, позволяющий решить широкий класс задач измерения электрофизических и связанных с ними параметров широкого класса покрытий на металлических поверхностях. Предложен ряд перспективных алгоритмов измерения комплекса электрофизических и теплофизических параметров радиопоглощающих покрытий. Большое внимание уделено проблемам автоматизации измерений.

Предназначена для инженеров и научных работников, а также для студентов технических вузов и курсантов военных институтов, специализирующихся в области электро- и радиофизики.

УДК 537.86

ББК ←842

ISBN

©

Дмитриев Д.А., Федоров Н.П.,
Федюнин П.А., Русин В.А., 2004
© «Издательство Машиностроение-1», 2004

Научное издание

ДМИТРИЕВ Дмитрий Александрович
ФЕДОРОВ Николай Павлович
ФЕДЮНИН Павел Александрович
РУСИН Владимир Александрович

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ И
МИКРОВОЛНОВЫЕ УСТРОЙСТВА КОНТРОЛЯ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА МЕТАЛЛЕ**

Монография

Редактор З. Г. Чернова
Инженер по компьютерному макетированию М. Н. Рыжкова

Подписано к печати 05.02.2004

Формат 60 × 84 / 16. Бумага офсетная. Печать офсетная

Гарнитура Times New Roman. Объем: 11,39 усл. печ. л.; 11,5 уч.-изд. л.

Тираж 400 экз. С. 111^М

«Издательство Машиностроение-1», 107076, Москва, Стромьинский пер., 4
Подготовлено к печати и отпечатано в издательско-полиграфическом центре
Тамбовского государственного технического университета
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14



ДМИТРИЕВ Дмитрий Александрович

Доктор технических наук, профессор, профессор кафедры передающих и приемных радиоустройств Тамбовского ВАИИ. Заслуженный работник высшей школы РФ. *Область научных интересов:* измерения параметров конденсированных и специальных сред и материалов в диапазонах ВЧ и СВЧ, прикладная техническая электродинамика



ФЕДОРОВ Николай Павлович

Кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры боевого применения узлов связи и технической эксплуатации Тамбовского ВАИИ. Заслуженный рационализатор РФ. *Область научных интересов:* автоматизированные системы контроля средств радио и проводной связи, исследование электрофизических и теплофизических свойств материалов, прикладная техническая электродинамика



ФЕДЮНИН Павел Александрович

Кандидат технических наук, преподаватель кафедры передающих и приемных радиоустройств Тамбовского ВАИИ. *Область научных интересов:* волноводные методы измерений параметров специальных сред и материалов

РУСИН Владимир Александрович



Старший преподаватель кафедры «Гидравлика и теплотехника» Тамбовского государственного технического университета. *Область научных интересов:* методы и средства контроля теплофизических параметров материалов неразрушающим способом

**БУКВЕННЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И
ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ ОСНОВНЫХ ВЕЛИЧИН**

c – величина скорости ЭМВ в вакууме, м/с;
 E – напряженность электрического поля, В/м;
 H – напряженность магнитного поля, А/м;
 f – частота колебаний, Гц;
 i – мгновенное значение электрического тока, А;
 J – намагниченность, А/м;
 КБВ – коэффициент бегущей волны;
 КСВ – коэффициент стоячей волны;
 I^3 – мгновенное значение вектора плотности электрического тока, А/м²;
 I^M – мгновенное значение вектора плотности магнитного тока, В/м²;
 ϵ_0 – электрическая постоянная, Ф/м;
 μ_0 – магнитная постоянная, Гн/м;
 $\epsilon_a = \epsilon_0 (\epsilon' - j \epsilon'')$ – комплексная абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м; ϵ' – действительная часть относительной диэлектрической проницаемости, ϵ'' – мнимая часть относительной диэлектрической проницаемости;
 μ_a – абсолютная магнитная проницаемость среды, Гн/м;
 C – концентрация, %;
 C_V – относительная концентрация;
 χ – магнитная восприимчивость;
 ω – угловая частота колебаний, с⁻¹;
 γ_3 – удельная электрическая проводимость среды, См/м;
 μ_a – комплексная абсолютная магнитная проницаемость среды;
 $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь;
 P – мгновенное значение вектора Пойнтинга, Вт/м²;
 W – энергия, Дж;
 Z_B – волновое сопротивление среды;
 Z_0 – волновое сопротивление вакуума;
 α – коэффициент затухания, дБ/м;
 β – коэффициент фазы, рад/м;

E_{mn} – электрические волны, типа mn ;

H_{mn} – магнитные волны типа mn ;

V_{ϕ} – фазовая скорость, м/с;

λ – длина волны, м;

v_3 – коэффициент замедления.

ВВЕДЕНИЕ

В современном мире технический прогресс в различных отраслях промышленности определяется совершенствованием известных и созданием новых технологий. Особое внимание уделяется исследованиям и разработкам средств получения информации о параметрах технологических процессов и показателях качества веществ, материалов и изделий. Для качественного управления новыми технологическими процессами требуется получение значительного количества измерительной информации, а к средствам контроля предъявляются все более высокие требования по быстродействию и точности получения измерительной информации.

Производство специальных композиционных материалов и контроль качества готовой продукции требует определения электрофизических параметров гетерогенных дисперсных конденсированных (твердых и жидких) сред с потерями, важнейшим из которых является диэлектрическая ϵ , магнитная μ проницаемости и удельная проводимость γ . Эти величины связаны с прочими физико-химическими и физико-механическими параметрами, определяющими состав и свойства специальных сред, примером которых могут служить гетерогенные смеси с ферромагнитными (магнитодиэлектрическими) частицами – ферромагнитные поглощающие твердые покрытия и ферромагнитные жидкости (ФМЖ), применяемые в технологиях специальных покрытий летательных аппаратов (ЛА).

Современные технологии специальных покрытий ЛА и производства СВЧ-ферритовых изделий на всех этапах разработки и производства требуют соответствующий контроль в диапазоне СВЧ обобщенной диэлектрической проницаемости и проводимости гетерогенной дисперсной системы с феррочастицами, характеризующих не только ее концентрацию, но и параметры технологического процесса, связанные с изменением обобщенной проводимости.

Проведенные исследования показали, что ухудшение радиопрозрачности обтекателей самолетных РЛС связано в основном с проникновением влаги в поверхностные слои и в ячейки сотового каркаса обтекателя, а также в нанесенные защитные лакокрасочные покрытия, содержащие металлические добавки. При этом происходит ослабление радиоволн из-за потери части электромагнитной энергии, которая поглощается и рассеивается каплями воды, или отражается при наличии участков лакокрасочного покрытия обтекателя с относительно высокой электропроводностью.

Актуальной и требующей скорейшего разрешения, является проблема контроля параметров многослойных покрытий в процессе их нанесения и финишного контроля результатов этого процесса. Эти покрытия в процессе сушки и затвердевания меняют свои интегральные параметры: относительные диэлектрическую и магнитную проницаемости, а также толщину покрытия. Значение изменения этих величин во времени и их плоскопространственного распределения по элементу поверхности, весьма важно. Причем большое внимание придается скорости сканирования относительно больших по площади поверхностей, с высокой разрешающей способностью локальных измерений.

В настоящее время все более широкое применение в технологиях неотражающих и поглощающих покрытий ЛА находят новые гиротропные (спиновые) материалы, согласованные по волновому сопро-

тивлению Z_b с окружающим пространством, что делает задачу сканирования волнового сопротивления по большим поверхностям на данный момент весьма актуальной.

Таким образом, широкий спектр радиопоглощающих материалов и покрытий приводит к необходимости применения специализированных приборов и сложных методик контроля их электрофизических, а также физико-механических параметров.

Все приведенное выше определяет актуальность проведения исследований и разработок СВЧ методов и устройств измерения электрофизических параметров радиопоглощающих и неотражающих покрытий ЛА, а также обоснование их технической реализуемости.

1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР И ЗАДАЧА ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1. ОБЗОР СУЩЕСТВУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ И МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ ИХ ПАРАМЕТРОВ

1.1.1. Обзор методов контроля толщины и диэлектрической проницаемости покрытий

К диэлектрическим покрытиям на электропроводящем основании относятся различные оксидные, фосфатные, лакокрасочные, керамические, эмалевые, пластмассовые и другие покрытия на ферро- и неферромагнитных металлах и сплавах.

К электропроводящим покрытиям относят различные виды гальванических покрытий. Они могут быть как ферромагнитными (например, никелевые), так и не ферромагнитными (например, цинковые, медные, золотые, серебряные и т.д.). Материал основания может быть ферро- и неферромагнитными.

Многообразие комбинаций покрытий и оснований приводит к необходимости применения специализированных приборов и сложных методик контроля, которые заключаются в предварительных градуировках приборов по контрольным точкам [1].

В настоящее время для контроля параметров многослойных покрытий в процессе их нанесения и затвердевания применяются в основном вихретоковые и емкостные датчики [2, 3].

Электрические методы основаны на создании в контролируемом объекте электрического поля.

В качестве первичного информативного параметра используются характеристики объекта контроля: электрические (например, диэлектрическая проницаемость, коэффициент диэлектрических потерь) и его геометрических размеров.

Косвенным путем можно определить и другие физические характеристики материала: плотность, содержание компонентов в гетерогенных системах, влажность, степень полимеризации и старения, механические параметры, радиопрозрачность и пр. [1].

К наиболее информативным геометрическим параметрам объекта контроля следует отнести толщину пластин, оболочек и диэлектрических покрытий на проводящем и непроводящем основаниях, поперечные размеры линейно-протяженных проводящих и диэлектрических изделий (нитей, стержней, лент), локализацию проводящих и диэлектрических включений и др.

В качестве первичного информативного параметра при использовании электрических методов контроля используются электрические характеристики объекта контроля, в частности, диэлектрическая проницаемость.

Конструкция электроемкостных преобразователей (ЭП) зависит от объекта контроля и, в первую очередь, от агрегатного состояния исследуемой среды [1].

Наиболее сложную задачу представляет контроль твердых материалов. При этом конструкцию ЭП определяет условие обеспечения неразрушающего контроля. Для решения такого рода задач применяют, в частности, накладные ЭП, электроды которых расположены на одной стороне поверхности объекта контроля или непосредственно на поверхности контролируемого объекта или в непосредственной близости от него. С целью обеспечения дистанционного контроля часто некоторые элементы измерительной схемы располагают в выносном блоке преобразователя.

Накладные ЭП характеризуются большой неоднородностью создаваемого ими электростатического поля в объекте контроля с максимальным значением напряженности поля (и, следовательно, максимальной чувствительностью) непосредственно у поверхности электродов и быстрым затуханием поля

по мере удаления от электродов. В связи с этим использование накладных ЭП обычно требует осуществления мер по компенсации влияния контактных условий (шероховатость поверхности, ее загрязнение и пр.).

Широкое применение для измерения электрических характеристик объекта контроля нашли одно-сторонние емкостные накладные датчики [3, 4]. На рисунке 1.1 показана расчетная схема планарного преобразователя с охранным электродом.

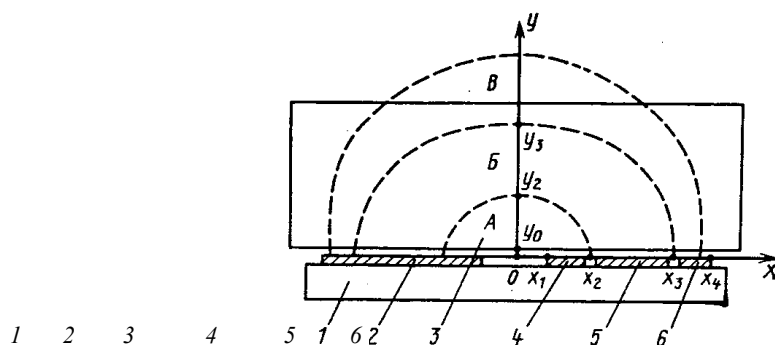


Рис. 1.1. Расчетная схема планарного преобразователя с охранным электродом

На непроводящем основании 1 находится высокопотенциальный 2, измерительный 5, внутренний охранный 4 и наружный охранный 6 электроды. Преобразователь контролирует изделие 3. Между электродом 2 и электродами 4, 5, 6, имеющими одинаковое напряжение, образуется электрическое поле, состоящее из трех областей А, Б и В, каждая из которых связана с напряжением на электродах 4, 5 и 6 соответственно. Силовые линии на границах этих областей показаны штриховыми линиями. К измерительному электроду 5 ток проходит только через зону Б и поэтому изменения, происходящие в зонах А и В, преобразователем практически не учитываются.

Расчеты, выполненные методом конформного отображения [3], показывают, что погонная емкость ленточного преобразователя

$$C = \varepsilon_0 \frac{K'(x_1/x_4)}{2K(x_1/x_4)}, \quad (1.1)$$

где K и K' – дополнительный и основной эллиптические интегралы первого рода от модуля x_1/x_4 .

Доля рабочей емкости, приходящейся на область электрического поля, которая ограничена снаружи силовой линией, проходящей через точку x , можно определить как

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{1 - (x_1/x)^2}{1 - (x_1/x_4)^2}}. \quad (1.2)$$

Погонная рабочая емкость преобразователя с охранным электродом

$$C_0 = C [\Phi(x_3) - \Phi(x_2)]. \quad (1.3)$$

Для преобразователя, имеющего размеры $x_1 = 3$ мм, $x_2 = 10$ мм, $x_3 = x_4 = 13$ мм, зависимость отношения измеренного значения ε'_n к действительному значению диэлектрической проницаемости ε' от величины воздушного зазора y_0 показана на рис. 1.2.

На рисунке 1.3 показана конструкция накладного планарного преобразователя с охранным электродом нулевой защиты.

Охранный электрод выполнен в виде корпуса. В прорезях корпуса на изоляторах 1 установлены высокопотенциальный электрод 2 и измерительный электрод 5. В окнах корпуса электроды соединены с жилами коаксиальных кабелей 3, 6.

Магнитные толщинометры предназначены для контроля толщины защитных покрытий на изделиях из ферромагнитных материалов.

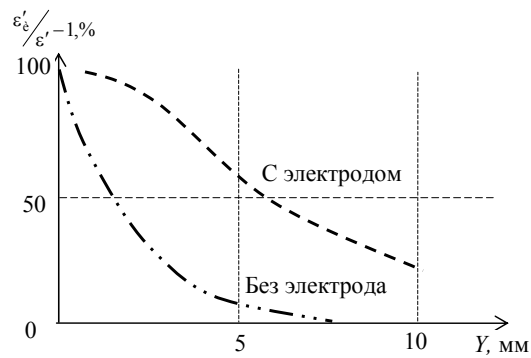


Рис. 1.2. Зависимость отношения измеренного значения диэлектрической проницаемости к действительному значению изделия от воздушного зазора с охранным электродом и без него

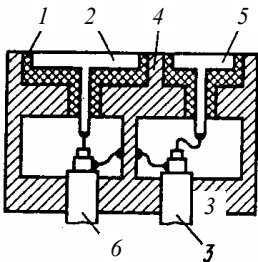


Рис. 1.3. Вариант конструктивного исполнения планарного преобразователя с охранным электродом

Магнитные толщиномеры, действие которых основано на магнитном методе измерения толщины покрытий, делятся на:

- приборы с постоянными магнитами, сила отрыва от детали которых измеряется при помощи пружинных динамометров;
- приборы с электромагнитами, сила отрыва от детали которых измеряется по измерению тока намагничивания;
- приборы, действие которых основано на регистрации изменений магнитного сопротивления контролируемого участка, вызванных изменением расстояния между датчиком и поверхностью объекта.

Магнитный метод применим для определения толщины немагнитных покрытий на ферромагнитной основе [5]. Точность измерения толщины покрытий зависит от различных технологических и конструктивных факторов: кривизны и неплоскостности контролируемой поверхности, ее шероховатости, толщины, состояния и свойств материала основы и т.д. [6]. При большой шероховатости увеличивается расстояние между магнитом и ферромагнитной основой изделия; вместе с тем уменьшается эффективная поверхность взаимодействия, что обуславливает большую погрешность измерения толщины покрытия. Большую группу таких приборов составляют толщиномеры пондеромоторного действия, работа которых основана на измерении силы отрыва или притяжения постоянных магнитов и электромагнитов к контролируемому объекту [1]. Сила притяжения пропорциональна квадрату магнитной индукции в зазоре между ферромагнитным изделием и намагниченным телом. Индукция зависит от намагничивающей силы и зазора между ее источником и ферромагнитным изделием.

Приборы пондеромоторного действия получили широкое распространение за рубежом. Наибольший интерес из них представляет прибор типа «Микротест» (Германия), который имеет несколько модификаций и применяется для контроля толщины немагнитных и гальванических покрытий на магнитной основе, а также никелевых покрытий на немагнитной и магнитной основе.

На результаты измерений толщины покрытий в значительной степени влияют магнитные свойства материала деталей, на которые нанесено покрытие. Поэтому магнитные толщиномеры калибруются с помощью тарировочных образцов, изготовленных из той же стали, что и контролируемые детали, с покрытиями заданной толщины. Состояние поверхности (шероховатость) оказывает значительное влияние на погрешности магнитных толщинометров. Поэтому значения приводимых погрешностей относятся к обработке, определяемой шероховатостью поверхности не более $R_z = 20$.

Основной недостаток приборов этой группы – цикличность процесса измерения, связанная с необходимостью тщательного измерения силы до момента отрыва магнита. Это обстоятельство затрудняет автоматизирование процесса контроля.

Действие приборов магнитоэлектрического типа основано на определении изменения напряженности магнитного поля (с помощью преобразователей Холла, феррозондов рамки с током, магнитной стрелки и т.д.) в цепи электромагнита или постоянного магнита при изменении расстояния между ним и ферромагнитным изделием из-за наличия немагнитного покрытия.

Схема действия магнитоэлектрических толщинометров с преобразователем Холла на основе П-образного электромагнита и стержневого постоянного магнита показана на рис. 1.4 а, б соответственно.

При работе с магнитными толщиномерами необходимо учитывать многочисленные факторы, влияющие на результаты измерений. К ним относятся колебания магнитных свойств покрытия или подложки, состояние поверхности, форма изделия и др. В значительной мере влияние этих факторов обусловлено размерами и формой магнита, топографией и напряженностью магнитного поля.

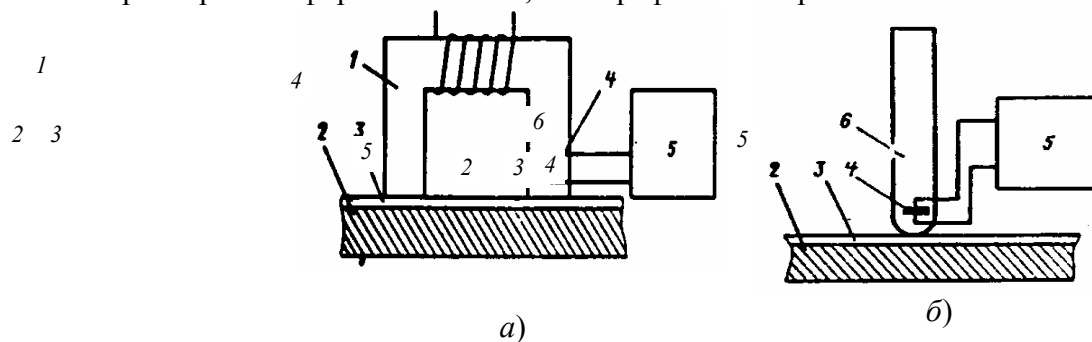


Рис. 1.4. Схема действия магнитоэлектрических толщиномеров:

а — с П-образным электромагнитом; *б* — со стержневым постоянным магнитом: 1 — электромагнит; 2 — ферромагнитная деталь; 3 — немагнитное покрытие; 4 — преобразователь Холла; 5 — измерительный прибор; 6 — постоянный магнит

В ряде стран организовано централизованное производство стандартизированных контрольных образцов с различными сочетаниями материалов покрытия и подложки. Такие образцы широко используют при градуировании и проверке магнитных толщиномеров в процессе их разработки и эксплуатации. Тем не менее, огромное число вновь разрабатываемых и применяемых материалов исключает возможность серийного выпуска всей гаммы образцов. Поэтому важнейшей задачей, стоящей перед разработчиками приборов магнитной толщинометрии, является создание безобразцового метода измерения толщины покрытий.

Для контроля толщины немагнитных покрытий на ферромагнитной основе широкое распространение получили индукционные толщиномеры. Их действие основано на определении изменения магнитного сопротивления (проводимости) магнитной цепи, состоящей из ферромагнитной основы (деталь), преобразователя прибора и немагнитного зазора между ними, который является объектом измерений.

На рисунке 1.5 приведена структурная схема индукционного толщиномера МТ-20Н.

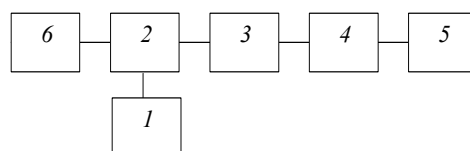


Рис. 1.5. Структурная схема индукционного толщиномера:

1 — измерительный преобразователь; 2 — генератор; 3 — блок обработки сигнала; 4 — блок модулятора; 5 — блок автоматики; 6 — блок питания

Преобразователь представляет собой три катушки: возбуждающую и две измерительные, включенные дифференциально. Катушки расположены на ферромагнитном сердечнике. Вдали от ферромагнитной детали ЭДС, наводимые на измерительные катушки, расположенные по обе стороны от возбуждающей, взаимно компенсируются. При поднесении преобразователя к ферромагнитной детали его магнитная симметрия нарушается и в измерительной обмотке наводится ЭДС, которая в определенных пределах пропорциональна расстоянию между деталью и преобразователем.

По сравнению с магнитными толщиномерами покрытий значительное меньшее распространение получили магнитные толщиномеры для измерения толщины изделий из ферромагнитных материалов. Это объясняется сложностью создания таких приборов с малой погрешностью, особенно при измерении больших толщин.

Институт д-ра Ф. Ферстера (Германия) выпускает измерители толщины жести типа 2.203 и 2.215. Действие приборов основано на магнитоэлектрическом принципе. Преобразователи приборов представляют собой двухполюсные цилиндрические магниты с преобразователями Холла [2].

Погрешность измерения толщиномеров зависит от шероховатости поверхности, изменений электромагнитных параметров и близости края объекта, вариации зазора между датчиком и объектом, перекосов датчиков при установке его на контролируруемую поверхность и т.д.

Радиоволновой неразрушающий контроль основан на анализе взаимодействия электромагнитного излучения радиоволнового диапазона с объектом контроля. На практике наибольшее распространение получили сверхвысокочастотные (СВЧ) методы, использующие диапазон длин волн 1...100 мм. Взаимодействие радиоволн может носить характер взаимодействия только падающей волны (процессы поглощения, дифракции, отражения, преломления, относящиеся к классу радиооптических процессов) или взаимодействия падающей и отраженной волн (интерференционные процессы, относящиеся к области радиоголографии). Кроме того, в радиодефектоскопии могут использоваться специфические резонансные эффекты взаимодействия радиоволнового излучения (электронный парамагнитный резонанс, ядерный магнитный резонанс и др.). Использование радиоволн перспективно по двум причинам: расширения области применения диэлектрических, полупроводниковых, ферритовых и композитных материалов, контроль которых другими методами менее эффективен; возможности использования особенностей радиоволн диапазона СВЧ.

К числу этих особенностей относятся следующие:

- диапазон СВЧ позволяет получить большой интервал мощностей генерируемых волн, что удобно для контроля материалов и сред различной степени прозрачности, от весьма тонких до таких, как мощные бетонные основания;
- волны СВЧ легко получить в виде когерентных поляризованных гармонических электромагнитных колебаний, а это дает возможность обеспечивать высокую чувствительность и точность контроля, используя интерференционные явления, возникающие при взаимодействии когерентных волн с диэлектрическим слоем;
- с помощью СВЧ можно осуществить бесконтактный контроль качества при одностороннем расположении аппаратуры по отношению к объекту – способ контроля на отражение;
- волны диапазона СВЧ могут быть остро сфокусированы, что позволяет обеспечить локальность контроля, минимальный краевой эффект, помехоустойчивость по отношению к близко расположенным предметам, исключить влияние температуры объекта контроля на измерительные датчики и т.п.;
- информация о внутренней структуре, дефектах и геометрии содержится в большом числе параметров полезного СВЧ сигнала: амплитуде, фазе, коэффициенте поляризации, частоте и т.д.;
- применение СВЧ обеспечивает весьма малую инерционность контроля, позволяя наблюдать и анализировать быстропротекающие процессы;
- аппаратура диапазона СВЧ может быть выполнена достаточно компактной и удобной в эксплуатации;
- при использовании резонансных радиоволновых СВЧ методов имеется возможность многопараметрового контроля геометрии, состава и структуры материала в «здоровой» и «дефектной» зонах.

Преимущественная область применения методов и техники СВЧ – это контроль полуфабрикатов, изделий и конструкций из диэлектрических, композитных, ферритовых и полупроводниковых материалов, в которых радиоволны распространяются [7].

При радиоволновом контроле диэлектрических материалов необходимо знать диэлектрическую постоянную ϵ и тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ (обычно для диэлектриков магнитная проницаемость $\mu = 1$), для полупроводниковых и магнитных материалов необходимо учитывать ϵ и μ , для металлов в основном имеет значение величина проводимости σ .

В неограниченной диэлектрической среде без потерь $\mu = 1$, $\sigma = 0$, наличие магнитной составляющей поля связано с существованием электрической составляющей \vec{E} , играющей основную роль в современных средствах радиоволнового контроля.

Плотность потока энергии пропорциональна квадрату амплитуды электрического поля. Это общее и важное положение, на котором фактически основана возможность регистрации распространяющихся электромагнитных волн различными приемниками, так как из-за инерционности приемники энергии СВЧ регистрируют средние значения квадрата амплитуды \vec{E} .

При наличии границы раздела появляется отраженная волна, взаимодействующая с падающей, и образующая в первой среде стоячая волна, для которой как во времени, так и в пространстве имеет место сдвиг фаз $\Delta\varphi = \pi/2$ между векторами \vec{E} и \vec{H} .

Узлы (и соответственно пучности) векторов \vec{E} и \vec{H} разнесены пространственно, и расстояние между ними равно $\lambda/4$. В любом узле вектор $\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}]$ обращается в нуль, т.е. энергия не распространяется вдоль z .

Измеряя расстояния между узлами (или пучностями) электрической напряженности, находят значения длины волны. При наличии второй границы раздела сред, т.е. появлении промежуточного слоя, отражения наклонно падающей волны количественно характеризуют коэффициентом зеркального отражения от слоя (рис. 1.6).

Если вектор \vec{E} лежит в плоскости падения, то поляризация падающей волны называется вертикальной, а когда вектор \vec{E} перпендикулярен плоскости падения – горизонтальной [8].

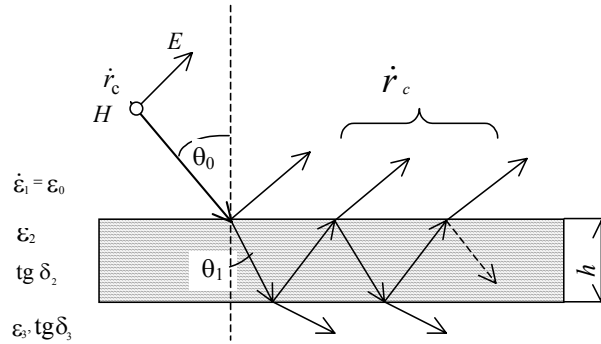


Рис. 1.6. Отражение волны от слоя при наклонном падении

Зависимость для коэффициента зеркального отражения от слоя

$$\dot{r}_c = \frac{\dot{r}_{1,2} + \dot{r}_{2,3} \exp(-i\dot{a}_2 2h \cos \theta_1)}{1 + \dot{r}_{1,2} \dot{r}_{2,3} \exp(-i\dot{a}_2 2h \cos \theta_1)}, \quad (1.4)$$

где $\dot{r}_{1,2}$ и $\dot{r}_{2,3}$ – коэффициенты зеркального отражения от границ раздела сред 1–2 и 2–3; $\theta_1 = \arccos \sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon_2} \sin^2 \theta_0}$ – угол преломления; $\dot{a}_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_2}$ – волновое число, являющееся в общем случае вектором.

Данное выражение является общим для любого вида поляризации падающей волны (вертикальной и горизонтальной), а также для частного случая – нормального падения волны на слой, различие – в выражениях для входящих в него членов. Если поляризация падающей волны является произвольной и ξ – угол поляризации, то производится векторное разложение ее на две составляющие: горизонтальную и вертикальную с последующим расчетом по уже известным формулам. Результирующий коэффициент отражения определяется как

$$r = \sqrt{r_b^2 \cos^2 \zeta + r_2^2 \sin^2 \zeta}. \quad (1.5)$$

Учитывая, что $\dot{r}_c = |r_c| \exp(-i\varphi_c)$ и $R_c = |r_c|^2$, из (1.4) находят выражения для энергетического коэффициента отражения от слоя R_c и фазы φ_c .

Анализ вышеприведенных зависимостей позволяет сделать следующие выводы:

1. Амплитуда осцилляции убывает пропорционально

$$\exp\left(-\frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_2}{\sqrt{\epsilon_2'}} h \operatorname{tg} \delta_2\right), \quad (1.6)$$

где ω – круговая частота падающей волны; c – скорость света; $\operatorname{tg} \delta_2$ – тангенс угла потерь вещества среды.

При значительном увеличении толщины слоя осцилляции прекращаются и коэффициент отражения от слоя становится равным коэффициенту отражения от передней границы слоя.

2. Полуволновые слои (без потерь), расположенные в однородной изотропной среде, являются не-отражающими в некотором диапазоне углов падения волны на слой, который шире при вертикальной поляризации падающих волн и уменьшении кратности толщины слоя половине длины волны в диэлектрике.

3. Как и в оптике, в СВЧ диапазоне можно осуществить согласование граничащих сред, приводящее к резкому уменьшению отраженной от границы раздела энергии. Согласование происходит при следующих параметрах промежуточного слоя:

$$\varepsilon_{\text{np}} = \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}; \quad \text{tg } \delta_{\text{np}} \ll 1; \quad (1.7)$$

$$h_{\text{np}} = \frac{\lambda_0 (2m + 1)}{4 \sqrt{\varepsilon_{\text{np}} - \sin^2 \theta_0}}; \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (1.8)$$

Более качественное согласование наблюдается также при вертикальной поляризации падающих волн. Указанные свойства зависимости коэффициента отражения от слоя используются в основе многих СВЧ методов неразрушающего контроля материалов и сред, прозрачных в диапазоне СВЧ. Аналогичные рассуждения могут быть сделаны и для коэффициента прохождения волны через радиопрозрачный слой. Более подробно об этом будет сказано ниже. Здесь лишь отметим, что оба коэффициента тесно взаимосвязаны; например, для плоских волн и диэлектриков без потерь энергетический коэффициент прохождения определяется как $T = 1 - R$.

При анализе результатов необходимо знать величину общего ослабления сигнала, вызванного взаимодействием со средой. Энергия волны будет уменьшаться из-за следующих основных причин: поглощения в среде; рассеяния макрочастицами; ослабления, вызванного неидеальной прозрачностью границ раздела; ослабления за счет неидеальной направленности приемопередающих антенн. В результате общее ослабление dB будет суммой этих составляющих

$$N_1 = 8,65 \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2} h \text{tg } \delta_2; \quad (1.9)$$

$$N_2 = \frac{20h}{\sqrt[3]{V}} \lg \left[1 - \frac{8\pi\alpha^2 \omega^2 V^2}{3c^4} \right]^{-1}; \quad (1.10)$$

$$N_3 = \lg D_c^{-1}; \quad (1.11)$$

$$N_4 = 10 \lg \frac{(4\pi)^3 h^4}{S_s \lambda_0^2 G^2}. \quad (1.12)$$

Здесь V – объем частицы; α – коэффициент поляризуемости частицы; ε_c – диэлектрическая проницаемость материала частицы; G – коэффициент направленного действия антенн; S_s – эффективная отражающая площадь на противоположной поверхности слоя.

При наличии СВЧ генератора мощностью 10^{-2} Вт и приемника с чувствительностью 10^{-9} Вт, т.е. компактной аппаратуры с динамическим диапазоном в 70 дБ, возможно контролировать в режиме на отражение изделия больших габаритов, например, максимальная глубина просвечивания широкого класса строительных материалов на длине волны 8 мм составляет 50...100 мм, а в трехсантиметровом диапазоне – 250...600 мм.

1.1.2. Приемники волн СВЧ

Для приема волн СВЧ в приборах неразрушающего контроля могут быть использованы в основном термоэлектрические индикаторы (термопары, термисторы, болометры) и выпрямляющие устройства (кристаллические детекторы). Многие из них весьма чувствительны и реагируют на мощность 10^{-12} Вт.

Термоэлектрические приборы применяют при абсолютных измерениях. Они удобны при измерениях, для которых важна точность, хотя и обладают сравнительно низкой чувствительностью.

Электрические методы выпрямления дают возможность преобразовать сигналы СВЧ в постоянный ток или ток низкой частоты. В качестве нелинейных элементов используют детекторы или преобразова-

тели. Вследствие их простоты, высокой чувствительности и доступности детекторные устройства являются наиболее распространенными индикаторами. Нелинейность характеристики позволяет использовать кристаллические детекторы как для детектирования малых сигналов, так и в качестве преобразователей частоты. Если детектор используют в качестве преобразователя частоты, то на него совместно с измеряемым сигналом подается напряжение гетеродина и на выходе выделяется сигнал биений. При детектировании слабых сигналов в цепи детектора появляется выпрямленный ток.

Если рассмотренные ранее элементы микроволнового тракта могут быть использованы в неизменном виде в различных схемах неразрушающего контроля, то антенны представляют собой элементы тракта, от которых зависит эффективность выбранного способа контроля.

Любую антенну можно элемент цепи, обладающий с другой, как излучатель либо влияющий на эффективность контролируемым объектом [9].

Графическое изображение пространства носит название диаграммы направленности. Наибольшее применение волноводов (с фланцами или конфигураций). На практике выявления дефектов можно конусе излучения. На рисунке

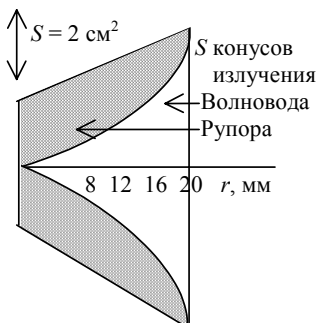


Рис. 1.7. График сечений конусов излучения S для волновода и H -секториального рупора

конусов излучений в H -плоскости для волновода с открытым срезом и H -секториального рупора.

При выборе антенн в качестве зондов для различных условий работы дефектоскопов СВЧ необходимо иметь в виду следующее:

- вблизи среза антенн площади конусов излучения практически совпадают с площадями срезов антенн;
- чем меньше площадь среза антенны, тем быстрее увеличиваются площади сечений конусов излучений с ростом z .

На близких расстояниях от срезов дифракционных антенн поле излучения можно считать плоской волной с ограниченным фронтом [10].

В технике радиоволнового контроля могут быть использованы излучающие антенны, обеспечивающие на выходе (в непосредственной близости от среза рупора или края излучателя) синфазное плоское поле. Это достигается применением корректирующих или коллимирующих линз различного исполнения и формы. Кроме того, линзы используют для формирования радиоизображений, что обеспечивает получение видимого изображения в образах, близких к естественным. Основные законы образования радиоизображения такие же, как и для оптических систем.

1.1.3. Классификация СВЧ методов и устройств

По первичному информативному параметру различают следующие СВЧ методы неразрушающего контроля: амплитудный, фазовый, амплитудно-фазовый, частотно-фазовый, поляризационный, геометрический, временной. Первые пять методов основаны на регистрации одного или двух параметров волн, взаимодействующих с контролируемым объектом: амплитуды (интенсивности), модуля коэффициента отражения или прохождения, фазы амплитуды и фазы частоты (длины волны) и фазы поляризации.

Геометрический метод основан на регистрации пространственного положения максимума интенсивности радиоволнового пучка, прошедшего через объект или отраженного от его противоположной поверхности.

Временной метод основан на регистрации времени прохождения волны (импульса) через объект.

В зависимости от источника излучения методы разделяют на активные и пассивные. При пассивных методах предполагается собственное излучение как самих контролируемых тел, так и сред, расположенных за объектом контроля, в СВЧ диапазоне. В неразрушающем контроле последние методы пока практически не используют. При активных методах используют, как правило, маломощные источники СВЧ излучения с интенсивностью до одного ватта.

рассматривать, с одной стороны, как активным и реактивным сопротивлением, а приемник электромагнитной энергии, условий взаимодействия поля СВЧ с

распределения поля излучения в диаграммы направленности. Расчет можно проводить по номограммам. находят антенны в виде открытых срезов без них) и рупорные антенны различных для качественной оценки условий использовать распределение поля в 1.7 показаны линейные размеры сечений

распределения поля излучения в диаграммы направленности. Расчет можно проводить по номограммам.

По расположению датчиков относительно объекта контроля различают три основных варианта: одностороннее расположение, двустороннее и под прямым углом оптических осей друг к другу (способ фиксации параметров рассеянного излучения). Резонансные СВЧ методы делятся по виду резонансного эффекта (электронный парамагнитный, ядерный магнитный, ферромагнитный и др.).

Ниже приведены основные особенности приборов, построенных на разных принципах.

Приборы амплитудно-фазовые «на прохождение» – внутреннее состояние объекта контроля определяется по изменению параметров сигнала, прошедшего через материал образца.

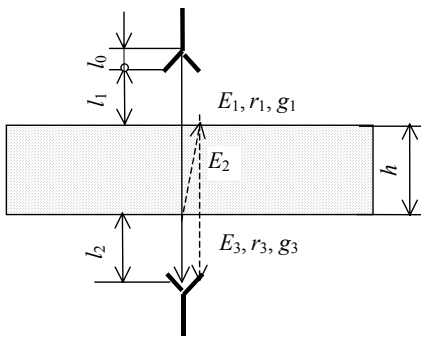


Рис. 1.8. Структурная схема образования сигнала в схеме «на прохождение»

Основой метода является наличие двух (приемной и излучающей), находящихся по разные стороны объекта контроля и, как правило, соосных между

Работа схемы (рис. 1.9), в которой все элементы

обозначены сплошной линией, заключается в следующем: энергия СВЧ от клистронного генератора 1 и согласующее устройство 2 подается через вентиль 3, волновод и аттенюатор 4 к излучающему рупору 5. Энергия проходит через образец 10, принимается приемной антенной 6 и через измерительный аттенюатор 4 попадает на детектор 7, после чего сигнал усиливается и подается на индикаторный прибор 8. Такая схема позволяет проводить контроль свойств материала по величине затухания энергии СВЧ в образце, отсчитываемого по шкале аттенюатора, с помощью которого величина сигнала индикаторного устройства прибора поддерживается на постоянном уровне.

Для большинства практических случаев мощность принимаемого сигнала можно определять по формуле

$$P = \frac{P_0 S}{2\pi} g_1^2 g_2^2 \left[\frac{1}{(l+h)^2} + \frac{r_1^2 r_2^2}{(l+3h)^2} - \frac{2r_1 r_2}{(l+h)(l+3h)} \cos 2a_2 h \right],$$

где P_0 – излучаемая мощность; $l = l_1 + l_2 + l_3$; $l = 2\pi / \lambda_{\text{диэл}}$ – волновое число в образце; r_1, r_2, g_1, g_2 – коэффициенты отражения и прохождения.

Схему (рис. 1.9), в которой часть элементов отмечена пунктиром, часто называют интерферометром с открытым плечом. В этой схеме прошедший сигнал сравнивается по амплитуде и фазе с опорным, подаваемым через аттенюатор 4 и фазовращатель 9. Такая схема обладает более высокой информативной емкостью, чем первая, но в ряде случаев, когда объект контроля имеет большие размеры, ее трудно осуществить.

Приборы амплитудно-фазовые «на отражение» – внутреннее состояние объекта контроля определяется по воздействию среды на сигнал, отраженный от дефекта или поверхности образца. Структурная схема образования сигнала в схеме «на прохождение» приведена на рис. 1.10. Основой метода является одностороннее расположение приемной и излучающей антенн.

Существуют две структурные схемы приборов, работающих по методу «на отражение» (рис. 1.11). Принцип работы таких схем заключается в следующем: энергия СВЧ клистронного генератора 1 через согласующее устройство 2 и вентиль 3 и направленный ответвитель 4 подается на излучающую антенну 5. Отраженный сигнал (обычно сумма всех отраженных сигналов) попадает либо на ту же антенну (рис. 1.11, а) и с помощью соответствующих волноводных элементов подается на детектор 6, либо в другую приемную антенну 5 (рис. 1.11, б), детектируется, обрабатывается и подается на индикаторный прибор 7.

деляется по изменению параметров сигнала, прошедшего через материал образца. В основном существуют две принципиальные структурные схемы приборов, в которых применен метод на «прохождение» (рис. 1.8 и 1.9). Чтобы исключить влияние переотражений, необходимо согласовать границы раздела с приемной и излучающей антеннами, т.е. исключить появление стоячей волны.

На рисунке 1.8 приведена структурная поясняющая реали-метода измерения электрофизических параметров объекта «на

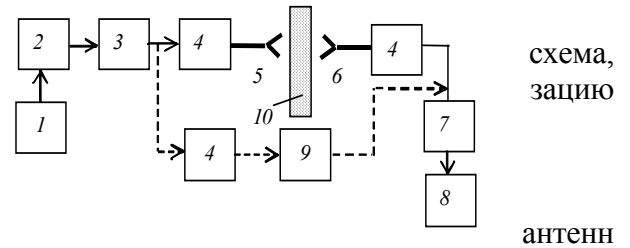


Рис. 1.9. Структурная схема амплитудно-фазовых приборов, работающих по схеме «на прохождение»

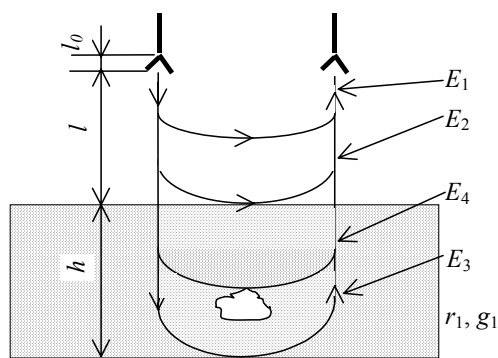


Рис. 1.10. Структурная схема образования сигнала в амплитудно-фазовых приборах, работающих по схеме «на отражение»

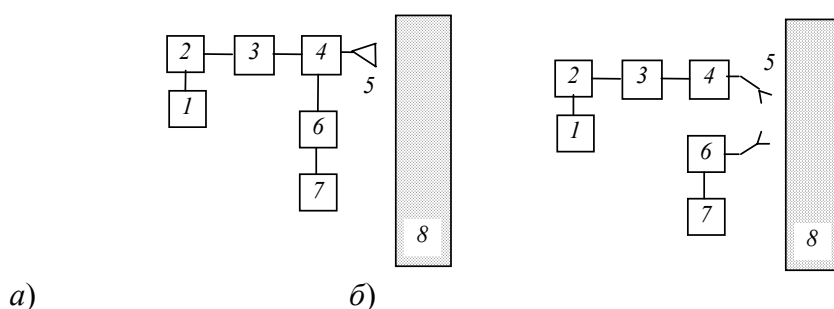


Рис. 1.11. Структурная схема амплитудно-фазовых приборах, работающих по схеме «на отражение»:

a – одноканальная схема измерений; *б* – двухканальная схема измерений

Основной особенностью приборов является существование связи между излучающей и приемной антеннами (E_1), которая определяется конструктивным оформлением антенн. В однозондовом варианте связь существует за счет попадания части мощности генератора в детекторную секцию по внутренним волноводным трактам. В двухзондовом варианте связь наблюдается за счет попадания части излученной мощности в приемную антенну.

В случае наличия всех компонентов сигнала форма сигнала от расстояния носит ярко выраженный интерференционный характер, который зависит от соотношения между амплитудой и фазой сигналов отраженного и связи. Отраженный сигнал зависит от структуры излученного поля, свойств контролируемого образца и от расстояния l .

Отличие электромагнитных свойств дефектной области от бездефектной является причиной изменения амплитуды и фазы отраженного сигнала. Это приводит к изменению вида интерференционной кривой. Возможность регистрации дефекта основана на существовании разности интенсивностей ΔI при заданном положении антенны (при данном расстоянии между поверхностью образца и антенной). Следует иметь в виду, что в точках, соответствующих точкам пересечения двух интерференционных кривых, невозможно обнаружить дефект, т.е. могут существовать зоны необнаружения. Их ширина Δl определяется тем минимальным значением сигнала, которое может быть зафиксировано системой регистрации.

Приборы поляризационные – внутреннее состояние объекта контроля определяется по воздействию на вектор поляризации сигнала. В приборах могут быть использованы схемы «на прохождение» и «на отражение». Принципиальным положением является такое начальное взаимное расположение плоскостей поляризации излучающей и приемной антенн, когда сигнал в приемной антенне равен нулю. Только при наличии дефекта или структурной неоднородности, меняющих плоскость поляризации излученного сигнала или меняющих вид поляризации (от плоскопараллельной к эллиптической или круговой), в приемной антенне появляется сигнал. Следует иметь в виду, что среда может оказывать воздействие на направление вращения плоскости поляризации (левое и правое), что также может служить информативным параметром.

Приборы резонансные – внутреннее состояние объекта контроля определяется по воздействию среды на изменение таких резонансных параметров, как добротность, смещение резонансной частоты, распределение поля в резонаторе. Наибольшее распространение получил цилиндрический резонатор, воз-

буждаемый на волне типа H_{01} . Преимуществом такого резонатора является возможность использования образцов достаточно больших диаметров и его перестройки с помощью подвижного поршня, особенно бесконтактного.

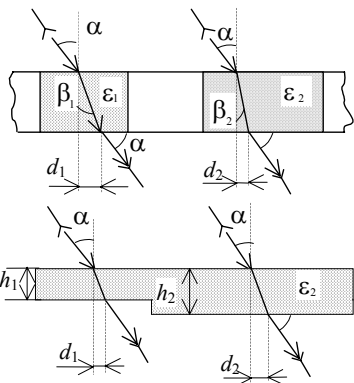


Рис. 1.12. Схема работы приборов геометрическим методом «на прохождение»

Приборы с преобразованием вида волны – метод основан на том, что волна высшего вида при встрече с дефектом (неоднородностью) «вырождается», т.е. преобразуется в волну основного вида, которая проходит через соответствующий фильтр. В этом случае могут быть использованы схемы «на отражение» и «на прохождение». Принцип преобразования обеспечивает высокую избирательность по дефектам [11].

Приборы, использующие принцип геометрического метода – внутреннее состояние объекта контроля приборы этого типа определяют по воздействию среды на направление распространения электромагнитной волны, т.е. используются принципы геометрической оптики, главным образом закон Снеллиуса. В этом случае могут быть применены схемы «на прохождение» и «на отражение» (рис. 1.12, 1.13 соответственно). Полезный сигнал является функцией выхода из образца сигнала СВЧ.

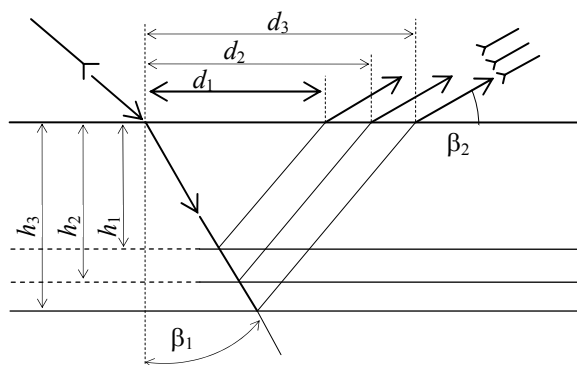
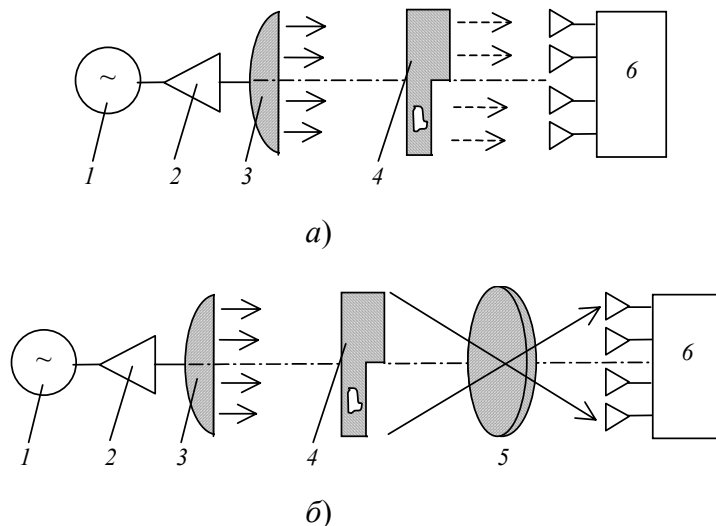
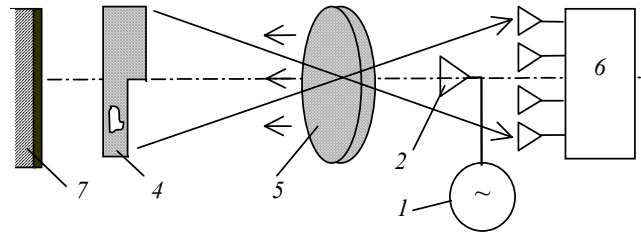


Рис. 1.13. Схема работы приборов геометрическим методом «на отражение»

Квазиоптические приборы – радиоизображение, сформированное с помощью радиооптических систем (линз, зеркал, объективов), содержит всю информацию об объекте контроля и обеспечивает получение видимого изображения в образцах, близкого к естественному.

Радиоизображение может быть получено как методом «на отражение», так и методом «на прохождение» (рис. 1.14). Квазиоптический метод может быть использован для исследования близко расположенных объектов (расстояние от плоскости приема до объекта порядка 1...4 м) и удаленных на расстояние более 80 м. Метод применим для волн, длина которых меньше 3 см. Первый случай обычно используют для получения информации при сравнении детали с эталоном. Во втором случае анализируют видимое изображение.





в)

Рис. 1.14. Схема квазиоптических приборов:

а – теневой метод; *б* – метод «на прохождение»; *в* – метод «на отражение»:

1 – источник энергии; 2 – рупорный излучатель; 3 – коллиматор;

4 – объект контроля; 5 – блок приемных антенн;

6 – линза, формирующая радиоизображение; 7 – отражатель

Приборы с использованием нескольких частот – внутреннее состояние объекта контроля определяется либо по сдвигу резонансной частоты поглощения, либо при сравнении двух или более частот, либо на основе анализа спектра частот.

Основой частотного метода является использование одновременно излучаемого широкого спектра частот или изменения частоты в определенном интервале, когда полезный сигнал пропорционален изменению амплитуды, частоты, ее смещению по электромагнитному спектру, выделению разностной частоты на нелинейном элементе. Измерения можно проводить в технологическом процессе изготовления измеряемого слоя (лист стекла, асботекстолита, термозащитного покрытия и т.п.), последовательно контролируя толщину по всей поверхности или в отдельных точках и выдавая соответствующие сигналы на исполнительные механизмы.

В зависимости от начальных условий контроля существует два способа измерения: с контактом (в виде опорных роликов) датчика СВЧ с контролируемой поверхностью и без контакта, когда отсутствует физический контакт датчика или установочных элементов с объектом контроля, то может быть совмещен с методами «на отражение» и «на прохождение».

Приборы толщинометрии – радиоволновыми методами можно измерять и контролировать толщину диэлектрического слоя, одного диэлектрического слоя на другом, диэлектрического слоя на металле и металлического листа. Измерения можно проводить в технологическом процессе изготовления измеряемого слоя (лист стекла, асботекстолита, термозащитного покрытия и т.п.), последовательно контролируя толщину по всей поверхности или в отдельных точках и выдавая соответствующие сигналы на исполнительные механизмы. В зависимости от начальных условий контроля существует два способа измерения: с контактом (в виде опорных роликов) датчика СВЧ с контролируемой поверхностью и без контакта, когда отсутствует физический контакт датчика или установочных элементов с объектом контроля.

Средства измерения толщины с помощью радиоволн обеспечивают быстроедействие, зависящее только от средств индикации, высокую точность измерения (до долей процентов), высокую плотность отсчетов, возможность дистанционного контроля, проведение измерений при одностороннем и двустороннем доступах к контролируемым поверхностям. Информация о толщине может быть заложена в амплитуде, фазе, смещении резонансной кривой, времени распространения импульса, положении максимума отраженной волны и т.п.

В наиболее распространенных методах толщинометрии сигнал, являющийся основой для градуировки индикаторного прибора в значениях геометрической толщины, является функцией двух переменных: геометрической толщины и диэлектрической проницаемости материала контролируемого изделия. Поэтому точность измерения толщины определяется степенью однородности материала: чем более однороден материал, тем выше точность измерения толщины.

При проведении измерений на сверхвысоких частотах необходимо иметь в виду, что выражения для коэффициентов отражения и прохождения радиоволны для плоского однородного слоя, обладающего потерями, при нормальном падении представляют собой осциллирующие функции с амплитудой, убывающей по мере возрастания h . Период этой функции определяется длиной волны λ и показателем преломления измеряемого слоя, а степень убывания – коэффициентом затухания волны.

Анализ показывает, что при взаимодействии плоской электромагнитной волны с плоским диэлектрическим слоем характер результирующего сигнала зависит от вида поляризации, значений ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ и определяется явлением интерференции падающей и отраженных от границ раздела волн.

Амплитудный метод применим в случае измерения однородных изотропных сред с постоянными рассеивающими свойствами поверхности и основан на измерении ослабления прошедшей сквозь материал электромагнитной волны.

При таком способе измерения получают наиболее точные результаты для материалов с большими потерями ($\operatorname{tg} \delta > 0,5$). Когда $\operatorname{tg} \delta = 0,01 \dots 0,5$, приходится принимать меры для устранения неоднозначности измерений, связанных с наличием осциллирующего характера кривой. С этой целью измерения проводят минимум в двух положениях приемной части относительно образца, сдвинутых друг относительно друга на $\lambda/2$. Для материалов с малым поглощением этот метод практически неприменим.

Геометрический метод – если направить оптическую ось радиоволнового пучка, совпадающую с максимумом распределения интенсивности в поперечном сечении, под углом θ к нормали поверхности плоского диэлектрического слоя толщиной h , то расстояние между точками «входа» пучка и «выхода»

$$l' = 2 \int_0^h \frac{\sin \theta}{(n_2^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} dz, \quad (1.13)$$

где n_2 – показатель преломления вещества слоя в выбранном диапазоне рабочих длин волн, а ось z совпадает с нормалью к поверхности слоя.

Определяя наикратчайшее расстояние между отраженными от границ слоя пучками, как $l' = l \cos \theta$, найдем, что

$$l' = \frac{1}{\sin^2 \theta} (n_2^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}. \quad (1.14)$$

В геометрическом методе информация о толщине содержится в геометрическом параметре l . Если, используя контактные призмы из того же материала, вводить пучок в слой без преломления, а угол θ выбрать равным $\operatorname{arctg} 0,5$, то получим $h=1$. Геометрический метод является абсолютным методом, позволяя контролировать толщину плоских слоев практически от нуля до значений, ограничиваемых заложенным в аппаратуре динамическим, энергетическим диапазоном.

Средства контроля физико-механических параметров – при оценке качества и надежности изделий и конструкций необходимо знание ряда физико-механических параметров материалов, из которых они изготовлены. Так, например, одной из основных физических характеристик материала является его плотность. Плотность используется при расчетах большинства других физических и механических характеристик материалов, в частности, динамического модуля упругости, коэффициента теплопроводности, коэффициента отражения и др. Кроме того, плотность является и важнейшей технологической характеристикой материалов, особенно композиционных. От плотности материалов зависит количественное содержание отдельных компонентов, пористость, степень кристаллизации и отверждения, содержание неоднородности и т.п.

Контроль таких параметров как пористость, удельное сопротивление, диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь, содержание компонентов непосредственно в полуфабрикатах, изделиях и конструкциях, также является одной из важных практических задач.

Для оценки плотности материала часто используют фазовый проходной метод в диапазоне радиоволн СВЧ. Этот метод базируется на взаимосвязи между контролируемым физическим параметром среды и ее диэлектрической проницаемостью. Если волна распространяется через изделие конечных размеров, то имеет место явление интерференции волн, претерпевших многократное отражение на границах раздела изделие – воздух. Вследствие этого изменение фазы θ_l является осциллирующей функцией (ε, l) , где l – путь. При нормальном падении волны на слой диэлектрика величина осцилляции

$$\Delta\theta = \arctg \frac{r^2 \sin^2 \theta_l}{1 - r^2 \sin^2 \theta_l}, \quad (1.15)$$

где $r = (\sqrt{\varepsilon} - 1) / (\sqrt{\varepsilon} + 1)$.

Максимальное значение осцилляции

$$\Delta\theta_m = \arctg \frac{r^2}{\sqrt{1 - r^4}}. \quad (1.16)$$

В случае неплоской формы изделия из-за рассеяния отраженных волн влияние осцилляции, связанной с многократным отражением, будет меньше.

При проведении неразрушающего контроля фазовым проходным методом параметром, который непосредственно измеряют, будет набег фазы волны прошедшей через изделие

$$\Delta\theta_m = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{\varepsilon} - 1) l + \Delta\theta, \quad (1.17)$$

где λ – длина волны; l – длина пути, по которому волна проходит в изделии.

Следовательно, набег фазы, приведенный к базе измерения, будет

$$\beta_n = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{\varepsilon} - 1) l + \Delta\beta; \quad \beta_n = \frac{\Delta\theta}{l}. \quad (1.18)$$

В указанной классической схеме может быть использован эталонный (калиброванный) фазовращатель, служащий одновременно отсчетным устройством. Процесс измерения заключается в фиксации положения фазовращателя, при котором сигнал с детектора равен нулю (или минимуму). По сравнению со схемой, использующей индикацию посредством измерительной линии, в этом случае достигается меньшая точность измерения. На рисунке 1.15 приведена структурная схема прибора ИНФ-2, применяемого для неразрушающего контроля в огнеупорной промышленности. В основу его работы положен двухканальный нулевой метод измерения.

Независимость фазовых измерений от изменения амплитуды СВЧ сигнала (15 дБ и более) обеспечивается подбором детекторов СВЧ и идентичностью их характеристик.

Фазово-проходной метод получил широкое распространение при неразрушающем контроле качества огнеупорных изделий из различных окислов, в том числе алюмосиликатных, магнезиальных, хромомagneзитовых, содержащих цирконий, изготовленных полусухим прессованием, шликерным литьем, плавленых. Изделия различны по размерам и конфигурации (прямоугольные и клиновидные с плоскими поверхностями, в виде толстостенных цилиндрических и конических тел вращения и др.). Контроль ве-

дут на воздушно-сухих изделиях, у которых до операции контроль предшествует предел высокотемпературной обработки (обжига).

Для непосредственного измерения диэлектрической проницаемости материалов широко используют интерференционные СВЧ методы. Однако эти методы не всегда применимы в случае крупногабаритных изделий и не применимы совсем, если неизвестна толщина контролируемого материала. В этих условиях используется частотно-фазовый метод (переменной частоты), рис. 1.16.

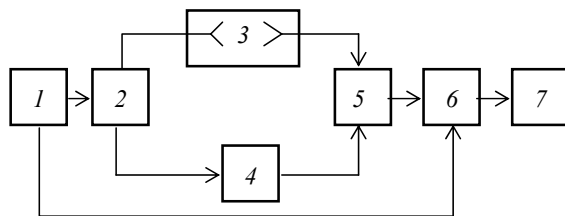


Рис. 1.15. Структурная схема прибора ИНФ-2:

1 – система управления; 2 – опорный генератор; 3 – измеряемая кювета;
4 – согласующее устройство; 5 – устройство сложения;
6 – решающее устройство; 7 – устройство отображения

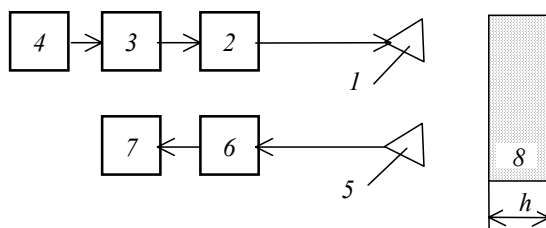


Рис. 1.16. Структурная схема устройства

для измерения диэлектрической проницаемости:

1 – излучающая антенна; 2 – согласующее устройство;
3 – генератор СВЧ; 4 – устройство управления; 5 – приемный рупор;
6 – устройство обработки; 7 – устройство отображения

Диэлектрическая проницаемость материала определяется по формуле

$$\varepsilon = \left(\frac{c}{4h \Delta f} \right)^2, \quad (1.19)$$

где c – скорость света; h – толщина слоя; f – частота.

Для исключения h после измерения разности частот Δf_1 между экстремумами отраженного сигнала, соответствующей неизвестной толщине слоя h , на поверхности этого слоя выбирают часть материала на некоторую глубину Δh и производят аналогичное измерение разности частот Δf_2 , соответствующей оставшейся толщине $(h - \Delta h)$.

В результате

$$\varepsilon = \left(\frac{c(\Delta f_2 - \Delta f_1)}{4\Delta h \Delta f_1 \Delta f_2} \right)^2. \quad (1.20)$$

Измерение плотности диэлектрических материалов может быть выполнено другим методом, применяемым для контроля плотности снежного покрова. Метод основан на использовании явления наклона фазового фронта электромагнитной волны при ее распространении вдоль полупроводящей поверхности. Физическая и количественная трактовка этого явления имеет аналитический вид $\text{tg } \beta = 1/\sqrt{\varepsilon + 1}$. Между

плотностью снежного покрова и его диэлектрической проницаемостью существует линейная связь. Таким образом, по углу наклона фазового фронта волны возможно определить плотность снежного покрова.

Конструктивно радиоволновый плотномер, предназначенный для бесконтактного измерения плотности, состоит из генератора СВЧ, передающей и приемной антенн, индикатора, отсчетного устройства плотности и блока питания.

1.1.4. Основные недостатки существующих методов контроля параметров покрытий

Рассмотренным датчикам присущи следующие основные недостатки, не позволяющие применение их для указанных выше целей:

- невозможность измерения величин диэлектрической и магнитной проницаемости в требуемом миллиметровом и сантиметровом диапазоне СВЧ, в связи с зависимостью этих величин от частоты измерения (рис. 1.17);
- нелокальность измерения;

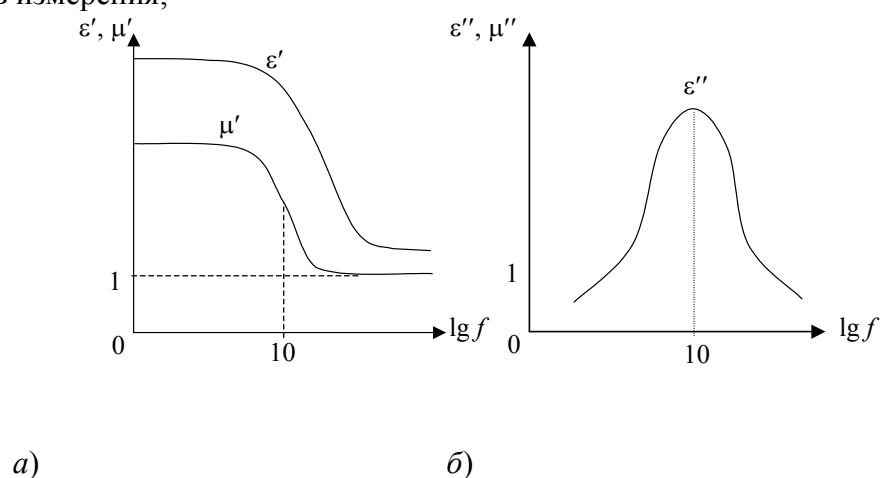


Рис. 1.17. Аномальная дисперсия составляющих диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$ и магнитной проницаемости $\hat{\mu} = \mu' - j\mu''$:

μ'' – для резонансных частот гиромагнитных эффектов, зависящих от величины магнитного поля;

a – для действительной части; *б* – для мнимой части

- высокая чувствительность к переменной величине зазора между полеобразующими поверхностями проводящих элементов и сканируемой сложной слоистой системой «магнитодиэлектрик-металл». Методы отстройки от влияния зазора сложны аппаратурно и ненадежны;

- высокая вероятность загрязнения датчиков и, как следствие, необходимость их периодической чистки;

- невозможность пространственного разделения функций возбуждения полей и сканирования результатов их взаимодействия с измеряемым слоем покрытия.

Следует отметить, что вопросам сканирования на СВЧ поверхностей, практически не уделялось должного внимания.

1.2. ЗАДАЧА СКАНИРОВАНИЯ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НА БОЛЬШИХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Задача разработки новых противорадиолокационных покрытий и сканирования их диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также волнового сопротивления по большим поверхностям является на данный момент весьма актуальной [9].

Разработка неотражающих и поглощающих покрытий летательных аппаратов привела к необходимости применения в них новых гиротропных (спиновых) материалов, согласованных по волновому сопротивлению $\dot{Z}_в$ с окружающим пространством. Согласование, т.е. равенство волнового сопротивления гиротропного слоя на его кромке $\dot{Z}_в = Z_0$ требуется в достаточно широкой полосе частот и углов падения. Здесь $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377$ [Ом] – волновое сопротивление свободного пространства);

$$\begin{aligned} \dot{Z}_в &= \sqrt{\frac{\mu_0 \dot{\mu}}{\epsilon_0 \dot{\epsilon}}} = Z_0 \sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\epsilon}}} = Z_0 \sqrt{\frac{\mu' - j\mu''}{\epsilon' - j\epsilon''}} = |\dot{Z}| \exp(j\varphi_Z) = \\ &= Z_0 \left| \frac{\dot{\mu}}{\dot{\epsilon}} \right|^{1/2} \exp\left(j \frac{1}{2} \left(\arctg \frac{\mu''}{\mu'} - \arctg \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right) \right) - \end{aligned}$$

волновое сопротивление покрытия.

Точнее, должно быть не равенство $\dot{Z}_в = Z_0$, а равенство $R_{\perp} = 0$ или $R_{\parallel} = 0$, или хотя бы их минимум в полосе частот и углов падения θ_r (R – коэффициент отражения для волн разной поляризации).

Реальный спектр углов падения $\theta_r \in [0; \pi/2 - \theta_{\min}]$, причем угол θ_{\min} близок к $\pi/2$ (рис. 1.18).

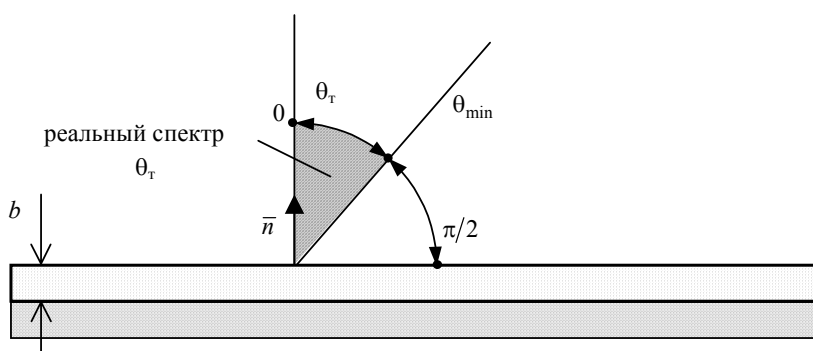


Рис. 1.18. Спектр углов падения электромагнитной волны

Для нормального (наиболее опасного, так как отраженная волна для неподвижного объекта распространяется по тому же пути, что и падающая) действует $R_{\perp} = 0$ при $\dot{Z}_b = Z_0$, вот почему в основном это условие везде рассматривается. Вообще-то величина θ_0 близка к $\pi/2$, т.е. угловой спектр в достаточно узком от нормали конусе углов падения. На СВЧ сантиметрового и миллиметрового перспективного диапазона $\varepsilon' > 1$, $\varepsilon'' > 0$, $\mu' \geq 1$, $\mu'' \gg 1$. Теоретический спектр $\theta_r \in [0; \pi/2]$.

Заметим, что

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \Phi_{\varepsilon}(C_{\text{ФМЧ}}, \varepsilon_{\text{ФМЧ}}, \varepsilon_H, H_0);$$

$$\dot{\mu} = \mu' - j\mu'' = \Phi_{\mu}(C_{\text{ФМЧ}}, \mu_{\text{ФМЧ}}, \mu_H, H_0),$$

где $H_0 = K_r \omega$ – поле спонтанного намагничивания;

$$|\dot{\mu}| = \mu = \sqrt{(\mu')^2 + (\mu'')^2} \gg 1; \quad \mu'' = \frac{\gamma_{\text{ГМ}}}{\omega} = \Phi(H_0); \quad \dot{\mu} = \mu' \left(1 - j \frac{\gamma_{\text{ГМ}}}{\omega \mu'} \right).$$

Решение задачи синтеза искусственного экспоненциального слоя гиротропика в первую очередь требует нахождения оптимальной концентрации ферромагнитных частиц (ФМЧ) и ее распределения по высоте слоя.

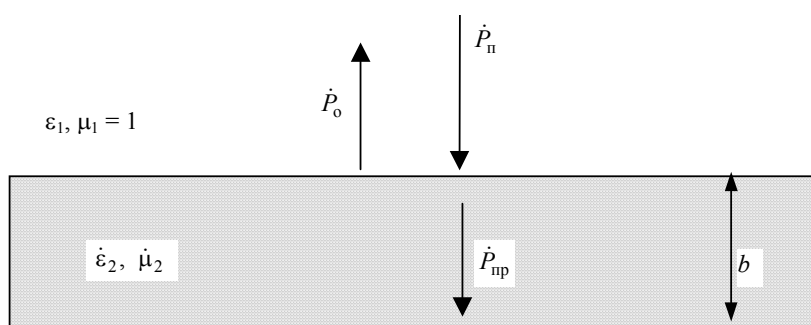
Известные методы контроля величины $\dot{Z}_в$ основаны на измерении отношения энергии отраженного потока излучения к падающей на границе двух бесконечных сред [6].

Если поток излучения падает перпендикулярно поверхности раздела между двумя материалами с различными диэлектрическими постоянными ϵ_1 и ϵ_2 и магнитными постоянными μ_1 и μ_2 , то энергия его будет частично возвращаться в первую среду, а остальная часть – переходить во вторую среду (рис. 1.19).

При этом коэффициент отражения $\dot{R}_о = \frac{\dot{P}_о}{\dot{P}_п} \exp(j\varphi)$, где φ – сдвиг фаз между $\dot{P}_о$ и $\dot{P}_п$.

Или, через волновые сопротивления

$$\dot{R}_о = \frac{\dot{Z}_{в2} - \dot{Z}_{в1}}{\dot{Z}_{в2} + \dot{Z}_{в1}} = \frac{\sqrt{\dot{\mu}_2} - \sqrt{\dot{\epsilon}_2}}{\sqrt{\dot{\mu}_2} + \sqrt{\dot{\epsilon}_2}}. \quad (1.21)$$



**Рис. 1.19. Схема измерения волнового сопротивления:
для сред без потерь ($b \rightarrow \infty$)**

Зная волновое сопротивление среды 1 (например, для воздуха $\dot{Z}_{в1} \approx Z_0$) и высчитывая \dot{R}_0 (по \dot{P}_0), находим модуль искомого волнового сопротивления среды 2:

$$\dot{Z}_{в2} = \frac{1 + \dot{R}}{1 - \dot{R}} \dot{Z}_{в1}. \quad (1.22)$$

Таким образом, до настоящего времени адекватные измерения модуля волнового сопротивления поглощающих сред осуществляется лишь в так называемых полубесконечных образцах по измеренным величинам коэффициентов отражения. Метод непригоден для определения этой величины в реальных условиях нанесения и отверждения покрытия на металлической поверхности. Известные планарные емкостные и токовихревые датчики не обеспечивают локальность измерения и отстройку от зазора без большой погрешности.

Если среда с конечной b , но с такими большими ε'' (μ''), что отраженная от металлической подложки волна, пройдя путь $2b$ полностью на этом пути затухает, тогда также возможно [13] измерение \dot{Z}_b на кромке по (1.22) (рис. 1.20).

Величина $\dot{Z}_{в.мет} \cong 0$ или определяется из граничных условий Лентовича-Щукина как поверхностное его сопротивление [14].

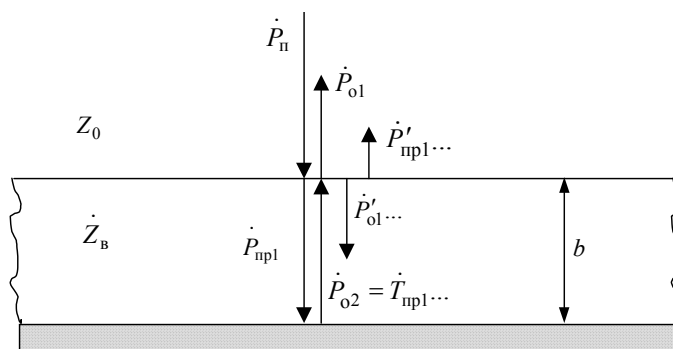


Рис. 1.20. Схема переотражения падающей электромагнитной волны

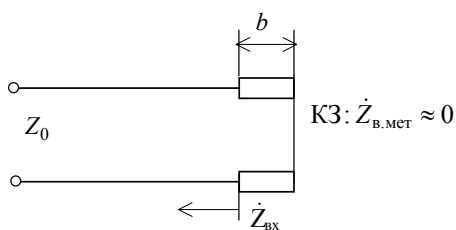


Рис. 1.21. Эквивалентная схема радиопоглощающего слоя диэлектрика на металлической подложке (КЗ – короткое замыкание)

Используя схему переотражения (рис. 1.20) и эквивалентную схему (рис. 1.21), полученную на основании теории длинных линий, имеем

$$\dot{R} = \frac{\dot{Z}_{\text{BX}} - 1}{\dot{Z}_{\text{BX}} + 1} = \frac{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} \right] - 1}{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} \right] + 1} = \frac{\dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} \right] - 1}{\dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} \right] + 1}.$$

В свою очередь из условия согласования волновых сопротивлений на кромке $\dot{Z}_0 = \dot{Z}_{\text{BX}}$ (свободное пространство – поглощающий материал) следует, что

$$\dot{R} = \frac{\dot{Z}_{\text{BX}} - 1}{\dot{Z}_{\text{BX}} + 1} = \frac{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} \right] - 1}{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} \right] + 1} = \frac{\dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} \right] - 1}{\dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} \right] + 1}.$$

Тогда с учетом того, что $\dot{\gamma} = j\dot{k} = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon} \dot{\mu}} = j(\beta - j\alpha)$ – постоянная распространения, получаем окончательное выражение для

$$\dot{R} = \frac{\dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{th} \dot{\gamma} b - 1}{\dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{th} \dot{\gamma} b + 1} = \Phi(\dot{Z}_{\text{B}}, \dot{\gamma}). \quad (1.23)$$

Если по (1.21) обозначим

$$\dot{R}_0 = \dot{R}_0 = \frac{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} - 1}{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} + 1} = \frac{\dot{Z}_{\text{B}} - \dot{Z}_0}{\dot{Z}_{\text{B}} + \dot{Z}_0} = \frac{\dot{Z}_0 - 1}{\dot{Z}_0 + 1},$$

то

$$\dot{R} = R_0 + \frac{(R_0^2 - 1) \exp(-2jkb)}{1 - k_0 \exp(-2jkb)},$$

$$\dot{Z}_{\text{BX}} = j\dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{tg} jkb = \dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{th} jkb = \dot{Z}_{\text{B}} \operatorname{th} j \left(\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\mu} \dot{\varepsilon}} \right),$$

где величина $\frac{\exp(-2jkb)}{1 - k_0 \exp(-2jkb)}$ является негармонической периодической пространственной функцией, откуда

$$\dot{R} = \dot{R}_0 - \sum_{m=1}^{\infty} (1 - \dot{R}_0^2) \dot{R}_0^m \exp(-2j(m+1)kb).$$

Представление \dot{R} в виде ряда упрощает понимание отражения от рассматриваемой на рис. 1.20 структуры. Ясно, что каждый член ряда \dot{R}_0^m при $m = 1, 2, \dots, \infty$ соответствует определенной составляющей,

отраженной от поверхности, т.е. волны отраженной от поверхности радиопоглощающего материала (РПМ) и падающие волны проходят путь многократного отражения.

Критическая связь возникает тогда, когда они сходятся в противофазе (инверсия вектора распространения). При этом \dot{R} принимает минимальное значение. Это означает, что слой является поглотителем с приемлемой, достаточно малой величиной b , однако электромагнитные характеристики становятся функциями λ – важный фактор для широкополосных поглотителей.

Вполне очевидно, что в рассмотренном случае конечной величины b отсутствует возможность определения \dot{Z}_b по \dot{R} , так как согласно (1.23) $\dot{Z}_b = \Phi(\dot{R}, \dot{\gamma})$, а величина $\dot{\gamma}$ неизвестна.

Подобные методы не приемлемы для контроля непосредственно при нанесении покрытия на поверхность и нелокальны [7].

Отсюда общая первичная задача измерения величин $|\dot{\mu}|$ или μ' , $|\dot{\varepsilon}|$ или ε' и b , а главное \dot{Z}_b – по максимуму площади за минимальное время.

Задача актуальна и при измерении параметров лакокрасочных покрытий:

- измерение толщины и равномерности покрытия;
- диэлектрической проницаемости ε как функции качества краски (органические красители);
- диэлектрической и магнитной проницаемостей ε, μ как функций качества краски (неорганическая краска, содержащая Fe_2O_3 – сурик красный, Co – синий, Ni – зеленый).

Таким образом, широкая гамма радиопоглощающих материалов и покрытий приводит к необходимости применения специализированных приборов и сложных методик контроля их электрофизических, а также физико-механических параметров.

Анализ существующих методов и устройств контроля электрофизических и физико-механических параметров радиопоглощающих и неотражающих материалов позволил установить основные недостатки, сужающие возможность их применения для измерения величин диэлектрической и магнитной проницаемости в требуемом миллиметровом и сантиметровом диапазоне СВЧ, в связи с зависимостью этих величин от частоты измерения и нелокальностью измерений; высокая чувствительность к переменной величине зазора между полеобразующими поверхностями проводящих элементов и сканируемой поверхностью, а также невозможность пространственного разделения функций возбуждения полей и сканирования результатов их взаимодействия с измеряемым слоем покрытия.

Кроме того, вопросы сканирования поверхностей на СВЧ на данный момент практически не проработаны.

Применение неотражающих и поглощающих покрытий летательных аппаратов привела к необходимости использования в них новых гиротропных (спиновых) материалов, согласованных по волновому сопротивлению \dot{Z}_b с окружающим пространством, что делает задачу сканирования волнового сопротивления по большим поверхностям на данный момент весьма актуальной.

2. Теоретическое обоснование применения метода поверхностных волн в решении задач определения электрофизических параметров слоя на металлической поверхности

2.1. РЕШЕНИЕ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЫ НАД НЕОГРАНИЧЕННОЙ СИСТЕМОЙ «МАГНИТОДИЭЛЕКТРИК –
ПРОВОДНИК» И АДАПТАЦИЯ К
ОГРАНИЧЕННОЙ СИСТЕМЕ

Предлагаемый метод определения электрофизических параметров покрытия на металле использует явление «разлития» поверхностной волны по плоскости и быстрое сканирование результатов взаимодействия поля со слоем покрытия в функциях комплекса параметров: относительной диэлектрической ϵ , магнитной проницаемости μ и толщины покрытия b [14].

Метод основан на том факте, что поле поверхностной (медленной) волны $E(H)$, при распространении вдоль слоя «диэлектрик–металлическая поверхность», затухает по оси Y , причем величина коэффициента затухания α_n в случае отсутствия существенного градиента электрофизических параметров неоднородностей исследуемого слоя не является функцией координаты y , т.е. процесс его измерения инвариантен положению датчика по оси y , что является большим преимуществом.

Все существующие методы определения электрофизических параметров покрытия на металле со всеми их достоинствами и недостатками используют два глобальных способа взаимодействия полей в информативных целях:

- взаимодействие квазистационарных магнитных и электрических полей относительно низких частот (менее 1 МГц);
- вне зависимости от способа измерения (амплитудный, фазовый и т.д.) информативно используется результат интерференции *однородных* бегущих в свободном пространстве над слоем волн диапазона СВЧ.

Нами впервые рассмотрена возможность использования в информативных целях определения электрофизических параметров так называемых *медленных поверхностных неоднородных волн*. Их характерной особенностью является то, что направление распространения ортогонально направлению недиссипативного затухания. Это затухание и является информативным параметром для режима разных мод, возбуждаемых в слое.

Обоснуем, почему имеет место хорошее соответствие между экспериментальными величинами α_y и их теоретическими значениями.

Несинфазный источник (апертура с ДН, ограниченной по азимуту и углу места) совместно с «отсекателем» прямой волны и прочими специальными мерами построения излучающей апертуры, обеспечивающими минимум поля быстрой волны вне слоя и максимум медленной волны в слое (рис. 2.1), в дальней зоне создает поле, мало отличающееся от поля, возбужденного идеальным синфазным источником бесконечной длины по оси X с электрическим (с плотностью \vec{j}^e) или магнитным (фиктивным) током (с плотностью \vec{j}^m), находящемся в точке $Z_{ДЗ}$ (рис. 2.2). Вторичный, близкий по свойствам к синфазному источник E и H -волн (часть фронта) в дальней зоне (ДЗ) – аналог элемента Гюйгенса, причем случай бесконечной нити магнитного тока $\vec{j}^m \equiv \vec{H}$, соответствует вертикальной поляризации вектора E медленной волны, а для $\vec{j}^e \equiv \vec{E}$ – горизонтальной. Это можно объяснить на основе принципа Гюйгенса или поля элемента Гюйгенса, где напряженности \vec{H} и \vec{E} – суть эквиваленты \vec{j}^e и \vec{j}^m , хотя волны и не плоские [15].

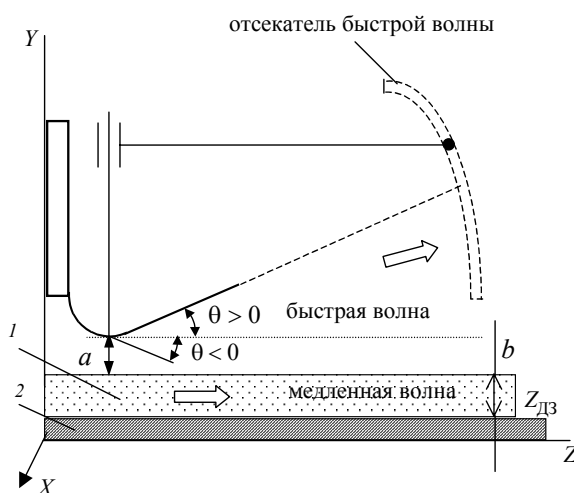


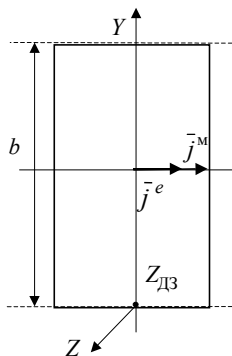
Рис. 2.1. Первичный несинфазный апертурный излучатель, эквивалентный в дальней зоне идеальному источнику:

1 – слой с измеряемыми электрофизическими параметрами;

2 – металлическая под-

ложка

Таким образом, часть фронта (рис. 2.3) в дальней зоне рассматривается как часть бесконечной синфазной нити электрического вектора). Так как векторы $\vec{H} \perp \vec{E}$, а возбуждения H -волн должен иметь поляризацию вектора \vec{E} , а для (нормальную) поляризацию



неоднородной («неплоской») волны (рис. ривается как часть бесконечной (\vec{H} -вектор) или магнитного тока ($\vec{E} \perp \vec{j}^m$, то фронт волны в ДЗ для возгоризонтальную (параллельную) возбуждения E -волн – вертикальную относительно плоскости XOZ .

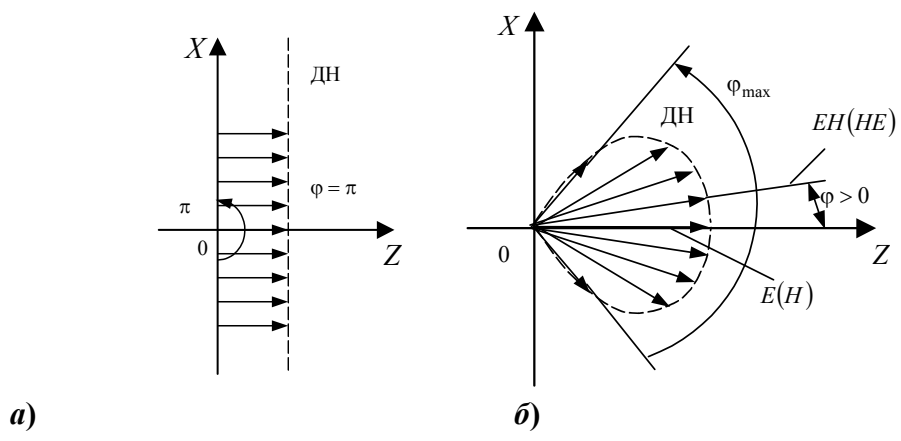


Рис. 2.3. Диаграммы направленности излучателей:
a – идеальный бесконечно длинный синфазный; *б* – реальный

Следовательно, формально необходимы отдельные апертурные системы, как самостоятельные источники либо мод E -волн, либо H -волн, хотя все реальные источники – источники (в азимутальной ширине ДН) гибридных волн EH -или HE -волн.

Указанная выше замена реальной апертюры эквивалентным источником Гюйгенса с учетом нижеприведенных допущений (постулатов), позволяет решить краевую задачу распространения неоднородных поверхностных волн над исследуемым слоем с переменными параметрами и дать физические и теоретические обоснования применимости этих волн к решению поставленных задач. Результаты, полученные для бесконечных синфазных источников поверхностных волн, могут быть применены для реальных излучателей при следующих допущениях.

Д о п у щ е н и е 1. Решение задачи для реальных несинфазных излучателей по максимуму их диаграммы направленности совпадает с аналитическим решением для бесконечно длинных синфазных излучателей. Векторная картина для E - или H -волн синфазного излучателя бесконечной длины, а также для реального излучателя с пучковой ДН при азимутальном угле $\varphi = 0$ (т.е. по максимуму ДН) изображена на рис. 2.4, а).

Здесь $\alpha_{Ey} = \bar{\Pi}_y$ – вектор нормального недиссипативного затухания E -волны; $k_{3C} \equiv \bar{\Pi}_z < k$ – коэффициент распространения над замедляющей структурой (ЗС); $k = |\bar{\Pi}|$ – коэффициент распространения в слое.

Для реальной апертюры по максимуму ДН также имеет место E - или H -волна, а при $\varphi \neq 0$ волна гибридная: EH или HE (рис. 2.4, б). При этом модуль вектора Пойтинга $|\bar{\Pi}| = \bar{\Pi}_x \bar{e}_x + \bar{\Pi}_y \bar{e}_y + \bar{\Pi}_z \bar{e}_z$.

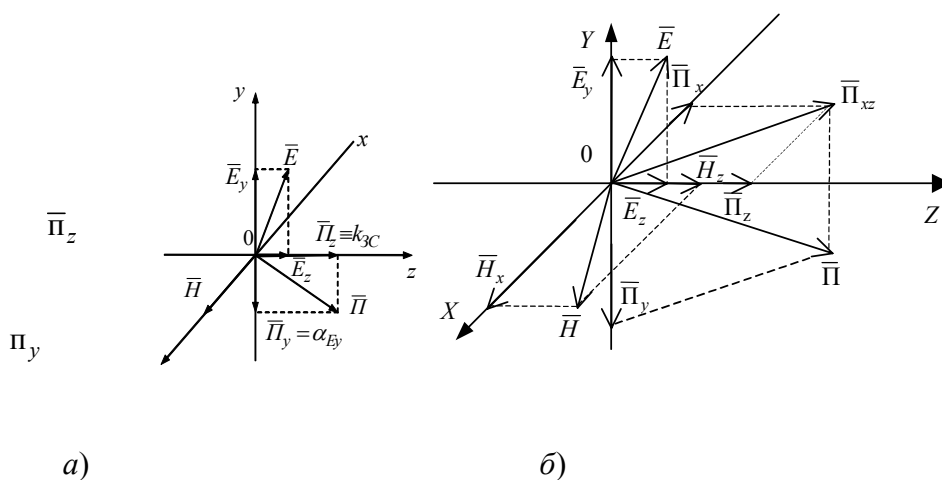


Рис. 2.4. Векторные картины
 а – для волн синфазного
 б – для реальной апертюры
 Д о п у щ е н и е 2. Решение задачи для специальной кругонаправленности шириной по 2.5), также совпадает с

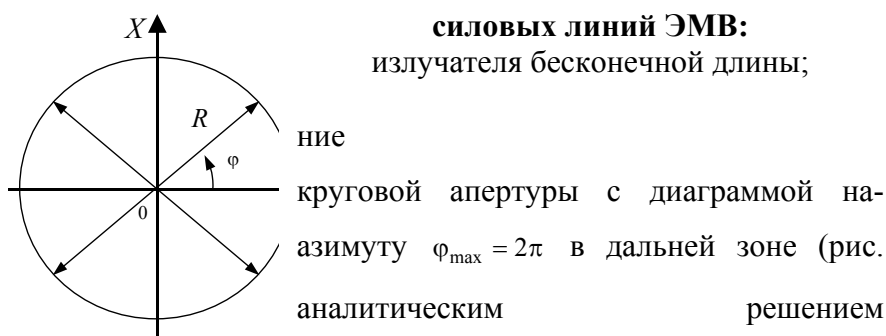


Рис. 2.5. Диаграмма

для бесконечно длинных синфазных излучателей при условии $L = 2\pi R \gg \lambda_r$, где R – внешний радиус апертуры [14].

Частью апертуры любого излучателя поверхностных (медленных) волн можем считать части синфазных излучателей E и H -волн. Поэтому проанализируем краевую задачу для E и H -волн и получим характеристическое уравнение для волновых векторов (собственные числа) для условия распространения и недиссипативного нормального к поверхности затухания.

Рассмотрим простейшие случаи бесконечных синфазных источников E и H поверхностных волн. Эти поверхностные волны являются медленными, т.е. имеет место экспоненциальное недиссипативное затухание поля над замедляющей структурой. Таким образом, имеют место быть неоднородные медленные волны.

Важнейшим свойством медленной волны, является ее поверхностный характер – затухание ее амплитуды в нормальном по отношению к вектору Пойтинга $\vec{\Pi}_z$ направлении над замедляющей структурой (рис. 2.4). Поле волны оказывается, как бы, «прилипающим» к поверхности, т.е. носит поверхностный характер [9, 16]. Причем, затухание волны в этом направлении не связано с распространением в среде с потерями (не носит диссипативный характер) [15, 8].

Рассмотрим структуру, образованную металлической плоскостью, покрытой слоем магнетодиэлектрика толщиной $b(x, z)$ с однородными параметрами ϵ_{a1}, μ_{a1} (рис. 2.6).

Внутри слоя находится параллельная металлической плоскости бесконечная прямолинейная нить I синфазного магнитного тока. Система расположена в пространстве с однородными параметрами ϵ_a, μ_a . Считаем, что $\epsilon_{a1} > \epsilon_a$ и $\mu_{a1} > \mu_a$. Необходимо найти возбуждаемое нитью электромагнитное поле. Последнее должно удовлетворять уравнениям Максвелла в слое диэлектрика и в окружающем пространстве,

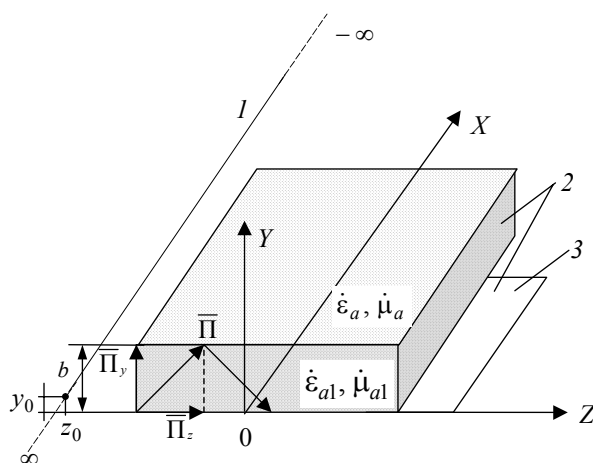


Рис. 2.6. Распространение медленной волны в замедляющей структуре:

1 – нить синфазного электрического (источник H -мод) или фиктивного магнитного тока (источник E -мод); 2 – замедляющая структура (слой диэлектрика совместно с металлической плоскостью 3)

граничным условиям на металлической поверхности и на поверхности раздела диэлектриков и, наконец, условиям излучения.

Введем декартову систему координат и расположим ее так, чтобы ось X была параллельна нити тока, а плоскость $y = 0$ совпадала с металлической плоскостью. Координаты нити тока обозначим через y_0, z_0 . Тогда $\vec{j}^M = \vec{i}_x j^M = \vec{i}_x I_0^M \delta(y - y_0) \delta(z - z_0)$, $\vec{j}^e = 0$ (см. рис. 2.2). Обозначим через \vec{E}_1, \vec{H}_1 и \vec{A}_1^m векторы электрического и магнитного полей и магнитный векторный потенциал, возбуждаемые сторонним источником в слое диэлектрика, т.е. при $0 \leq y \leq b$, а через \vec{E}, \vec{H} и \vec{A}^m – векторы электрического и магнитного полей и магнитный векторный потенциал в верхнем полупространстве (при $y \geq b$) (рис. 2.7).

Если считать металлическую плоскость идеально проводящей, то в соответствии с граничным условием имеем

$$E_{\tau 1} = 0 \text{ при } y = 0. \quad (2.1)$$

На поверхности раздела диэлектриков [15]

$$E_{\tau 1} = E_{\tau}, \quad H_{\tau 1} = H_{\tau} \text{ при } y = b. \quad (2.2)$$

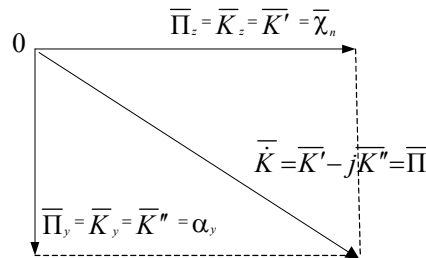


Рис. 2.7. Векторная картина коэффициентов распространения в слое

Это есть граничные условия для искомого электромагнитного поля.

Поскольку $\vec{j}^e = 0$, то $\vec{A}_1^e = 0$, $\vec{A}^e = 0$. Вектор \vec{j}^m содержит только одну составляющую \vec{j}_x^m , поэтому $A_1^m = \vec{i}_x A_{x1}^m$, $A^m = \vec{i}_x A_x^m$. Функция A_{x1}^m удовлетворяет неоднородному уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 A_{x1}^m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{x1}^m}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_{x1}^m}{\partial z^2} + k_1^2 A_{x1}^m = -j_x^m, \quad 0 \leq y \leq b, \quad (2.3)$$

где $k_1 = \omega \sqrt{\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1}}$. Поскольку в области $y \geq b$ сторонних источников нет, то функция A_x^m удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 A_x^m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x^m}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x^m}{\partial z^2} + k^2 A_x^m = 0, \quad y \geq b, \quad (2.4)$$

где $k = \omega \sqrt{\dot{\epsilon}_a \dot{\mu}_a} \approx \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$.

Составляющими векторов \vec{E}_1, \vec{H}_1 и \vec{E}, \vec{H} , касательными металлической поверхности и поверхности раздела диэлектриков, являются $E_{x1}, E_{z1}, H_{x1}, H_{z1}, E_x, E_z, H_x, H_z$. Определяем их по формулам [15]:

$$E_{x1} = E_x = 0, \quad H_{z1} = H_z = 0, \quad E_{z1} = \frac{\partial A_{x1}^m}{\partial y}; \quad (2.5)$$

$$E_z = \frac{\partial A_x^m}{\partial y}, \quad H_{x1} = -i\omega \dot{\epsilon}_{a1} A_{x1}^m, \quad H_x = -i\omega \dot{\epsilon}_a A_x^m.$$

Подставляя (2.5) в условия (2.2), получаем граничные условия для функций A_{x1}^m и A_x^m :

$$\frac{\partial A_{x1}^m}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0; \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial A_{x1}^m}{\partial y} = \frac{\partial A_x^m}{\partial y}, \quad \dot{\epsilon}_{a1} A_{x1}^m = \dot{\epsilon}_a A_x^m \quad \text{при } y = b. \quad (2.7)$$

Уравнения (2.4), (2.5) совместно с граничными условиями (2.6), (2.7) составляют граничную задачу. Для решения поставленной граничной задачи используем преобразование Фурье функций A_{x1}^m и A_x^m .

Сначала рассмотрим физические соображения, которыми руководствуются при решении задачи. Сторонний ток возбуждает электромагнитное поле, которое, распространяясь в слое при $0 \leq y \leq b$, возбуждает поле в верхнем полупространстве при $y \geq b$. Возбуждаемая нитью тока волна, распространяясь в направлении границы $y = 0$ под некоторым углом, должна отразиться. Отраженная волна, распростра-

няясь в направлении верхней границы под некоторым углом, должна тоже частично или полностью отразиться. Поле в слое диэлектрика образуется, таким образом, в результате наложения парциальных волн.

Полное электромагнитное поле \bar{E}_1, \bar{H}_1 в слое магнитодиэлектрика представим в виде суммы первичного поля $\bar{E}_1^{\text{п}}, \bar{H}_1^{\text{п}}$ и вторичного поля $\bar{E}_1^{\text{в}}, \bar{H}_1^{\text{в}}$. Первичное поле вычисляется в предположении, что сторонний источник расположен в неограниченном пространстве с параметрами ϵ_{a1}, μ_{a1} . Вторичное поле обусловлено переотражениями от границ раздела или, другими словами, возникающими эквивалентными поверхностными токами на границах раздела сред. В соответствии с этими представлениями векторный потенциал \bar{A}_1^m полного поля тоже является суммой векторных потенциалов \bar{A}_1^{mn} первичного поля и \bar{A}_1^{mv} вторичного поля:

$$\bar{A}_1^m = \bar{A}_1^{mn} + \bar{A}_1^{mv}, \quad 0 \leq y < b. \quad (2.8)$$

Векторы $\bar{A}_1^{mn}, \bar{A}_1^{mv}$ удовлетворяют соответственно неоднородному и однородному векторным уравнениям Гельмгольца. Граничные условия (2.6) и (2.7) для \bar{A}_1^{mv} и (2.8) для \bar{A}_1^{mn} являются неоднородными, так как в них входит заданная функция \bar{A}_1^{mn} . В математической записи неоднородности в граничных условиях можно считать источником вторичных полей и, значит, функций $\bar{A}_1^{mv}, \bar{A}_1^m$, удовлетворяющих однородным уравнениям Гельмгольца.

Известное решение задачи в таком приближении [14] имеет составляющие векторов напряженности поля $\bar{E}^{\text{пов}}, \bar{H}^{\text{пов}}$ поверхностных волн:

$$E_z^{\text{пов}} = -\sum_{n=0}^N \sqrt{\chi_{(n)}^2 - k^2} A_n^{\mp} \exp\left[-\sqrt{\chi_{(n)}^2 - k^2}(y-b) \pm i\chi_n(z-z_0)\right], \quad (2.9)$$

$$E_y^{\text{пов}} = -\frac{\partial A_x^{\text{пов}}}{\partial z} = \pm \sum_{n=0}^N i\chi_{(n)} A_n^{\mp} \exp\left[-\sqrt{\chi_{(n)}^2 - k^2}(y-b) \pm i\chi_n(z-z_0)\right], \quad (2.10)$$

$$E_x^{\text{пов}} = H_y^{\text{пов}} = H_z^{\text{пов}} = 0,$$

$$H_x^{\text{пов}} = -i\omega\epsilon_{a1} \sum_{n=0}^N A_n^{\mp} \exp\left[-\sqrt{\chi_{(n)}^2 - k^2}(y-b) \pm i\chi_n(z-z_0)\right], \quad (2.11)$$

причем, $k^2 + \alpha_y^2 = \chi_{(n)}^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_r}\right)^2 + \alpha_y^2$, что следует из условия

$$\sqrt{k_1^2 - k^2 - q^2} = |q = \alpha_y| = \sqrt{k_1^2 - \chi_{(n)}^2} = \beta_E.$$

Волновой множитель медленной волны

$$\operatorname{Re} \left\{ \exp[j(\omega_n t - k'z)] \exp[-\alpha_y y] \right\} \text{ или } \operatorname{Im} \left\{ \exp[j(\omega_n t - k'z)] \exp[-\alpha_y y] \right\}.$$

Эти выражения описывают поле поверхностных E -волн. Тип волны характеризуется числом n . Вектор Пойнтинга $\bar{\Pi}^{\text{пов}}$ имеет две составляющие $\bar{\Pi}_z^{\text{пов}}$ и $\bar{\Pi}_y^{\text{пов}}$. Но $\bar{\Pi}_y^{\text{пов}}$ является чисто мнимым, а $\bar{\Pi}_z^{\text{пов}}$ действительным. Значит, слой диэлектрика на металле является направляющей системой: энергия канализуется вдоль слоя перпендикулярно нити стороннего тока. С помощью выражений (2.9) – (2.11) можно рассчитать мощность, переносимую поверхностной волной вдоль слоя на разных расстояниях от слоя диэлектрика. Очевидно, что с ростом $\chi_{(n)}$ амплитуды составляющих поля у поверхности $y = b$ увеличиваются, и большая часть энергии электромагнитного поля переносится поверхностной волной в слое и на малых расстояниях от поверхности раздела сред $y = b$ (волна локализуется у поверхности раздела сред).

Так, например, уравнения (2.9) – (2.11) для первой E -моды (или для нулевой как в [15]) при $0 \leq \beta_E b \leq \pi/2$:

$$E_{z0} = -A_0 \alpha_y \exp[-\alpha_y (y - b) \pm i\chi_0 (z - z_0)], \quad (2.12)$$

$$E_{y0} = \mp i \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_\Gamma}\right)^2 + \alpha_y^2} A_0 \exp[-\alpha_y (y - b) \pm i\chi_0 (z - z_0)], \quad (2.13)$$

$$H_{x0} = -i\omega \varepsilon_0 A_0 \exp[-\alpha_y (y - b) \pm i\chi_0 (z - z_0)]. \quad (2.14)$$

Для полей H -мод можно получить выражения структуры полей по принципу перестановочной двойственности: из (2.1), (2.9) или (2.12) – (2.14) известной перестановочной заменой $H \leftrightarrow E$, $\mu \leftrightarrow \varepsilon$.

Заметим, что величина $k_1^2 - k^2 - \alpha_y^2 \geq 0$ при $\alpha_y = k\sqrt{v_3^2 - 1}$ и $k_{3C}^2 = k^2 + \alpha^2$, где $v_3 = \frac{c}{V_{\text{ФЗС}}}$ – коэффициент замедления; $V_{\text{ФЗС}}$ – фазовая скорость вдоль ЗС; c – скорость света в вакууме. Следовательно, $k_1^2 - k_{3C}^2 \geq 0$, так как $k_1^2 \geq k_{3C}^2$, здесь $\dot{\varepsilon}_1 = \frac{\dot{\varepsilon}_{a1}}{\varepsilon_0}$, $\dot{\mu}_1 = \frac{\dot{\mu}_{a1}}{\mu_0}$.

$$\text{Отсюда } \alpha^2 \leq k_1^2 - k^2 \Rightarrow \alpha \leq \sqrt{k_1^2 - k^2} = \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu} - 1}.$$

Для того, чтобы изучить разные типы поверхностных E -волн, характеризуемых числом n , надо изучить влияние параметров слоя на значения $\chi_{(n)}$ и на количество полюсов.

Рассмотрим характеристическое уравнение

$$q\dot{\varepsilon}_{a1} \operatorname{ch}(q_1 b) + q_1 \dot{\varepsilon}_a \operatorname{sh}(q_1 b) = 0, \quad (2.15)$$

определяющее значения $\chi_{(n)}$, т.е. значения коэффициентов распространения или коэффициентов фазы (при $\chi_{(n)}$ действительном) поверхностных волн (2.9) – (2.11). Пусть $k_{\perp 1} = \sqrt{k_1^2 - k^2} = iq_1$.

Тогда уравнение (2.15) после умножения на b приводится к виду

$$qb = k_{\perp 1} b \left(\frac{\dot{\varepsilon}_a}{\dot{\varepsilon}_{a1}} \right) \operatorname{tg} k_{\perp 1} b. \quad (2.16)$$

Это трансцендентное уравнение проще всего решить и анализировать графическим методом. С этой целью построим график зависимости правой части уравнения (2.16) от $k_{\perp 1} b$ (кривая 1 на рис. 2.8). Для того, чтобы построить график зависимости левой части уравнения qb от $k_{\perp 1} b$ учтем, что

$$(qb)^2 + (k_{\perp 1} b)^2 = (k_1^2 - k^2) b^2 = (\rho b)^2, \quad (2.17)$$

где $\rho = (k_1^2 - k^2)^{1/2} = k(\dot{\varepsilon}_{a1}\dot{\mu}_{a1}/\dot{\varepsilon}_a\dot{\mu}_a - 1)^{1/2}$ – известная величина, так как kb и параметры сред заданы.

Последнее выражение есть уравнение окружности на плоскости переменных $k_{\perp 1} b$ и qb с центром в начале координат; с его помощью просто построить зависимость левой части уравнения (2.15) от $k_{\perp 1} b$ (кривая 1 на рис. 2.8). Точки $k_{\perp 1 n}$ или $q_n b$, в которых графики пересекаются, соответствуют равенству левой и правой частей уравнения (2.16), т.е. корням уравнения. Величины $k_{\perp 1} b$ и qb являются положительными, поэтому графики функций изображены только в первом квадранте (рис. 2.9).

Из рисунков 2.8 и 2.9 следует, что уравнение (2.16) или (2.17) может иметь несколько решений $k_{\perp 1 n} = \sqrt{k_1^2 - \chi_{(n)}^2}$ или $q_n = \sqrt{\chi_{(n)}^2 - k^2}$, соответствующих корням $\chi_{(n)} = \sqrt{k_1^2 - k_{\perp 1 n}^2} = \sqrt{k^2 - q_n^2}$ (знаки « \pm » и перед радикалами учтены в выражениях (2.9) и (2.11)). Одна из кривых для правой части уравнения (2.16) проходит через начало координат, поэтому при любом значении ρb имеется решение уравнения (2.16). Значит, при любом малом значении b_0 толщины диэлектрического слоя в любой частоте ω имеется первый корень уравнения $\chi_{(1)} = \sqrt{k_1^2 - k_{\perp 1 1}^2}$. Кривые 2 пересекают оси $k_{\perp 1} b$ в точках, где $k_{\perp 1} b = n\pi$, $n = 1, 2, \dots$. Если $0 \leq \rho b = b \sqrt{k_1^2 - k^2} < \pi$, т.е. $0 \leq b < \pi / \sqrt{k_1^2 - k^2}$, то уравнение (2.16) может иметь лишь одно решение $\chi_{(1)}$. Последнее соответствует основной волне, так как критическая частота при этом равна нулю.

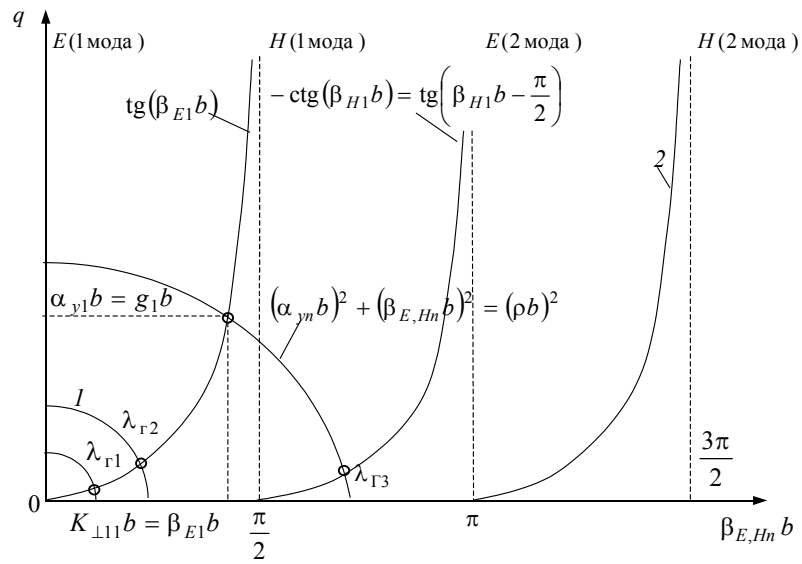


Рис. 2.8. Геометрическая интерпретация решения трансцендентного

характеристического уравнения $\rho = \frac{2\pi}{\lambda_{\Gamma}} (\epsilon\mu - 1)^{\frac{1}{2}}$, $k_{3c}^2 = k^2 + \alpha^2$

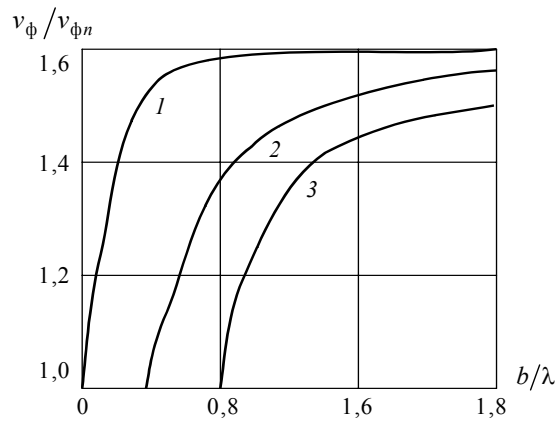


Рис. 2.9. Графики зависимости коэффициентов замедления поверхностных E-волн от толщины слоя

Если $\pi < \rho b < 2\pi$, т.е. $\pi / \sqrt{k_1^2 - k^2} < b < 2\pi / \sqrt{k_1^2 - k^2}$, то возможно еще одно решение $\chi_{(2)}$ и в направляющей системе может распространяться еще одна волна. Если $N\pi < \rho b < (N+1)\pi$, то в системе возможно распространение $N+1$ волн с разными значениями коэффициентов распространения $\chi_{(n)}$. Значения соответствуют толщинам, при которых могут возникнуть первый, второй и т.д. типы волн, т.е. волны высших типов.

В случае, если b/λ велико, то сплошные кривые имеют большую крутизну: пересечение штриховой кривой с первой ветвью сплошной кривой происходит при $k_{\perp 11} b \approx \pi/2$, при этом $k_{\perp 10} \approx \pi/2b$, т.е. $\sqrt{k_1^2 - k^2} \approx \pi/2b \approx 0$. Значит, $\chi_{(1)} \approx k_1$ и основная волна распространяется с фазовой скоростью $V_{\phi 1} \approx (\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1})^{-1/2}$, соответствующей фазовой скорости в неограниченном пространстве с параметрами $\dot{\epsilon}_{a1}, \dot{\mu}_{a1}$. Для волн высших типов с ростом b/λ растет крутизна сплошных кривых, поэтому $k_{\perp 1n} b \rightarrow n\pi$ и, значит, $\chi_{(n)} \rightarrow k_1$, т.е. $V_{\phi n} \rightarrow (\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1})^{-1/2}$.

Если $b/\lambda \rightarrow 0$, то и $q_1 = \sqrt{\chi_{(1)}^2 - k^2} \rightarrow 0$, значит, фазовая скорость волны $V_{\phi 1} \rightarrow (\dot{\epsilon}_a \dot{\mu}_a)^{-1/2}$. Если толщина слоя $b \rightarrow b^{кр.n}$, то $k_{\perp 1n} b \rightarrow b\rho$, поэтому $q_n b \rightarrow 0$ и для вновь возникающего типа поверхности волны $\chi_{(n)} \rightarrow k$.

Таким образом, для всех типов волн удовлетворяется соотношение $k < \chi_{(n)} < k_1$, $(\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1})^{-1/2} < V_{\phi n} < (\dot{\epsilon}_a \dot{\mu}_a)^{-1/2}$. Значит, фазовые скорости всех типов поверхностных волн меньше фазовой скорости волны, распространяющейся в неограниченном пространстве с параметрами ϵ_a, μ_a и больше фазовой скорости волны, распространяющейся в неограниченном пространстве с параметрами ϵ_{a1}, μ_{a1} . Поверхностные волны по отношению к верхнему полупространству являются медленными. Замедление фазовой скорости часто является одним из основных параметров. Поэтому вводят коэффициенты замедления волн, равные $V_{\phi}/V_{\phi n} = \beta_n/\beta = \chi_n/k$ (k и $\chi_{(n)}$ – действительные величины). Последние можно рассчитать, вычислив величины $\chi_{(n)}$. На рисунке 2.9 приведены расчетные графики для случая, когда $\dot{\epsilon}_a = \epsilon_0, \dot{\mu}_a = \dot{\mu}_{a1} = \mu_0, \dot{\epsilon}_{a1} = 2,6\epsilon_0$.

Силовые линии электрического поля структуры электрического и магнитного полей определенного типа поверхностной E -волны не перпендикулярны поверхности раздела $y = b$, так как при $y = b$ отлична от нуля $E_z^{пов}$.

ПРЕДПОЛОЖИМ ТЕПЕРЬ, ЧТО СЛОЙ ДИЭЛЕКТРИКА НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛОСКОСТИ ВОЗБУЖДАЕТСЯ БЕСКОНЕЧНО ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ СИНФАЗНОЙ НИТЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА (РИС. 2.6). ПРИ ЭТОМ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СТРУКТУРЕ НЕ МЕНЯЕТСЯ (РИС. 2.2), И СТОРОННИЕ ТОКИ ИМЕЮТ ВИД

$$\vec{j}^e = \vec{i}_x j^e = \vec{i}_x I_0^e \delta(y - y_0) \delta(z - z_0), j^m = 0.$$

$$\text{Значит } A_1^e = \vec{i}_x A_{x1}^e, A_1^m = 0, A^e = \vec{i}_x A_x^e, A^m = 0.$$

Очевидно, что граничные условия для касательных составляющих напряженностей поля определяются выражениями (2.1), (2.5). Но в соответствии с [14] отличные от нуля составляющие векторов \vec{E}_1, \vec{H}_1 , и \vec{E}, \vec{H} касательные к поверхностям раздела, имеют вид:

$$H_{z1} = -\frac{\partial A_{x1}^e}{\partial y}; H_z = -\frac{\partial A_x^e}{\partial y}; E_{x1} = -i\omega \dot{\mu}_{a1} A_{x1}^e; E_x = -i\omega \dot{\mu}_a A_x^e.$$

Поэтому граничные условия для A_{x1}^e , A_x^e формулируются так:

$$A_{x1}^e = 0 \quad \text{при } y = 0;$$

$$\frac{\partial A_{x1}^e}{\partial y} = \frac{\partial A_x^e}{\partial y}, \quad \dot{\mu}_{a1} A_{x1}^e = \dot{\mu}_a A_x^e \quad \text{при } y = b.$$

Продольные составляющие векторов \bar{E}_1 , \bar{E} равны нулю, поэтому возбуждаемое поле является полем H -волн.

Методика решения граничной задачи не отличается от вышеизложенной. Поскольку граничные условия в этой задаче имеют другую форму, то вместо уравнения (2.16) имеем другое характеризующее уравнение

$$qb = -k_{\perp 1} \left(\frac{\mu_a}{\mu_{a1}} \right) \operatorname{ctg} k_{\perp 1} b, \quad (2.18)$$

определяющее коэффициенты распространения $\chi_{(n)}$ поверхностных H -волн.

Решением граничной задачи при $y \geq b$ является

$$A_x^e = - \sum_{n=0}^{N_1} B_n^{\mp} \exp \left[- \sqrt{\chi_{(n)}^2 - k^2} (y - b) \pm i \chi_n (z - z_0) \right] + A_x^{\text{exp}}(p), \quad (2.19)$$

где B_n^{\mp} – коэффициенты; $N_1 + 1$ – число решений предыдущего уравнения; функция A_x^{exp} описывает пространственную волну.

В правую часть характеристического уравнения для H -волн входит множитель $\operatorname{ctg} k_{\perp 1} b$. Поэтому первое решение уравнения $\chi_{(1)}$ появится при $\rho b > \pi/2$, т.е. при $b > \pi/2 \sqrt{k_1^2 - k^2}$. Значит, поверхностные H -волны в направляющей системе появляются только при условии, что $b > 0,25 \lambda \sqrt{\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1} / \dot{\epsilon}_a \dot{\mu}_a - 1}$.

Если в направляющей системе распространяется только H -волна, имеющая одно значение коэффициента фазы $\chi_{(1)}$, то $E_x^{\text{пов}} = Z_H H_Z^{\text{пов}}$, где поверхностное сопротивление

$$Z_H \approx i W_1 \operatorname{tg}(k_1 b) \quad (2.20)$$

найдено при условии, что $\chi_{(1)} \ll k_1^2$.

Известно [14], что поле поверхностной $E(H)$ волны спадает экспоненциально по нормали к поверхности диэлектрического слоя

$$E(y) = E_0 \exp \left[-k \sqrt{\frac{k_{3C.n}^2}{k^2} - 1} \cdot (y - b) \right] = E_0 \exp \left[-\alpha_y (y - b) \right], \quad (2.21)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma}$; $k_{3C.n} = \frac{2\pi}{\lambda_{3C.n}}$ – коэффициенты распространения поверхностной волны порядка n вдоль

оси z . Здесь отношение $\frac{k_{3C.n}}{k} = \frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_{3C.n}} = \frac{c}{V_{\Phi 3C.n}} = v_3$.

Перед тем как определять величину α_y , оценим величину $\Delta y = d$, при которой амплитуда поля по оси Y уменьшается в e раз. В этом случае

$$\exp\left[-k\sqrt{v_3^2-1}\cdot d\right] = e^{-1}, \quad \text{т.е.} \quad \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma}\sqrt{v_3^2-1}\cdot d = 1.$$

При $\lambda_\Gamma = 3,14 \cdot 10^{-2}$ м и $v_3 = 1,41$ величина $d = 5 \cdot 10^{-3}$ м, что показывает высокую величину чувствительности α_y к изменению коэффициента замедления v_3 , так как

$$\alpha_y = \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma}\sqrt{v_3^2-1}. \quad (2.22)$$

Найдем зависимость $\alpha_y = \alpha_y\left(\varepsilon', \mu', \frac{b}{\lambda_\Gamma}\right)$. Основное трансцендентное уравнение для поверхностных E -волн имеет вид [см. (2.16)]:

$$g_n b = \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{k_1^2 - k_{3C.n}^2} b(\varepsilon)^{-1} \operatorname{tg}\left(\sqrt{k_1^2 - k_{3C.n}^2} b\right),$$

где $g_n = \alpha_y$, $k_1 = \sqrt{\varepsilon'\mu'} k$, причем $k < k_{3C.n} < k_1$, что соответствует $1 < v_3 < \sqrt{\varepsilon'\mu'}$.

С учетом вышесказанного

$$\alpha_y = k \frac{\sqrt{\varepsilon'\mu' - v_3}}{\varepsilon'} \operatorname{tg}\left(\sqrt{\varepsilon'\mu' k_1^2 - k_{3C.n}^2} b\right).$$

После некоторых преобразований, с учетом выражения (2.22) получим трансцендентное выражение для определения искомой величины α_y для E -мод

$$\begin{aligned} \alpha_{yE} &= \frac{\sqrt{k^2(\varepsilon'\mu' - 1) - \alpha_y^2}}{\varepsilon'} \operatorname{tg}\left(\sqrt{k^2(\varepsilon'\mu' - 1) - \alpha_y^2} b\right) = \\ &= \frac{2\pi}{\varepsilon'\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y \lambda_\Gamma}{2\pi}\right)^2} \operatorname{tg}\left[\frac{2\pi b}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y \lambda_\Gamma}{2\pi}\right)^2}\right]. \end{aligned} \quad (2.23)$$

2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Напряженность поля E в точке y имеет вид $E(y) = E_0 \exp[-\alpha(y)y]$. Отсюда коэффициент затухания

$$\alpha_{yE} = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{E(y)}{E(y+d)} \right].$$

АНАЛИТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ИМЕЮТ ВИД:

- для мод E -волн величина α_{yE} определяется выражением (2.23);
- для мод H -волн, преобразовав (2.19), получим

$$\alpha_{yH} = \frac{2\pi}{\lambda_r \mu} \sqrt{\varepsilon' \mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_H \lambda_r}{2\pi} \right)^2} \left[-\operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi b}{\lambda_r} \sqrt{\varepsilon' \mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_H \lambda_r}{2\pi} \right)^2} \right) \right], \quad (2.24)$$

где ε' – действительная часть относительной диэлектрической проницаемости слоя; μ' – действительная часть относительной магнитной проницаемости слоя; b – толщина покрытия; λ_r – длина волны генератора СВЧ.

Или

$$\alpha_{yE} = \frac{\beta_E}{\varepsilon} \operatorname{tg}(\beta_E b); \quad (2.25)$$

$$\alpha_{yH} = -\frac{\beta_H}{\mu} \operatorname{ctg}(\beta_H b). \quad (2.26)$$

Таким образом, очевидно, что величины $\alpha_{yE,H}$ функционально зависят от измеряемых параметров слоя ε' , μ' , b и длины волн генератора λ_r , т.е. величина $\alpha_{yEH} = \Phi(\varepsilon', \mu', b, \lambda_r)$ и, следовательно, является их мерой.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УКАЗАННЫХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И РЕАЛИЗУЮЩИЕ ЕГО СПЕЦИАЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА ОБЛАДАЮТ СЛЕДУЮЩИМИ ПРЕИМУЩЕСТВАМИ:

- ВОЗМОЖНОСТЬ КОНСТРУКТИВНОЙ РАЗВЯЗКИ (ЕСЛИ ЭТО НЕОБХОДИМО И ПРИВОДИТ К УМЕНЬШЕНИЮ ВРЕМЕНИ СКАНИРОВАНИЯ) ВОЗБУДИТЕЛЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ «РАЗЛИТОЙ» ПО СКАНИРУЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛНЫ И СПЕЦИАЛЬНОЙ МАТРИЦЫ ЛИНЕЕК ПРИЕМНЫХ ВИБРАТОРОВ (ЛПВ);
- ИНВАРИАНТНОСТЬ (НЕЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ) К ВАРИАЦИЯМ ЗАЗОРА. ВЕЛИЧИНА ИЗМЕРЯЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЗАТУХАНИЯ НЕ ЗАВИСИТ ОТ РАССТОЯНИЯ ЛПВ ОТ СЛОЯ АНАЛИЗИРУЕМОГО ПОКРЫТИЯ;
- ВОЗМОЖНОСТЬ МИКРОПРОЦЕССОРНОГО УПРАВЛЕНИЯ СКАНИРОВАНИЕМ, ПРИЕМОМ И ОБРАБОТКОЙ ИНФОРМАЦИИ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ, С ВЫВОДОМ ТРЕХМЕРНОЙ КАРТИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ε' , μ' , b ПО ПОВЕРХНОСТИ.

2.3. СХЕМА РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА

На рисунке 2.10 показана расчетная схема метода измерения толщины слоя b , относительной диэлектрической проницаемостью ε' , относительной магнитной проницаемостью μ' , модуля вол-

нового сопротивления \dot{Z}_B , фазовой скорости V_ϕ слоя покрытия [17]. Системой специальных излучателей [18] над магнитоэлектрическим слоем, расположенным над металлической подложкой, с неизвестными параметрами последовательно возбуждаем две E -волны на разных, но близких длинах волн $\lambda_{r1}, \lambda_{r2}$ и одну H -волну на λ_{r3} . Здесь E - и H -волны являются медленными поверхностными.

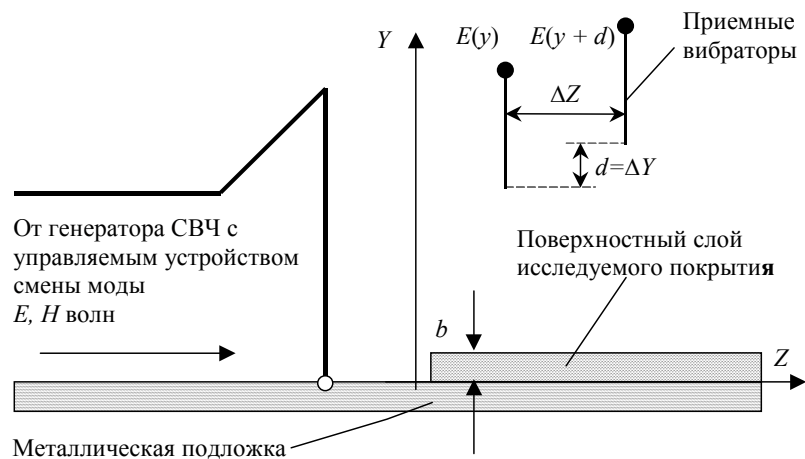


Рис. 2.10. Система измерения α_y напряженности поля над покрытием

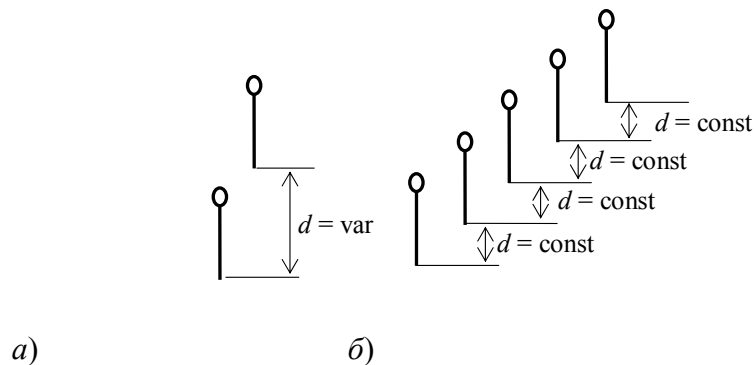


Рис. 2.11. Варианты реализации системы приемных вибраторов: с регулируемым (а) и постоянным (б) расстоянием между ними

Измеряем напряженность поля в данной точке с помощью системы приемных вибраторов при разных значениях базы d между приемниками. Результаты усредняем. При этом существует два варианта реализации системы приемных вибраторов: два вибратора с регулируемым расстоянием между ними (рис. 2.11, *а*) и набор приемных устройств с постоянным дискретным расстоянием между соседними вибраторами (рис. 2.11, *б*). В первом случае изменение значения базы d между приемниками достигается за счет регулирования расстояния между ними, а во втором – переключением вибраторов [19].

Условием пренебрежения влияния геометрического и электрофизического градиента исследуемого слоя является измерение при малом значении базы d и на малой высоте y_0 вне зоны прямой быстрой волны (рис. 2.11).

Далее рассчитываем коэффициенты нормального затухания $\alpha_{E1}, \alpha_{E2}, \alpha_{H3}$ из выражения $E(y) = E_0 \exp[-\alpha(y)y]$, считая $\alpha(y) = \alpha = \text{const}$. Для определения параметров b, ε', μ' необходимо решить систему трансцендентных уравнений (2.23) при $\lambda_r = \lambda_{r1}$ и $\lambda_r = \lambda_{r2}$ и (2.24) при $\lambda_r = \lambda_{r3}$.

ПЕРЕВОДЯ АНТЕННЫ ВИБРАТОРА В ДРУГУЮ ТОЧКУ ИССЛЕДУЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ДЕЛАЕМ ШАГ, ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ ЗНАЧЕНИЮ ГРАДИЕНТА КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ, И ПОВТОРЯЕМ ВЫШЕУКАЗАННЫЕ ДЕЙСТВИЯ.

Таким образом, нормальный недиссипативный коэффициент затухания α_y позволяет судить о величинах $\varepsilon', \mu', b, |\dot{Z}_b|$ бесконтактно. Алгоритмы поверхностного сканирования величин должны содержать последовательное возбуждение полей E -волн и H -волн на разных λ_r и решения системы независимых уравнений вида (2.23) и (2.24).

ОГРАНИЧЕНИЯ ТЕОРИИ ВЫЗВАНЫ, В ПЕРВУЮ ОЧЕРЕДЬ, НЕСИНФАЗНОСТЬЮ АПЕРТУРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, А, СЛЕДОВАТЕЛЬНО, НЕОБХОДИМОСТЬЮ ИЗМЕРЕНИЙ В ДЗ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ И ПО МАКСИМУМУ ДН.

Рассмотрим вопрос о локальности измерения вибратором (рис. 2.12). Вибратор располагается по касательной к силовой линии E для повышения чувствительности $J \equiv \frac{e}{R} \cong \frac{El}{R}$, где e – наводимая ЭДС; R – сопротивление вибратора; l – эффективная длина вибратора.

Для улучшения локальности $l \cos \theta \rightarrow 0$, т.е. вибратор должен быть нормален поверхности (так и в эксперименте, так как для реальной волны угол $\theta \approx \pi/2$).

Локальность по X и Z определяется поперечным сечением вибратора, которое должно быть минимальным, и обусловлена:

- а) прочностью (с уменьшением r уменьшается прочность);
- б) сопротивлением вибратора R (с уменьшением r увеличивается R и уменьшается J , измеренный как мера E).

Условия «а» и «б» находятся в противоречии друг с другом, необходим оптимальный компромисс для обеспечения максимума локальности по осям X и Z .

Локальность по оси y определяется величиной l вибратора и соотношением шага дискретизации по Y (т.е. величиной d) к l (должно

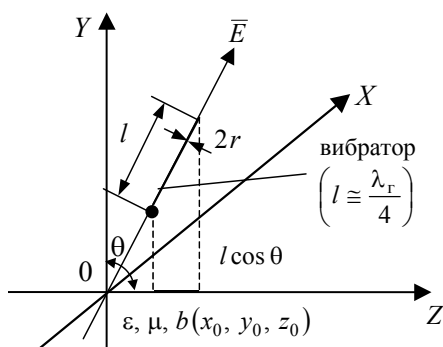


Рис. 2.12. Определение локальности измерения вибратором

быть $l \ll \lambda_r$), а для максимума чувствительности необходимо $l = \lambda_r / 4$. Иными словами, необходим компромисс, т.е. решение многопараметрической оптимизационной задачи:

- $\max L$ при вариации вектора параметров (r, l, λ_r) ,
- $\max J$ при вариации вектора параметров (r, l, λ_r) , где L – условная мера локальности.

2.4. ВЫБОР МОД, ДЛИН ВОЛН ГЕНЕРАТОРА И ДИАПАЗОНОВ ОДНОМОДОВОСТИ E - И H -МОД

Согласно (2.9) – (2.11) и (2.18) в замедляющей структуре возможно существование конечного количества конкурирующих мод E и H поверхностных волн, в зависимости от выбранных диапазонов изменение $b_{\min} \dots b_{\max}$, $\epsilon_{\min} \dots \epsilon_{\max}$, $\mu_{\min} \dots \mu_{\max}$ при заданной рабочей длине волны $\lambda_r = \lambda$. Длина волны λ , в свою очередь может выбираться из рабочего диапазона $\lambda_{\min} \dots \lambda_{\max}$, в котором может физически

очередь может выбираться из рабочего диапазона $\lambda_{\min} \dots \lambda_{\max}$, в котором может физически реализоваться измерительный эффект.

Верхняя граница λ_{\max} не может быть больше 0,3 м из-за отсутствия приемлемых волноводов и больших габаритов излучающих апертур. Нижняя граница определяется также возможностями волноводной техники, структурными возможностями приемной части, и, в принципе, ограничена длинами волн ближнего ИК-диапазона, т.е. порядка единиц миллиметров, а реально $\lambda_{\min} \geq 0,8 \dots 0,9$ см. В такой, достаточно широкой, полосе длин волн и следует выбирать набор рабочих длин волн, также и в зависимости от структуры алгоритма измерений, который может быть, как будет видно далее, и многомодовым [14].

Отметим пока очевидный факт (подтверждаемый и теоретически и экспериментально), что с уменьшением измеряемых величин следует синхронно и уменьшить λ для любых мод E и H -волн.

РАССМОТРИМ ПОЛОЖЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ГРАНИЦЫ СУЩЕСТВОВАНИЯ МОД, ИХ КОЛИЧЕСТВО, УСЛОВИЯ ИХ КОНКУРЕНЦИИ.

1. Идеальные апертурные излучатели в ДЗ возбуждают дискретный набор только E -мод при вертикальной поляризации излучения, а H -моды при горизонтальной поляризации.

2. Реальные апертурные излучатели даже на максимуме ДН имеют наклонную поляризацию, близкую к чисто линейной, и тем не менее возбуждают в принципе дискретный набор E - и H -мод, с конкуренцией этих мод по мощности излучения. Разработанные излучатели позволяют уменьшить конкуренцию H -мод к E - (и наоборот) от величины развязки от 6 дБ до 40...45 дБ, что позволяет реализовать дискретный набор E -мод от одной конструктивно апертуры при условиях принадлежности их фазового аргумента:

$$\beta_E b \in \left[2\pi n \dots (2n+1) \frac{\pi}{2} \right], \text{ при } n = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (2.27)$$

$$\varepsilon \in [2 \dots 15]; \mu \in [1 \dots 50]; b \in [0,0025 \dots 0,025] \text{ м.}$$

Набор H -мод при тех же условиях (рис. 2.13, а)

$$\beta_H b \in [(2n+1)\pi \dots (n+1)\pi], \quad (2.28)$$

3. Если необходимо по алгоритмам разных методов измерения возбуждение на разных λ как E -, так и H -мод, то нужна разработка специальной апертуры, например, вида «полуконус», «полукрест» без фазового сдвига линейных ортогональных поляризаций.

4. Величина λ_{\max} диапазона возможных значений λ_r , численно равная λ_{E1}^H – начальной длине волны, при которой появляется первая мода E , т.е. $E1$ -мода,

$$\lambda_{\max} = \lambda_{E1}^H, \quad (2.29)$$

определяется в СВЧ диапазоне физической реализуемостью разработанного метода поверхностных волн, где информативно проявляется эффект зависимости $\alpha_y = \Phi(\epsilon', \mu', b)$.

5. Все моды (E и H) имеют одно и то же конечное значение $\lambda_{EH}^k = \lambda_{\min}$ (рис. 2.13, б), где все моды кроме последней (на рис. 2.13, б это мода $E3$) являются «латентными», т.е. величины их коэффициентов затухания при λ_{\min} столь велики (больше α_{\max} , выбираемого из определенных условий), что поле латентных мод сосредоточено на расстояниях от слоя b столь малых, что в зоне измерения базы d им можно пренебречь (развязка соседних E - и H -мод не хуже 40 дБ, а соседних мод E не хуже 60 дБ), т.е. латентные моды сильно «залипают».

6. Для реальных измерительно-излучающих систем набор дискретно реализуемых λ_r не может быть произвольным. Их возможное по отношению длин волн отличие не более 6 дБ, т.е. максимально в два раза [20].

Практическое значение величин λ_{EH}^k соседних E , H и E -соседних мод должно обеспечивать отношение их α_{yEH} на λ_{EH}^k не хуже, соответственно, 40 и 60 дБ. Например (рис. 2.13, а) отношение $\alpha_{yE1}^k / \alpha_{yH1}^k$ в точке α_{yE1}^k столь велико (> 40 дБ), что в точке λ_{E1}^k режим можно считать одномодовым для нелатентной моды $H1$, пренебрегая воздействием латентной моды на результаты взаимодействия нелатентной моды со слоем. В точке α_{yH1}^k – режим нелатентной моды $E2$ и т.д.

7. Все алгоритмы измерений комплекса параметров слоя должны использовать либо режим одной моды, либо режимы на двух соседних нелатентных модах E и H (окружность 1, рис. 2.13, а) либо режимы на двух соседних модах E , H и E -модах, попеременно нелатентных на различных λ_r (окружность 3 рис. 2.13, а).

Заведомо ясно, что предыдущие моды до пары соседних мод сильно латентны, а последующие – еще не возбуждаются [21].

На рисунке 2.13, б показаны величины критических длин волн $\lambda_{крE,H} = \lambda_{E,H}^H$, т.е. начальных для данной моды, с учетом того, что для основной моды $E1$, самой широкополосной, $\lambda_{кр} \rightarrow \infty$ (критическая длина волны отсутствует).

Условно $\lambda_{E1}^H = \lambda_{крE1} = \lambda_{\max}$. Величины же $\lambda_{E,H}^H$ определяют границы одномодового и двухмодового режимов с полосой $\Delta\lambda_{E,H}$ (рис. 2.13, а). Например, в полосе $\Delta\lambda_{E1,H1}$ конкурируют нелатентные моды, в полосе $\Delta\lambda_{H1}$ – режим одной моды $H1$ и т.д.

8. В каждом конкретном вышерассмотренном случае необходимо оценить в точках λ^k , то значение y_{\min} , с которых можно измерить величину α_{yEH} нелатентной моды. Заметим, что $\beta_{E,H}b$ никогда не может быть $\frac{\pi}{2}(2n-1)$ – E -моды; $n\pi$ – H -моды, т.е. $\beta_{E1,H1}b \neq \frac{\pi}{2}$ или π и т.д. ($n=1, 2, \dots$) и не является границей мод.

При уменьшении λ_{E1} , когда $\lim \beta_E b \rightarrow \frac{\pi}{2}$ мода $E1$ может быть «залипает» сильно, но продолжает существовать, т.е. число одновременно существующих мод тем больше, чем меньше λ_r и больше ρb . Нормально реализуется последняя мода, а все предыдущие находятся в латентном (сильно «залипшем») состоянии.

Зона области $\Delta\lambda_{H1,E1}$, $\Delta\lambda_{H1,E2}$, $\Delta\lambda_{H2,E2}$ и т.д. – области конкуренции нелатентных мод. В зависимости от λ при ее уменьшении это приводит к увеличению числа мод по алгоритму:

- E – нелатентная мода;
- начиная с $\beta_{H1}b = \frac{\pi}{2}$, но не достигая $\beta_{E1}b \Rightarrow \frac{\pi}{2}$ мода $E1$ становится латентной (сильно прижатой к поверхности из-за очень большого коэффициента затухания α_{E1});
- далее $H1$ – нелатентная мода, затем при $\beta_{H1}b = \pi$, появляется нелатентная мода $E2$, а $H2$ – становится латентной и т.д.

РАССМОТРИМ ПОДРОБНЕЕ ОГРАНИЧЕНИЕ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ ОСНОВНЫХ МОД, МЕТОДЫ ВЫБОРА НАЧАЛЬНЫХ ДЛИН ВОЛН И АНАЛИЗ ИНФОРМАТИВНЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЕЙ.

2.5. ОСНОВНАЯ МОДА $E1$

Мода $E1$ является основной. У нее нет критической частоты. В этом случае диапазон по длине волны ограничен сверху величиной, определяющей возможность физической реализуемости информативного эффекта поверхностной медленной волны (порядка единиц дециметров). Таким образом, мода является самой широкополосной и единственной из всех мод, для которых реализуется чисто одномодовый режим в полосе длин волн от $\lambda_{\max} = \lambda_{E1}^H$ до $\lambda_{\text{кр}H1} = \lambda_{H1}^H$ (рис. 2.13, а, б) [22].

К ограничениям на первую моду $E1$ относятся следующие условия:

1. Условие $\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{E1}\lambda}{2\pi}\right)^2 \geq 0$ всегда выполняется, отсюда

$$\alpha_{E1} \leq \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1} \cong 21f \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1}, \quad f[\text{ГГц}]: \lambda_\Gamma \in [\lambda_{\text{кр}H1}; \lambda_{\max}].$$

С другой стороны,

$$\sqrt{\varepsilon'\mu'}k = k_1 \text{ и } k_1^2 > k_{3C}^2 = k^2 + \alpha^2 > k^2.$$

Отсюда $\alpha^2 \leq k_1^2 - k^2$, что следует из физической возможности существования поверхностных волн в слое $b \neq \infty$ (при $b \rightarrow \infty$ $k_1 = k_{3C}$).

2. Условие $\frac{2\pi b}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{E1}\lambda_\Gamma}{2\pi}\right)^2} < \frac{\pi}{2}$,

$$\alpha_{E1} > \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{4b}\right)^2} \cong 21f \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{4b}\right)^2}.$$

3. Объединяя условия 1 и 2, будем иметь

$$21f \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{4b}\right)^2} < \alpha_{E1} \leq 21f \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1}. \quad (2.30)$$

4. Кроме того, должно выполняться условие

$$\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{4b}\right)^2 \geq 0 \Rightarrow \frac{b}{\lambda_\Gamma/4} \geq \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'\mu' - 1}}.$$

Отсюда

$$b \geq \frac{\lambda_\Gamma}{4\sqrt{\varepsilon'\mu' - 1}}. \quad (2.31)$$

Соседней модой для основной моды является мода $H1$, при $\lambda_r < \lambda_{H1}^H = \lambda_{крH1}$, конкурирующая с ней (пока $E1$ не стала латентной). Условие, при котором (т.е. при какой $\lambda_r \leq \lambda_{H1}^H$) начинает существовать $H1$ -мода

$$0 \leq -\text{ctg} \beta_H b = \text{tg} \left(\beta_H b - \frac{\pi}{2} \right) \leq \infty; \quad \frac{\pi}{2} \leq \beta_H b \leq \pi.$$

В общем случае для $\mu' \neq 1$

$$\pi \geq \beta_H = \frac{2\pi b}{\lambda_r} \sqrt{\varepsilon' \mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_r \alpha_H}{2\pi} \right)^2} \geq \frac{\pi}{2}.$$

При b_{\min} и $(\varepsilon' \mu')_{\min}$, когда $\alpha_{H1} = 0$

$$\frac{2\pi b_{\min}}{\lambda_{H1}^H} \sqrt{(\varepsilon' \mu')_{\min} - 1} \geq \frac{\pi}{2}; \quad \frac{\lambda_{H1}^H}{4} \leq b_{\min} \sqrt{(\varepsilon' \mu')_{\min} - 1}.$$

Например, при $(\varepsilon' \mu')_{\min} = 10$, $\lambda_{H1}^H \leq 12 b_{\min}$.

Так как $\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} < 0$ ($\varphi = \beta_{E1} b$), т.е. с уменьшением λ_r , $\beta_{E1} b$ должно возрастать, а величина $\alpha'(\lambda) < 0$, и α_E возрастает с уменьшением λ_r , рассмотрим простейший случай: для моды $E1$, когда $\beta_{E1} b \ll 1$; уравнение (2.23), при том, что $\text{tg} \beta_E b \approx \beta_E b$ (смотри далее аппроксимацию и ее оценку, по которой $\beta_E b$ не так мало). При $\alpha_{E1} = \alpha$, $\lambda_r = \lambda_{E1} = \lambda$:

$$\alpha \cong \frac{b}{\varepsilon'} \beta_E^2 = \frac{b}{\varepsilon'} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left[\varepsilon' \mu' - 1 - \left(\frac{\alpha \lambda}{2\pi} \right)^2 \right].$$

$$\text{Важно, что } \alpha_E = \frac{(b\beta_E)^2}{b\varepsilon'} = \beta_E b \frac{\beta_E}{\varepsilon'} \Rightarrow \frac{\varepsilon' \alpha_E}{\beta_E} = \beta_E b \ll 1.$$

Величина затухания определяется уравнениями:

$$\alpha^2 + \frac{\varepsilon}{b} \alpha - (\varepsilon' \mu' - 1) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 = 0; \quad (2.32)$$

$$\alpha = 0,5 \frac{\varepsilon'}{b} \left[\sqrt{1 + 4(\varepsilon' \mu' - 1) \left(\frac{2\pi b}{\lambda \varepsilon'} \right)^2} - 1 \right], \text{ M}^{-1}; \quad (2.33)$$

$$\alpha = \frac{(b\beta_E)^2}{b\varepsilon'} \Rightarrow \alpha'_E(\lambda) = \frac{2\beta_E b [\beta_E b]'}{b\varepsilon'} = \frac{2\beta_E b}{\varepsilon'} \beta'_E(\lambda) \Rightarrow \beta'_E(\lambda) = \frac{\varepsilon'}{2\beta_E b} \alpha'_E(\lambda);$$

$$\alpha'_E(\lambda) = \frac{-2(\varepsilon'\mu' - 1) \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{b}{\varepsilon'\lambda}}{\sqrt{1 + 4(\varepsilon'\mu' - 1) \left(\frac{2\pi b}{\lambda\varepsilon}\right)^2}} < 0 \Rightarrow (\beta_E b)' < 0: \lambda \downarrow \Rightarrow \beta_E b \uparrow.$$

Выясним условия одновременного существования мод E и H .

Из базовых уравнений (2.23) и (2.24) следует:

$$\beta_E b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_E}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_E}{\lambda_E}\right)^2}; \quad (2.34)$$

$$\beta_H b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_H}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_H}{\lambda_H}\right)^2}. \quad (2.35)$$

Кроме того, $\beta_E \neq \beta_H$, так как при равных λ_Γ у них разные $\alpha_E \neq \alpha_H$, так как имеют место разные функции (tg и $-\text{ctg}$) в уравнениях (2.23) и (2.24), кроме того, $\frac{1}{\varepsilon'} \neq \frac{1}{\mu'}$. Отсюда ясно, что (индекс k – конечное значение) $\lambda_{E1}^k \neq \lambda_{H1}^k$, т.е.

$$\beta_{E1}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{E1}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_{E1}^k}{\lambda_{E1}^k}\right)^2} \Rightarrow \frac{\pi}{2}.$$

Так как $\alpha_{H1}^k = 0$, тогда $\beta_{H1}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{H1}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1} = \frac{\pi}{2}$, откуда $\lambda_{E1}^k < \lambda_{H1}^k$, а так как $\alpha_{E2}^k = 0$, то

$$\beta_{E2}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{E2}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1} = \pi \quad \text{и} \quad \beta_{H1}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{H1}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_{H1}^k}{\lambda_{H1}^k}\right)^2} \Rightarrow \pi,$$

откуда (см. рис. 2.13, *a* и *б*) $\lambda_{H1}^k < \lambda_{E2}^k$ и $\lambda_{E2}^k = \frac{\lambda_{H1}^k}{2}$.

В случае, когда

$$\beta_{E2}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{E2}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_{E2}^k}{\lambda_{E2}^k}\right)^2} \Rightarrow \frac{3\pi}{2}, \quad \beta_{H2}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{H2}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1} = \frac{3\pi}{2},$$

откуда $\lambda_{E2}^k < \lambda_{H2}^H$ и т.д.

Возможно получение рекуррентных формул, но лучше рассчитать по формуле (2.24) $\alpha_H = f(\lambda)$, а также построить на одном графике эти зависимости при $b, \varepsilon = \text{const}$, но разных по значениям из нужных диапазонов.

По разработанному алгоритму расчета величин затухания в функциях $\lambda_r, \varepsilon', \mu', b$ из трансцендентных уравнений (2.23) и (2.24) с учетом выражений для $\beta_{E,H}b$ (2.25), (2.26), (2.32), (2.33) получена совокупность графиков для анализа указанных зависимостей [23].

На рисунке 2.14 в рабочей полосе $\lambda_r \in [0,06..0,20]$ м длин волн показаны расчетные зависимости α (рис. 2.14, а) и β (рис. 2.14, б) для смежных первых рабочих мод $E1$ и $H1$, где для $b = 0,01$ м и $\varepsilon' = 10$ ($\mu' = 1$): $\lambda_{E1}^H = \lambda_{крE1} = 0,2$ м, $\lambda_{H1}^H = \lambda_{крH1} = 0,12$ м, $\Delta\lambda_{E1} = 0,08$ м, $\Delta\lambda_{E1H1} = 0,003$ м (при отношении $\alpha_{E1}^k / \alpha_{H1}$ не хуже 40 дБ при $\lambda_{E1}^k = 0,117$ м).

На рисунках 2.33 – 2.37 даны расчетные величины затухания, а также аппроксимированные их значения для моды $E1$ (см. далее) и величина $\beta_E b$ как функция λ рабочего диапазона для дискретных значений b и ε . Анализ расчетных величин коэффициентов затухания, аппроксимированных их значений для моды $E1$, а также величины $\beta_E b$ как функции λ рабочего диапазона для дискретных значений b и ε позволяет сделать следующие важные в ы в о д ы:

1. Критерием числа E -мод в рабочем диапазоне λ_r является произведение $b\varepsilon'$. В таблице 2.1 представлена дискретная зависимость n -числа возможных для реализации E -мод от дискретного набора комплекса $b\varepsilon'$. Из данной таблицы легко выбрать пределы режима основной моды $E1$, т.е. пределы измерения величин b и ε' .

2. С ростом номера моды ее полоса (по λ) уменьшается, а чувствительность λ_E к изменению параметров λ, b, ε' резко возрастает (особенно в областях близких к λ_{En}^H), что предъявляет особые требования к стабильности величины λ_r .

3. Очевидным преимуществом одномодового режима волны $E1$ является простота его реализации в полосе $\Delta\lambda_{E1}$.

2.1. Число n возможных E -мод при различных значениях $b\varepsilon'$

(Моды) n	$b\varepsilon'$			
1	0,005	0,0125	0,020	0,025
2	0,040	0,050		
3	0,100			
4	0,150			
5	0,175			
6	0,200			
7	0,250			
8	0,300			

Если $\pi < \rho b < 2\pi$, т.е. $\pi / \sqrt{k_1^2 - k^2} < b < 2\pi / \sqrt{k_1^2 - k^2}$, то возможно еще одно решение $\chi_{(2)}$ и в направляющей системе может распространяться еще одна волна. Если $N\pi < \rho b < (N+1)\pi$, то в системе возможно распространение $N+1$ волн с разными значениями коэффициентов распространения $\chi_{(n)}$. Значения соответствуют толщинам, при которых могут возникнуть первый, второй и т.д. типы волн, т.е. волны высших типов.

В случае, если b/λ велико, то сплошные кривые имеют большую крутизну: пересечение штриховой кривой с первой ветвью сплошной кривой происходит при $k_{\perp 1} b \approx \pi/2$, при этом $k_{\perp 10} \approx \pi/2b$, т.е. $\sqrt{k_1^2 - k^2} \approx \pi/2b \approx 0$. Значит, $\chi_{(1)} \approx k_1$ и основная волна распространяется с фазовой скоростью $V_{\phi 1} \approx (\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1})^{-1/2}$, соответствующей фазовой скорости в неограниченном пространстве с параметрами $\dot{\epsilon}_{a1}$, $\dot{\mu}_{a1}$. Для волн высших типов с ростом b/λ растет крутизна сплошных кривых, поэтому $k_{\perp n} b \rightarrow n\pi$ и, значит, $\chi_{(n)} \rightarrow k_1$, т.е. $V_{\phi n} \rightarrow (\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1})^{-1/2}$.

Если $b/\lambda \rightarrow 0$, то и $q_1 = \sqrt{\chi_{(1)}^2 - k^2} \rightarrow 0$, значит, фазовая скорость волны $V_{\phi 1} \rightarrow (\dot{\epsilon}_a \dot{\mu}_a)^{-1/2}$. Если толщина слоя $b \rightarrow b^{кр.н}$, то $k_{\perp n} b \rightarrow b\rho$, поэтому $q_n b \rightarrow 0$ и для вновь возникающего типа поверхности волны $\chi_{(n)} \rightarrow k$.

Таким образом, для всех типов волн удовлетворяется соотношение $k < \chi_{(n)} < k_1$, $(\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1})^{-1/2} < V_{\phi n} < (\dot{\epsilon}_a \dot{\mu}_a)^{-1/2}$. Значит, фазовые скорости всех типов поверхностных волн меньше фазовой скорости волны, распространяющейся в неограниченном пространстве с параметрами ϵ_a , μ_a и больше фазовой скорости волны, распространяющейся в неограниченном пространстве с параметрами $\dot{\epsilon}_{a1}$, $\dot{\mu}_{a1}$. Поверхностные волны по отношению к верхнему полупространству являются медленными. Замедление фазовой скорости часто является одним из основных параметров. Поэтому вводят коэффициенты замедления волн, равные $V_{\phi} / V_{\phi n} = \beta_n / \beta = \chi_n / k$ (k и $\chi_{(n)}$ – действительные величины). Последние можно рассчитать, вычислив величины $\chi_{(n)}$. На рисунке 2.9 приведены расчетные графики для случая, когда $\dot{\epsilon}_a = \epsilon_0$, $\dot{\mu}_a = \dot{\mu}_{a1} = \mu_0$, $\dot{\epsilon}_{a1} = 2,6\epsilon_0$.

Силовые линии электрического поля структуры электрического и магнитного полей определенного типа поверхностной E -волны не перпендикулярны поверхности раздела $y = b$, так как при $y = b$ отлична от нуля $E_z^{пов}$.

ПРЕДПОЛОЖИМ ТЕПЕРЬ, ЧТО СЛОЙ ДИЭЛЕКТРИКА НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛОСКОСТИ ВОЗБУЖДАЕТСЯ БЕСКОНЕЧНО ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ СИНФАЗНОЙ НИТЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА (РИС. 2.6). ПРИ ЭТОМ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СТРУКТУРЕ НЕ МЕНЯЕТСЯ (РИС. 2.2), И СТОРОННИЕ ТОКИ ИМЕЮТ ВИД

$$\vec{j}^e = \vec{i}_x j^e = \vec{i}_x I_0^e \delta(y - y_0) \delta(z - z_0), j^m = 0.$$

$$\text{Значит } A_1^e = \vec{i}_x A_{x1}^e, A_1^m = 0, A^e = \vec{i}_x A_x^e, A^m = 0.$$

Очевидно, что граничные условия для касательных составляющих напряженностей поля определяются выражениями (2.1), (2.5). Но в соответствии с [14] отличные от нуля составляющие векторов \vec{E}_1 , \vec{H}_1 , и \vec{E} , \vec{H} касательные к поверхностям раздела, имеют вид:

$$H_{z1} = -\frac{\partial A_{x1}^e}{\partial y}; \quad H_z = -\frac{\partial A_x^e}{\partial y}; \quad E_{x1} = -i\omega \dot{\mu}_{a1} A_{x1}^e; \quad E_x = -i\omega \dot{\mu}_a A_x^e.$$

Поэтому граничные условия для A_{x1}^e , A_x^e формулируются так:

$$A_{x1}^e = 0 \quad \text{при } y = 0;$$

$$\frac{\partial A_{x1}^e}{\partial y} = \frac{\partial A_x^e}{\partial y}, \quad \dot{\mu}_{a1} A_{x1}^e = \dot{\mu}_a A_x^e \quad \text{при } y = b.$$

Продольные составляющие векторов \bar{E}_1 , \bar{E} равны нулю, поэтому возбуждаемое поле является полем H -волн.

Методика решения граничной задачи не отличается от вышеизложенной. Поскольку граничные условия в этой задаче имеют другую форму, то вместо уравнения (2.16) имеем другое характеризующее уравнение

$$qb = -k_{\perp 1} \left(\frac{\mu_a}{\mu_{a1}} \right) \text{ctg } k_{\perp 1} b, \quad (2.18)$$

определяющее коэффициенты распространения $\chi_{(n)}$ поверхностных H -волн.

Решением граничной задачи при $y \geq b$ является

$$A_x^e = -\sum_{n=0}^{N_1} B_n^{\bar{}} \exp \left[-\sqrt{\chi_{(n)}^2 - k^2} (y - b) \pm i\chi_{(n)} (z - z_0) \right] + A_x^{e \text{мп}}(p), \quad (2.19)$$

где $B_n^{\bar{}}$ – коэффициенты; $N_1 + 1$ – число решений предыдущего уравнения; функция $A_x^{e \text{мп}}$ описывает пространственную волну.

В правую часть характеристического уравнения для H -волн входит множитель $\text{ctg } k_{\perp 1} b$. Поэтому первое решение уравнения $\chi_{(1)}$ появится при $\rho b > \pi/2$, т.е. при $b > \pi/2 \sqrt{k_1^2 - k^2}$. Значит, поверхностные H -волны в направляющей системе появляются только при условии, что $b > 0,25\lambda \sqrt{\dot{\epsilon}_{a1} \dot{\mu}_{a1} / \dot{\epsilon}_a \dot{\mu}_a - 1}$.

Если в направляющей системе распространяется только H -волна, имеющая одно значение коэффициента фазы $\chi_{(1)}$, то $E_x^{\text{пов}} = Z_H H_z^{\text{пов}}$, где поверхностное сопротивление

$$Z_H \approx iW_1 \text{tg}(k_1 b) \quad (2.20)$$

найдено при условии, что $\chi_{(1)} \ll k_1^2$.

Известно [14], что поле поверхностной $E(H)$ волны спадает экспоненциально по нормали к поверхности диэлектрического слоя

$$E(y) = E_0 \exp \left[-k \sqrt{\frac{k_{3C.n}^2}{k^2} - 1} \cdot (y-b) \right] = E_0 \exp \left[-\alpha_y (y-b) \right], \quad (2.21)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma}$; $k_{3C.n} = \frac{2\pi}{\lambda_{3C.n}}$ – коэффициенты распространения поверхностной волны порядка n вдоль оси z . Здесь отношение $\frac{k_{3C.n}}{k} = \frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_{3C.n}} = \frac{c}{V_{ФЗС.n}} = v_3$.

Перед тем как определять величину α_y , оценим величину $\Delta y = d$, при которой амплитуда поля по оси Y уменьшается в e раз. В этом случае

$$\exp \left[-k \sqrt{v_3^2 - 1} \cdot d \right] = e^{-1}, \quad \text{т.е.} \quad \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{v_3^2 - 1} \cdot d = 1.$$

При $\lambda_\Gamma = 3,14 \cdot 10^{-2}$ м и $v_3 = 1,41$ величина $d = 5 \cdot 10^{-3}$ м, что показывает высокую величину чувствительности α_y к изменению коэффициента замедления v_3 , так как

$$\alpha_y = \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{v_3^2 - 1}. \quad (2.22)$$

Найдем зависимость $\alpha_y = \alpha_y \left(\varepsilon', \mu', \frac{b}{\lambda_\Gamma} \right)$. Основное трансцендентное уравнение для поверхностных E -волн имеет вид [см. (2.16)]:

$$g_n b = \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{k_1^2 - k_{3C.n}^2} b(\varepsilon)^{-1} \operatorname{tg} \left(\sqrt{k_1^2 - k_{3C.n}^2} b \right),$$

где $g_n = \alpha_y$, $k_1 = \sqrt{\varepsilon' \mu'} k$, причем $k < k_{3C.n} < k_1$, что соответствует $1 < v_3 < \sqrt{\varepsilon' \mu'}$.

С учетом вышесказанного

$$\alpha_y = k \frac{\sqrt{\varepsilon' \mu' - v_3}}{\varepsilon'} \operatorname{tg} \left(\sqrt{\varepsilon' \mu' k_1^2 - k_{3C.n}^2} b \right).$$

После некоторых преобразований, с учетом выражения (2.22) получим трансцендентное выражение для определения искомой величины α_y для E -мод

$$\begin{aligned}\alpha_{yE} &= \frac{\sqrt{k^2(\varepsilon'\mu' - 1) - \alpha_y^2}}{\varepsilon'} \operatorname{tg}\left(\sqrt{k^2(\varepsilon'\mu' - 1) - \alpha_y^2} b\right) = \\ &= \frac{2\pi}{\varepsilon'\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y \lambda_\Gamma}{2\pi}\right)^2} \operatorname{tg}\left[\frac{2\pi b}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y \lambda_\Gamma}{2\pi}\right)^2}\right].\end{aligned}\quad (2.23)$$

2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Напряженность поля E в точке y имеет вид $E(y) = E_0 \exp[-\alpha(y)y]$. Отсюда коэффициент затухания

$$\alpha_y = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{E(y)}{E(y+d)} \right].$$

АНАЛИТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ИМЕЮТ ВИД:

- для мод E -волн величина α_{yE} определяется выражением (2.23);
- для мод H -волн, преобразовав (2.19), получим

$$\alpha_{yH} = \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma \mu} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_H \lambda_\Gamma}{2\pi}\right)^2} \left[-\operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi b}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_H \lambda_\Gamma}{2\pi}\right)^2}\right) \right], \quad (2.24)$$

где ε' – действительная часть относительной диэлектрической проницаемости слоя; μ' – действительная часть относительной магнитной проницаемости слоя; b – толщина покрытия; λ_Γ – длина волны генератора СВЧ.

Или

$$\alpha_{yE} = \frac{\beta_E}{\varepsilon} \operatorname{tg}(\beta_E b); \quad (2.25)$$

$$\alpha_{yH} = -\frac{\beta_H}{\mu} \operatorname{ctg}(\beta_H b). \quad (2.26)$$

Таким образом, очевидно, что величины $\alpha_{yE,H}$ функционально зависят от измеряемых параметров слоя ε' , μ' , b и длины волн генератора λ_Γ , т.е. величина $\alpha_{yEH} = \Phi(\varepsilon', \mu', b, \lambda_\Gamma)$ и, следовательно, является их мерой.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УКАЗАННЫХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И РЕАЛИЗУЮЩИЕ ЕГО СПЕЦИАЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА ОБЛАДАЮТ СЛЕДУЮЩИМИ ПРЕИМУЩЕСТВАМИ:

- ВОЗМОЖНОСТЬ КОНСТРУКТИВНОЙ РАЗВЯЗКИ (ЕСЛИ ЭТО НЕОБХОДИМО И ПРИВОДИТ К УМЕНЬШЕНИЮ ВРЕМЕНИ СКАНИРОВАНИЯ) ВОЗБУДИТЕЛЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ «РАЗЛИТОЙ» ПО СКАНИРУЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛНЫ И СПЕЦИАЛЬНОЙ МАТРИЦЫ ЛИНЕЕК ПРИЕМНЫХ ВИБРАТОРОВ (ЛПВ);
- ИНВАРИАНТНОСТЬ (НЕЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ) К ВАРИАЦИЯМ ЗАЗОРА. ВЕЛИЧИНА ИЗМЕРЯЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЗАТУХАНИЯ НЕ ЗАВИСИТ ОТ РАССТОЯНИЯ ЛПВ ОТ СЛОЯ АНАЛИЗИРУЕМОГО ПОКРЫТИЯ;

- ВОЗМОЖНОСТЬ МИКРОПРОЦЕССОРНОГО УПРАВЛЕНИЯ СКаниРОВАНИЕМ, ПРИЕМОМ И ОБРАБОТКОЙ ИНФОРМАЦИИ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ, С ВЫВОДОМ ТРЕХМЕРНОЙ КАРТИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ε' , μ' , b ПО ПОВЕРХНОСТИ.

2.3. СХЕМА РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА

На рисунке 2.10 показана расчетная схема метода измерения толщины слоя b , относительной диэлектрической проницаемостью ε' , относительной магнитной проницаемости μ' , модуля волнового сопротивления $\dot{Z}_в$, фазовой скорости V_ϕ слоя покрытия [17]. Системой специальных излучателей [18] над магнитодиэлектрическим слоем, расположенным над металлической подложкой, с неизвестными параметрами последовательно возбуждаем две E -волны на разных, но близких длинах волн $\lambda_{r1}, \lambda_{r2}$ и одну H -волну на λ_{r3} . Здесь E - и H -волны являются медленными поверхностными.

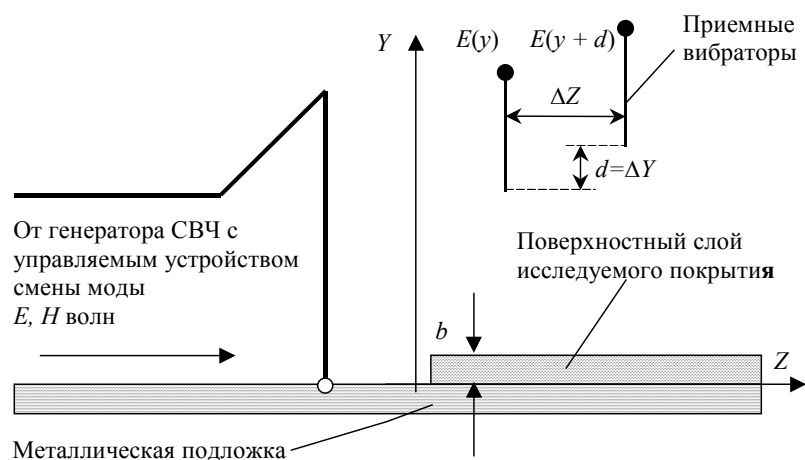


Рис. 2.10. Система измерения α_y напряженности поля над покрытием

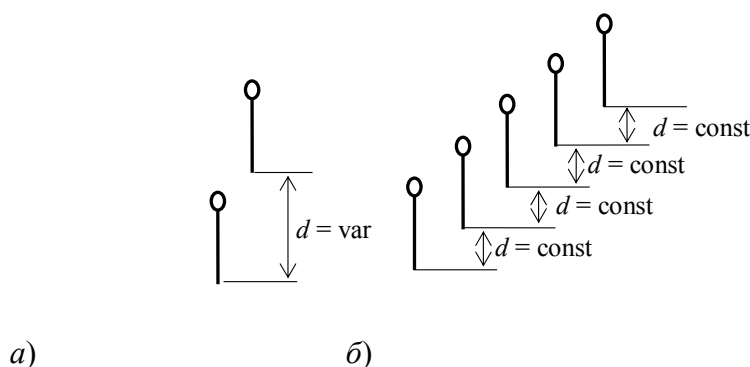


Рис. 2.11. Варианты реализации системы приемных вибраторов: с регулируемым (а) и постоянным (б) расстоянием между ними

Измеряем напряженность поля в данной точке с помощью системы приемных вибраторов при разных значениях базы d между приемниками. Результаты усредняем. При этом существует два варианта реализации системы приемных вибраторов: два вибратора с регулируемым расстоянием между ними (рис. 2.11, а) и набор приемных устройств с постоянным дискретным расстоянием между соседними

вибраторами (рис. 2.11, б). В первом случае изменение значения базы d между приемниками достигается за счет регулирования расстояния между ними, а во втором – переключением вибраторов [19].

Условием пренебрежения влияния геометрического и электрофизического градиента исследуемого слоя является измерение при малом значении базы d и на малой высоте y_0 вне зоны прямой быстрой волны (рис. 2.11).

Далее рассчитываем коэффициенты нормального затухания $\alpha_{E1}, \alpha_{E2}, \alpha_{H3}$ из выражения $E(y) = E_0 \exp[-\alpha(y)y]$, считая $\alpha(y) = \alpha = \text{const}$. Для определения параметров b, ε', μ' необходимо решить систему трансцендентных уравнений (2.23) при $\lambda_r = \lambda_{r1}$ и $\lambda_r = \lambda_{r2}$ и (2.24) при $\lambda_r = \lambda_{r3}$.

ПЕРЕВОДЯ АНТЕННЫ ВИБРАТОРА В ДРУГУЮ ТОЧКУ ИССЛЕДУЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ДЕЛАЕМ ШАГ, ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ ЗНАЧЕНИЮ ГРАДИЕНТА КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ, И ПОВТОРЯЕМ ВЫШЕУКАЗАННЫЕ ДЕЙСТВИЯ.

Таким образом, нормальный недиссипативный коэффициент затухания α_y позволяет судить о величинах $\varepsilon', \mu', b, |\dot{Z}_b|$ бесконтактно. Алгоритмы поверхностного сканирования величин должны содержать последовательное возбуждение полей E -волн и H -волн на разных λ_r и решения системы независимых уравнений вида (2.23) и (2.24).

ОГРАНИЧЕНИЯ ТЕОРИИ ВЫЗВАНЫ, В ПЕРВУЮ ОЧЕРЕДЬ, НЕСИНФАЗНОСТЬЮ АПЕРТУРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, А, СЛЕДОВАТЕЛЬНО, НЕОБХОДИМОСТЬЮ ИЗМЕРЕНИЙ В ДЗ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ И ПО МАКСИМУМУ ДН.

Рассмотрим вопрос о локальности измерения вибратором (рис. 2.12). Вибратор располагается по касательной к силовой линии E для повышения чувствительности $J \equiv \frac{e}{R} \cong \frac{El}{R}$, где e – наводимая ЭДС; R – сопротивление вибратора; l – эффективная длина вибратора.

Для улучшения локальности $l \cos \theta \rightarrow 0$, т.е. вибратор должен быть нормален поверхности (так и в эксперименте, так как для реальной волны угол $\theta \approx \pi/2$).

Локальность по X и Z определяется поперечным сечением вибратора, которое должно быть минимальным, и обусловлена:

- а) прочностью (с уменьшением r уменьшается прочность);
- б) сопротивлением вибратора R (с уменьшением r увеличивается R и уменьшается J , измеренный как мера E).

Условия «а» и «б» находятся в противоречии друг с другом, необходим оптимальный компромисс для обеспечения максимума локальности по осям X и Z .

Локальность по оси y определяется величиной l вибратора и соотношением шага дискретизации по Y (т.е. величиной d) к l (должно

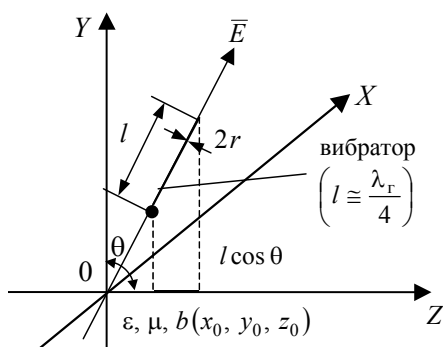


Рис. 2.12. Определение локальности измерения вибратором

быть $l \ll \lambda_r$), а для максимума чувствительности необходимо $l = \lambda_r / 4$. Иными словами, необходим компромисс, т.е. решение многопараметрической оптимизационной задачи:

- $\max L$ при вариации вектора параметров (r, l, λ_r) ,
- $\max J$ при вариации вектора параметров (r, l, λ_r) , где L – условная мера локальности.

2.4. ВЫБОР МОД, ДЛИН ВОЛН ГЕНЕРАТОРА И ДИАПАЗОНОВ ОДНОМОДОВОСТИ E- И H-МОД

Согласно (2.9) – (2.11) и (2.18) в замедляющей структуре возможно существование конечного количества конкурирующих мод E и H поверхностных волн, в зависимости от выбранных диапазонов изменение $b_{\min} \dots b_{\max}$, $\epsilon_{\min} \dots \epsilon_{\max}$, $\mu_{\min} \dots \mu_{\max}$ при заданной рабочей длине волны $\lambda_r = \lambda$. Длина волны λ , в свою очередь может выбираться из рабочего диапазона $\lambda_{\min} \dots \lambda_{\max}$, в котором может физически

очередь может выбираться из рабочего диапазона $\lambda_{\min} \dots \lambda_{\max}$, в котором может физически реализоваться измерительный эффект.

Верхняя граница λ_{\max} не может быть больше 0,3 м из-за отсутствия приемлемых волноводов и больших габаритов излучающих апертур. Нижняя граница определяется также возможностями волноводной техники, структурными возможностями приемной части, и, в принципе, ограничена длинами волн ближнего ИК-диапазона, т.е. порядка единиц миллиметров, а реально $\lambda_{\min} \geq 0,8 \dots 0,9$ см. В такой, достаточно широкой, полосе длин волн и следует выбирать набор рабочих длин волн, также и в зависимости от структуры алгоритма измерений, который может быть, как будет видно далее, и многомодовым [14].

Отметим пока очевидный факт (подтверждаемый и теоретически и экспериментально), что с уменьшением измеряемых величин следует синхронно и уменьшить λ для любых мод E и H -волн.

РАССМОТРИМ ПОЛОЖЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ГРАНИЦЫ СУЩЕСТВОВАНИЯ МОД, ИХ КОЛИЧЕСТВО, УСЛОВИЯ ИХ КОНКУРЕНЦИИ.

1. Идеальные апертурные излучатели в ДЗ возбуждают дискретный набор только E -мод при вертикальной поляризации излучения, а H -моды при горизонтальной поляризации.

2. Реальные апертурные излучатели даже на максимуме ДН имеют наклонную поляризацию, близкую к чисто линейной, и тем не менее возбуждают в принципе дискретный набор E - и H -мод, с конкуренцией этих мод по мощности излучения. Разработанные излучатели позволяют уменьшить конкуренцию H -мод к E - (и наоборот) от величины развязки от 6 дБ до 40...45 дБ, что позволяет реализовать дискретный набор E -мод от одной конструктивно апертуры при условиях принадлежности их фазового аргумента:

$$\beta_E b \in \left[2\pi n \dots (2n+1) \frac{\pi}{2} \right], \text{ при } n = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (2.27)$$

$$\varepsilon \in [2 \dots 15]; \mu \in [1 \dots 50]; b \in [0,0025 \dots 0,025] \text{ м.}$$

Набор H -мод при тех же условиях (рис. 2.13, а)

$$\beta_H b \in [(2n+1)\pi \dots (n+1)\pi], \quad (2.28)$$

3. Если необходимо по алгоритмам разных методов измерения возбуждение на разных λ как E -, так и H -мод, то нужна разработка специальной апертуры, например, вида «полуконус», «полукрест» без фазового сдвига линейных ортогональных поляризаций.

4. Величина λ_{\max} диапазона возможных значений λ_r , численно равная λ_{E1}^H – начальной длине волны, при которой появляется первая мода E , т.е. $E1$ -мода,

$$\lambda_{\max} = \lambda_{E1}^H, \quad (2.29)$$

определяется в СВЧ диапазоне физической реализуемостью разработанного метода поверхностных волн, где информативно проявляется эффект зависимости $\alpha_y = \Phi(\epsilon', \mu', b)$.

5. Все моды (E и H) имеют одно и то же конечное значение $\lambda_{EH}^k = \lambda_{\min}$ (рис. 2.13, б), где все моды кроме последней (на рис. 2.13, б это мода $E3$) являются «латентными», т.е. величины их коэффициентов затухания при λ_{\min} столь велики (больше α_{\max} , выбираемого из определенных условий), что поле латентных мод сосредоточено на расстояниях от слоя b столь малых, что в зоне измерения базы d им можно пренебречь (развязка соседних E - и H -мод не хуже 40 дБ, а соседних мод E не хуже 60 дБ), т.е. латентные моды сильно «залипают».

6. Для реальных измерительно-излучающих систем набор дискретно реализуемых λ_r не может быть произвольным. Их возможное по отношению длин волн отличие не более 6 дБ, т.е. максимально в два раза [20].

Практическое значение величин λ_{EH}^k соседних E , H и E -соседних мод должно обеспечивать отношение их α_{yEH} на λ_{EH}^k не хуже, соответственно, 40 и 60 дБ. Например (рис. 2.13, а) отношение $\alpha_{yE1}^k / \alpha_{yH1}^k$ в точке α_{yE1}^k столь велико (> 40 дБ), что в точке λ_{E1}^k режим можно считать одномодовым для нелатентной моды $H1$, пренебрегая воздействием латентной моды на результаты взаимодействия нелатентной моды со слоем. В точке α_{yH1}^k – режим нелатентной моды $E2$ и т.д.

7. Все алгоритмы измерений комплекса параметров слоя должны использовать либо режим одной моды, либо режимы на двух соседних нелатентных модах E и H (окружность 1, рис. 2.13, а) либо режимы на двух соседних модах E , H и E -модах, попеременно нелатентных на различных λ_r (окружность 3 рис. 2.13, а).

Заведомо ясно, что предыдущие моды до пары соседних мод сильно латентны, а последующие – еще не возбуждаются [21].

На рисунке 2.13, б показаны величины критических длин волн $\lambda_{крE,H} = \lambda_{E,H}^H$, т.е. начальных для данной моды, с учетом того, что для основной моды $E1$, самой широкополосной, $\lambda_{кр} \rightarrow \infty$ (критическая длина волны отсутствует).

Условно $\lambda_{E1}^H = \lambda_{крE1} = \lambda_{\max}$. Величины же $\lambda_{E,H}^H$ определяют границы одномодового и двухмодового режимов с полосой $\Delta\lambda_{E,H}$ (рис. 2.13, а). Например, в полосе $\Delta\lambda_{E1,H1}$ конкурируют нелатентные моды, в полосе $\Delta\lambda_{H1}$ – режим одной моды $H1$ и т.д.

8. В каждом конкретном вышерассмотренном случае необходимо оценить в точках λ^k , то значение y_{\min} , с которых можно измерить величину α_{yEH} нелатентной моды. Заметим, что $\beta_{E,H}b$ никогда не может быть $\frac{\pi}{2}(2n-1)$ – E -моды; $n\pi$ – H -моды, т.е. $\beta_{E1,H1}b \neq \frac{\pi}{2}$ или π и т.д. ($n=1, 2, \dots$) и не является границей мод.

При уменьшении λ_{E1} , когда $\lim \beta_E b \rightarrow \frac{\pi}{2}$ мода $E1$ может быть «залипает» сильно, но продолжает существовать, т.е. число одновременно существующих мод тем больше, чем меньше λ_r и больше ρb . Нормально реализуется последняя мода, а все предыдущие находятся в латентном (сильно «залипшем») состоянии.

Зона области $\Delta\lambda_{H1,E1}$, $\Delta\lambda_{H1,E2}$, $\Delta\lambda_{H2,E2}$ и т.д. – области конкуренции нелатентных мод. В зависимости от λ при ее уменьшении это приводит к увеличению числа мод по алгоритму:

- E – нелатентная мода;
- начиная с $\beta_{H1}b = \frac{\pi}{2}$, но не достигая $\beta_{E1}b \Rightarrow \frac{\pi}{2}$ мода $E1$ становится латентной (сильно прижатой к поверхности из-за очень большого коэффициента затухания α_{E1});
- далее $H1$ – нелатентная мода, затем при $\beta_{H1}b = \pi$, появляется нелатентная мода $E2$, а $H2$ – становится латентной и т.д.

РАССМОТРИМ ПОДРОБНЕЕ ОГРАНИЧЕНИЕ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ ОСНОВНЫХ МОД, МЕТОДЫ ВЫБОРА НАЧАЛЬНЫХ ДЛИН ВОЛН И АНАЛИЗ ИНФОРМАТИВНЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЕЙ.

2.5. ОСНОВНАЯ МОДА $E1$

Мода $E1$ является основной. У нее нет критической частоты. В этом случае диапазон по длине волны ограничен сверху величиной, определяющей возможность физической реализуемости информативного эффекта поверхностной медленной волны (порядка единиц дециметров). Таким образом, мода является самой широкополосной и единственной из всех мод, для которых реализуется чисто одномодовый режим в полосе длин волн от $\lambda_{\max} = \lambda_{E1}^H$ до $\lambda_{\text{кр}H1} = \lambda_{H1}^H$ (рис. 2.13, а, б) [22].

К ограничениям на первую моду $E1$ относятся следующие условия:

1. Условие $\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{E1}\lambda}{2\pi}\right)^2 \geq 0$ всегда выполняется, отсюда

$$\alpha_{E1} \leq \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1} \cong 21f \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1}, \quad f[\text{ГГц}]: \lambda_\Gamma \in [\lambda_{\text{кр}H1}; \lambda_{\max}].$$

С другой стороны,

$$\sqrt{\varepsilon'\mu'}k = k_1 \text{ и } k_1^2 > k_{3C}^2 = k^2 + \alpha^2 > k^2.$$

Отсюда $\alpha^2 \leq k_1^2 - k^2$, что следует из физической возможности существования поверхностных волн в слое $b \neq \infty$ (при $b \rightarrow \infty$ $k_1 = k_{3C}$).

2. Условие $\frac{2\pi b}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{E1}\lambda_\Gamma}{2\pi}\right)^2} < \frac{\pi}{2}$,

$$\alpha_{E1} > \frac{2\pi}{\lambda_\Gamma} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{4b}\right)^2} \cong 21f \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{4b}\right)^2}.$$

3. Объединяя условия 1 и 2, будем иметь

$$21f \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{4b}\right)^2} < \alpha_{E1} \leq 21f \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1}. \quad (2.30)$$

4. Кроме того, должно выполняться условие

$$\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{4b}\right)^2 \geq 0 \Rightarrow \frac{b}{\lambda_\Gamma/4} \geq \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'\mu' - 1}}.$$

Отсюда

$$b \geq \frac{\lambda_\Gamma}{4\sqrt{\varepsilon'\mu' - 1}}. \quad (2.31)$$

Соседней модой для основной моды является мода $H1$, при $\lambda_r < \lambda_{H1}^H = \lambda_{крH1}$, конкурирующая с ней (пока $E1$ не стала латентной). Условие, при котором (т.е. при какой $\lambda_r \leq \lambda_{H1}^H$) начинает существовать $H1$ -мода

$$0 \leq -\text{ctg} \beta_H b = \text{tg} \left(\beta_H b - \frac{\pi}{2} \right) \leq \infty; \quad \frac{\pi}{2} \leq \beta_H b \leq \pi.$$

В общем случае для $\mu' \neq 1$

$$\pi \geq \beta_H = \frac{2\pi b}{\lambda_r} \sqrt{\varepsilon' \mu' - 1 - \left(\frac{\lambda_r \alpha_H}{2\pi} \right)^2} \geq \frac{\pi}{2}.$$

При b_{\min} и $(\varepsilon' \mu')_{\min}$, когда $\alpha_{H1} = 0$

$$\frac{2\pi b_{\min}}{\lambda_{H1}^H} \sqrt{(\varepsilon' \mu')_{\min} - 1} \geq \frac{\pi}{2}; \quad \frac{\lambda_{H1}^H}{4} \leq b_{\min} \sqrt{(\varepsilon' \mu')_{\min} - 1}.$$

Например, при $(\varepsilon' \mu')_{\min} = 10$, $\lambda_{H1}^H \leq 12 b_{\min}$.

Так как $\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} < 0$ ($\varphi = \beta_{E1} b$), т.е. с уменьшением λ_r , $\beta_{E1} b$ должно возрастать, а величина $\alpha'(\lambda) < 0$, и α_E возрастает с уменьшением λ_r , рассмотрим простейший случай: для моды $E1$, когда $\beta_{E1} b \ll 1$; уравнение (2.23), при том, что $\text{tg} \beta_E b \approx \beta_E b$ (смотри далее аппроксимацию и ее оценку, по которой $\beta_E b$ не так мало). При $\alpha_{E1} = \alpha$, $\lambda_r = \lambda_{E1} = \lambda$:

$$\alpha \cong \frac{b}{\varepsilon'} \beta_E^2 = \frac{b}{\varepsilon'} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left[\varepsilon' \mu' - 1 - \left(\frac{\alpha \lambda}{2\pi} \right)^2 \right].$$

$$\text{Важно, что } \alpha_E = \frac{(b\beta_E)^2}{b\varepsilon'} = \beta_E b \frac{\beta_E}{\varepsilon'} \Rightarrow \frac{\varepsilon' \alpha_E}{\beta_E} = \beta_E b \ll 1.$$

Величина затухания определяется уравнениями:

$$\alpha^2 + \frac{\varepsilon}{b} \alpha - (\varepsilon' \mu' - 1) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 = 0; \quad (2.32)$$

$$\alpha = 0,5 \frac{\varepsilon'}{b} \left[\sqrt{1 + 4(\varepsilon' \mu' - 1) \left(\frac{2\pi b}{\lambda \varepsilon'} \right)^2} - 1 \right], \text{ M}^{-1}; \quad (2.33)$$

$$\alpha = \frac{(b\beta_E)^2}{b\varepsilon'} \Rightarrow \alpha'_E(\lambda) = \frac{2\beta_E b [\beta_E b]'}{b\varepsilon'} = \frac{2\beta_E b}{\varepsilon'} \beta'_E(\lambda) \Rightarrow \beta'_E(\lambda) = \frac{\varepsilon'}{2\beta_E b} \alpha'_E(\lambda);$$

$$\alpha'_E(\lambda) = \frac{-2(\varepsilon'\mu' - 1) \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{b}{\varepsilon'\lambda}}{\sqrt{1 + 4(\varepsilon'\mu' - 1) \left(\frac{2\pi b}{\lambda\varepsilon}\right)^2}} < 0 \Rightarrow (\beta_E b)' < 0: \lambda \downarrow \Rightarrow \beta_E b \uparrow.$$

Выясним условия одновременного существования мод E и H .

Из базовых уравнений (2.23) и (2.24) следует:

$$\beta_E b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_E}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_E}{\lambda_E}\right)^2}; \quad (2.34)$$

$$\beta_H b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_H}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_H}{\lambda_H}\right)^2}. \quad (2.35)$$

Кроме того, $\beta_E \neq \beta_H$, так как при равных λ_Γ у них разные $\alpha_E \neq \alpha_H$, так как имеют место разные функции (tg и $-\text{ctg}$) в уравнениях (2.23) и (2.24), кроме того, $\frac{1}{\varepsilon'} \neq \frac{1}{\mu'}$. Отсюда ясно, что (индекс k – конечное значение) $\lambda_{E1}^k \neq \lambda_{H1}^k$, т.е.

$$\beta_{E1}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{E1}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_{E1}^k}{\lambda_{E1}^k}\right)^2} \Rightarrow \frac{\pi}{2}.$$

Так как $\alpha_{H1}^k = 0$, тогда $\beta_{H1}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{H1}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1} = \frac{\pi}{2}$, откуда $\lambda_{E1}^k < \lambda_{H1}^k$, а так как $\alpha_{E2}^k = 0$, то

$$\beta_{E2}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{E2}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1} = \pi \quad \text{и} \quad \beta_{H1}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{H1}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_{H1}^k}{\lambda_{H1}^k}\right)^2} \Rightarrow \pi,$$

откуда (см. рис. 2.13, *a* и *б*) $\lambda_{H1}^k < \lambda_{E2}^k$ и $\lambda_{E2}^k = \frac{\lambda_{H1}^k}{2}$.

В случае, когда

$$\beta_{E2}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{E2}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1 - \left(\frac{2\pi\alpha_{E2}^k}{\lambda_{E2}^k}\right)^2} \Rightarrow \frac{3\pi}{2}, \quad \beta_{H2}^k b = \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{H2}^k}\right) \sqrt{\varepsilon' - 1} = \frac{3\pi}{2},$$

откуда $\lambda_{E2}^k < \lambda_{H2}^h$ и т.д.

Возможно получение рекуррентных формул, но лучше рассчитать по формуле (2.24) $\alpha_H = f(\lambda)$, а также построить на одном графике эти зависимости при $b, \varepsilon = \text{const}$, но разных по значениям из нужных диапазонов.

По разработанному алгоритму расчета величин затухания в функциях $\lambda_r, \varepsilon', \mu', b$ из трансцендентных уравнений (2.23) и (2.24) с учетом выражений для $\beta_{E,H}b$ (2.25), (2.26), (2.32), (2.33) получена совокупность графиков для анализа указанных зависимостей [23].

На рисунке 2.14 в рабочей полосе $\lambda_r \in [0,06..0,20]$ м длин волн показаны расчетные зависимости α (рис. 2.14, а) и β (рис. 2.14, б) для смежных первых рабочих мод $E1$ и $H1$, где для $b = 0,01$ м и $\varepsilon' = 10$ ($\mu' = 1$): $\lambda_{E1}^h = \lambda_{крE1} = 0,2$ м, $\lambda_{H1}^h = \lambda_{крH1} = 0,12$ м, $\Delta\lambda_{E1} = 0,08$ м, $\Delta\lambda_{E1H1} = 0,003$ м (при отношении $\alpha_{E1}^k / \alpha_{H1}$ не хуже 40 дБ при $\lambda_{E1}^k = 0,117$ м).

На рисунках 2.33 – 2.37 даны расчетные величины затухания, а также аппроксимированные их значения для моды $E1$ (см. далее) и величина $\beta_E b$ как функция λ рабочего диапазона для дискретных значений b и ε . Анализ расчетных величин коэффициентов затухания, аппроксимированных их значений для моды $E1$, а также величины $\beta_E b$ как функции λ рабочего диапазона для дискретных значений b и ε позволяет сделать следующие важные в ы в о д ы:

1. Критерием числа E -мод в рабочем диапазоне λ_r является произведение $b\varepsilon'$. В таблице 2.1 представлена дискретная зависимость n -числа возможных для реализации E -мод от дискретного набора комплекса $b\varepsilon'$. Из данной таблицы легко выбрать пределы режима основной моды $E1$, т.е. пределы измерения величин b и ε' .

2. С ростом номера моды ее полоса (по λ) уменьшается, а чувствительность λ_E к изменению параметров λ, b, ε' резко возрастает (особенно в областях близких к λ_{En}^h), что предъявляет особые требования к стабильности величины λ_r .

3. Очевидным преимуществом одномодового режима волны $E1$ является простота его реализации в полосе $\Delta\lambda_{E1}$.

2.1. Число n возможных E -мод при различных значениях $b\varepsilon'$

(Моды) n	$b\varepsilon'$			
1	0,005	0,0125	0,020	0,025
2	0,040	0,050		
3	0,100			
4	0,150			
5	0,175			
6	0,200			
7	0,250			
8	0,300			

2.6. АЛГОРИТМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОКРЫТИЯ

Рассмотрим некоторые возможные алгоритмы измерения электрофизических параметров покрытия.

Алгоритм 1. При $\lambda_{r1} < \lambda_{r2}$ в зоне $\Delta\lambda_{E1}$ (рис. 2.13, а), так что $|\lambda_{r1} - \lambda_{r2}| \ll \lambda_{r1,2}$ при $\beta_{E1}b \ll \frac{\pi}{2}$, определяются α_1 и α_2 , затем величины ε' и b по $\alpha_1, \alpha_2, \lambda_1, \lambda_2$ (см. далее по формулам (2.40) (2.41) или по [24]). Режим только одной моды $E1$ на двух длинах волн λ_r . Алгоритм можно рассматривать как способ определения b с отстройкой от ε' (и μ') или наоборот.

Основным достоинством алгоритма является возможность быстрого сканирования распределения толщины $b(x, z)$ на больших площадях покрытий с отстройкой от зазора и от изменения величин ε и μ вне зависимости от типа покрытия (диэлектрическое или магнитодиэлектрическое).

Алгоритм 2. Комплексный метод неразрушающего определения $\varepsilon', \mu', b, Z_b$ – волнового сопротивления и объемной теплоемкости C жидких (твердеющих) или твердых магнитодиэлектрических покрытий на металлической поверхности.

1. На λ_{r1} возбуждается мода $E1$ при условии $0 < \beta_{E1}b \ll \pi/2$.
2. Измеряется $\alpha_{yE1} = \alpha_1(\varepsilon', \mu', b)$.
3. На разных длинах волн $\lambda_{r2} < \lambda_{r1}$, но близких $\lambda_{r2} \approx \lambda_{r1}$ возбуждается мода $E1$ при условии $0 < \beta_{E1}b \ll \pi/2$. Выбор λ_{r1} и λ_{r2} осуществляется из условия, когда $\beta_{E1,2} \cdot b$ такое, что погрешность аппроксимации моды меньше заданной, т.е. λ_1 и λ_2 должны быть как можно больше.
4. Измеряется $\alpha_{yE1} = \alpha_2(\varepsilon', \mu', b)$, а также определяется объемная теплоемкость C . Для этого дополнительно используется измеритель/ преобразователь измерения величины α и инфракрасного (ИК) объемного теплопоглощения (ИК объемной теплоемкости $C_{ИК}$).

Схемная реализация устройства по данному методу приведена на рис. 2.15. При заданных координатах x_i и z_i в момент времени t_0 излучается микросекундный импульс ИК-излучения. Измеряется отраженный тепловой импульс в приемник $P_{o.ИК}$. В момент времени $t_0 + \Delta t$ измеряется отношение мощности падающей $P_{п.ИК}$ и отраженной $P_{o.ИК}$ волн и по их среднему значению определяется объемная теплоемкость $C_{ИК}$.

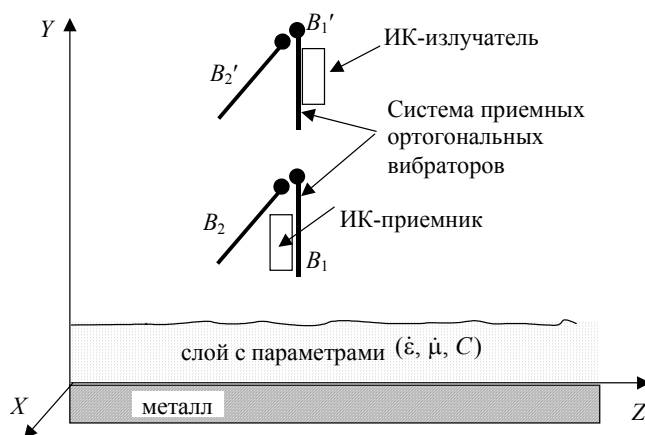


Рис. 2.15. Схемная реализация устройства определения объемной теплоемкости C

5. На длине волны λ_{r3} ($\lambda_{r3} \in \Delta\lambda_{E1H1}$) возбуждаются моды $E1$ и $H1$. Длина волны λ_{r3} выбирается так, чтобы мода $E1$ была латентной, т.е. $\alpha_2 = \alpha_{yE1}$ были бы много больше $\alpha_3 = \alpha_{yH1}$ для моды $H1$, а также $\pi/2 < \beta_{H1}b \leq \pi/2 + \Delta$. При этом λ_3 должна обеспечивать выполнение неравенства $\lambda_3 > \lambda_{H1}^H + \Delta\lambda_{HE1} = \lambda_{E1}^K$.

6. Измеряется величина $\alpha_3 = \alpha_3(\epsilon', \mu', b)$ для $H1$ вибраторами на таком расстоянии от b , чтобы поле $E1$ на длине волны λ_{r3} практически было равно нулю (латентность моды $E1$). Выбор λ_1, λ_2 и λ_3 , т.е. их отношения производится только по компьютерной модели.

Анализ показывает (рис. 2.13, в), что невозможно измерение ε, μ, b для моды $E1$, на трех длинах волн $\lambda_{1,2,3}$, так как система переопределена. В этом случае, возможно, определить величину α_E только для двух длин волн $\lambda_{1,2}$ по упрощенному методу

$$\alpha_E = \frac{\varepsilon}{2b} \left[\sqrt{1 + 4(\varepsilon'\mu' - 1) \left[\frac{2\pi b}{\lambda_{r1}\varepsilon'} \right]^2} - 1 \right].$$

7. Аналитическое решение системы трансцендентных характеристических уравнений зависимости коэффициента затухания α от параметров анализируемого слоя по п. 2, п. 4 и п. 6 при условии, что параметр

$$\beta_E = \frac{2\pi}{\lambda_{r1}} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_i \lambda_{ri}}{2\pi} \right)^2} \ll 1, \quad i = \overline{1, 2}$$

записывается в виде системы уравнений:

$$\varepsilon'\mu' = 1 + \frac{\alpha_1 \alpha_0 \lambda_1 \lambda_2 (\alpha_1 - \alpha_2)}{4\pi^2 (\alpha_2 \lambda_1^2 - \alpha_1 \lambda_2^2)}, \quad (2.36)$$

$$\frac{b}{\varepsilon'} = \frac{\alpha_1 \lambda_1}{4\pi^2 (\varepsilon'\mu' - 1) - \alpha_1^2 \lambda_1^2}. \quad (2.37)$$

Для связи μ и b надо определить на $\lambda_{H1(3)}$ величину

$$\begin{aligned} \alpha_{H1(3)} &= \frac{2\pi}{\lambda_{H1(3)}\mu} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{H1(3)} \lambda_{H1(3)}}{2\pi} \right)^2} (-\operatorname{ctg} \beta_{H1(3)} b) \approx \\ &\approx \left| \beta_{H1(3)} b \geq \frac{\pi}{2} \right| \approx \frac{\beta_{H1(3)}}{\mu'} \left(\beta_{H1(3)} b - \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned}$$

Тогда

$$k_1 = \frac{k_2}{\mu'} (k_2 b - k_3) \Rightarrow k_1 \mu' = k_4 b - k_5;$$

$$\mu = k_6 b - k_7 = \frac{\beta_{H1(3)}^2 b}{\alpha_{H1(3)}} - \frac{\beta_{H1(3)} \pi}{2\alpha_{H1(3)}} = \frac{\beta_3}{\alpha_3} \left(\beta_3 b - \frac{\pi}{2} \right); \quad (2.38)$$

$$k_1 = \alpha_{H1(3)}, \quad k_2 = \beta_{H1(3)}, \quad k_3 = \frac{\pi}{2}.$$

Величины

$$k_8 = \varepsilon' \mu' = 1 + \frac{k_1' k_1 (k_1 - k_1')}{k_1' k_2 - k_1 k_2'};$$

$$k_9 = \frac{b}{\varepsilon'} = \frac{2k_1}{k_2(\varepsilon - 1) - k_1^2}.$$

Тогда общая система

$$\begin{cases} k_8 = \varepsilon' \mu'; \\ k_9 = \frac{b}{\varepsilon}; \\ \mu' = k_6 b - k_7. \end{cases} \quad (2.39)$$

Решение уравнений (2.36) – (2.38) или системы (2.39), дает локализованные величины ε' , μ' , b и выражения для расчета модуля волнового сопротивления $|\dot{Z}_b| = (\mu'/\varepsilon')^{1/2}$ и нормированной фазовой скорости $V_\phi^H = (\varepsilon' \mu')^{-1/2}$.

Заметим, что величину $\varepsilon' \mu'$, а также скорость в бесконечном пространстве, которое заполняет данный магнитоэлектрик с потерями

$$V_\phi = \frac{c}{(\varepsilon' \mu')^{1/2}} = \frac{3 \cdot 10^8}{(\varepsilon' \mu')^{1/2}},$$

можно определить не только по λ_1 , λ_2 и α_1 , α_2 , но и по λ_1 , λ_2 и λ_3 . Это важно еще и потому, что величина $\varepsilon'(C_{\text{ФМЧ}}) \cdot \mu'(C_{\text{ФМЧ}})$ чувствительней к изменению объемной концентрации ферромагнитных частиц (ФМЧ) $C_{\text{ФМЧ}}$, так как с возрастанием $C_{\text{ФМЧ}}$ увеличиваются функции $\Phi_1(C) = \varepsilon'(C)$, $\Phi_2(C) = \mu'(C)$ и $\Phi_3(C) = \varepsilon'(C) \cdot \mu'(C)$ (рис. 2.16).

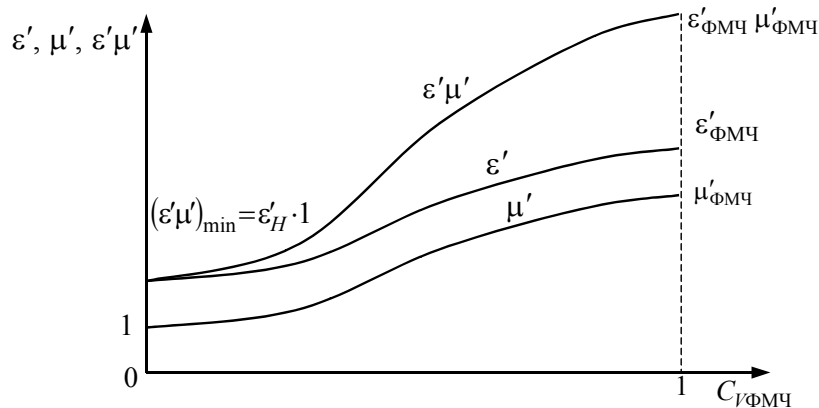


Рис. 2.16. Зависимость электрической и магнитной проницаемостей

от объемной концентрации ферромагнитных частиц

Надо сравнивать по чувствительности функции $\frac{\partial\Phi_1(C)}{\partial C}$, $\frac{\partial\Phi_2(C)}{\partial C}$ и $\frac{\partial\Phi_3(C)}{\partial C}$ в пределах

$$0 \leq C_{\text{ФМЧ}} \leq 1, 1 \leq \mu' \leq \mu'_{\text{ФМЧ}},$$

$$\varepsilon'_H \leq \varepsilon' \leq \varepsilon'_{\text{ФМЧ}}.$$

Согласно формуле Лихтенекера

$$\varepsilon'\mu' = (\varepsilon'_H\mu'_H)^{1-C} (\varepsilon'_{\text{ФМЧ}}\mu'_{\text{ФМЧ}})^C.$$

Предлагается также и новый алгоритм определения $\varepsilon'\mu'$, а по нему $C_{\text{ФМЧ}}$.

1. На длине волны λ_{E1} измеряем коэффициент затухания

$$\alpha_{E1} = \frac{2\pi}{\lambda_{E1}\varepsilon'} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{E1}\lambda_{E1}}{2\pi}\right)^2} \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{E1}} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{E1}\lambda_{E1}}{2\pi}\right)^2} \right).$$

2. На длине волны λ_{H1} измеряем коэффициент затухания

$$\alpha_{H1} = \frac{2\pi}{\lambda_{H1}\mu'} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{H1}\lambda_{H1}}{2\pi}\right)^2} \left[-\operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{H1}} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{H1}\lambda_{H1}}{2\pi}\right)^2} \right) \right].$$

3. Произведение $\alpha_{E1}\alpha_{H1} = \Phi(\varepsilon'\mu')$ есть уравнение с одним неизвестным.

Если b неизвестно, то C и V_Φ определяются по величине $\varepsilon'\mu'$ в общем алгоритме (2.39).

На рисунке 2.17 показана схема алгоритма реализации вычислительного алгоритма 2. В частном случае (при $\mu = 1$ и при отсутствии моды $H1$) обеспечивается реализация алгоритма 1.

Алгоритм 3. На λ_{r3} и $\lambda_{r3'}$ возбуждается мода $E1$ так, чтобы $\beta_{E1}b \rightarrow \pi/2$ (рис. 2.13, а, в). На $\lambda_{r3'}$ возбуждается и мода $H1$, но так, чтобы $\beta_{H1}b \leq \pi/2 + \Delta$, т.е. затухания α_1, α_2 для $E1$ велики, измеряются вблизи b , а затухание для $H1$ мало и им пренебрегаем (или вычитаем его практически постоянную величину из напряженности поля E (для $H1$) из измеренных напряженностей полей E для моды $E1$ на λ_{r3} и $\lambda_{r3'}$). Далее определяем α_3 для моды $H1$ на таком расстоянии от b , чтобы поле на λ_{r3} и $\lambda_{r3'}$ моды E было латентным [25].

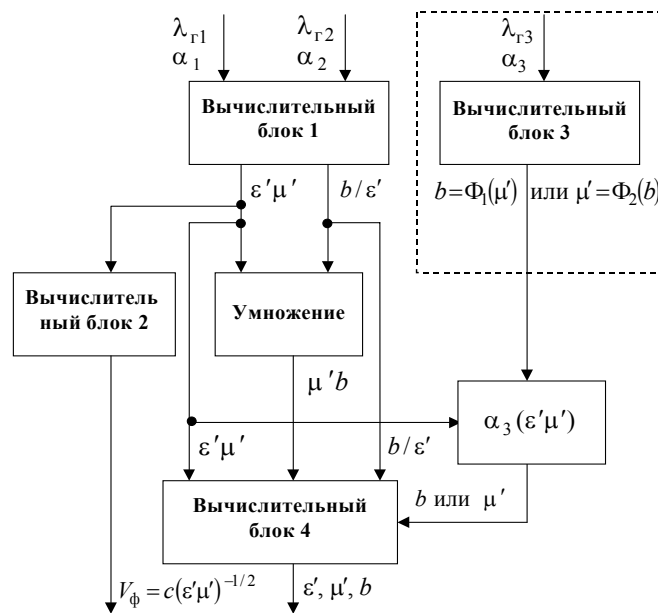


Рис. 2.17. Схема алгоритма вычисления $V_\Phi = c(\varepsilon'\mu')^{-1/2}$ и ε', μ', b

По $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ определяют искомые величины. Важно, что измерение производится только на двух длинах волн λ_r .

Возможно измерение α для E и H на разной базе вибраторов.

В таблице 2.2 дано сравнение алгоритмов 2 и 3 измерения электрофизических параметров и толщины покрытий.

Алгоритм 3'. Выбор λ_{r5} для моды $H1$, где ее латентность мала, но высока чувствительность α_H к измерению параметров, а для $E1$ на λ_{r5} латентность весьма высока. Измерение на трех длинах волн. В этом случае измерения на всех λ_r на приблизительно одинаковом расстоянии от b .

Недостатками указанных выше алгоритмов 1 – 3 и 3' являются:

- невозможность определения комплексной диэлектрической проницаемости (ее мнимой части, пропорциональной проводимости омических потерь $\gamma_{ом}$) из-за не учитываемых диэлектрических потерь;
- трудность реализации режима бегущих волн;

2.2. Сравнение алгоритмов 2 и 3

измерения электрофизических параметров и толщины покрытий

Алгоритм 2	АЛГОРИТМ 3
<ul style="list-style-type: none"> • Необходимы три длины волны 	<ul style="list-style-type: none"> • Достаточно двух длин волн (в алгоритме 3' добавляется мода $H1$ на λ_5)
<ul style="list-style-type: none"> • Погрешность из-за дисперсии ϵ', μ' на существенно разных длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 	<ul style="list-style-type: none"> • Минимум этой погрешности, так как в алгоритме 3: $\lambda_3 \approx \lambda_3'$
<ul style="list-style-type: none"> • Чувствительность α к изменению параметров мала • Влияние неустойчивости мало 	<ul style="list-style-type: none"> • Чувствительность α к изменению параметров велика • Влияние неустойчивости λ_r велико • Погрешность больше из-за высокой чувствительности α_E при $\beta_{E1}b \rightarrow \pi/2$ к неустойчивости λ_r
<ul style="list-style-type: none"> • Вычислительный алгоритм проще (два простых уравнения) 	<ul style="list-style-type: none"> • Вычислительный и измерительный (коммутация базы вибраторов) алгоритмы сложнее

• необходимость в согласующем устройстве, обеспечивающем отсутствие отраженной волны на границе «измеряемая система – свободное пространство» (из-за конечности продольного размера измеряемой структуры обладающей волновым сопротивлением Z_b^{3C} на ее границе со свободным пространством с $Z_0 \neq Z_b^{3C}$ имеет место частичное отражение поверхностной волны);

• громоздкость приемной части устройства из-за наличия нескольких вибраторов (или целой линейки приемных вибраторов) необходимых для измерения затухания ЭМВ в радиальной плоскости.

Алгоритм 4. Определения величин ϵ' , ϵ'' и b по длинам стоячих волн (СВ) или смешанных волн (СмВ) моды $E1$. «Чистого» режима бегущей волны (с коэффициентом бегущей волны (КБВ) порядка 0,85...0,9) можно добиться введением закрепленного совместно с приемным вибратором на расстоянии от него не менее $\lambda_r/2$ поглощающей согласованной нагрузки (ее варианты см. [22], [26]). В общем случае наличие режима СмВ, а при установке режима, близкого к СВ (с КБВ не хуже 40...50 дБ) позволяет производить измерение как информативной величины КСВ. Главное, что при этом легко реализовать измерение длины волны над замедляющей структурой (ЗС), т.е. $\lambda_{ЗС}$, как удвоенное расстояние между двумя соседними минимумами (рис. 2.18) поля стоячей волны вибратором, непрерывно (или дискретно с шагом Δz) передвигающимся вдоль максимума диаграммы направленности с поисковым алгоритмом индикации минимума поля. Расстояние от вибратора до слоя при этом должно быть минимальным.

ТЕХНИЧЕСКИМ РЕЗУЛЬТАТОМ АЛГОРИТМА 4 ЯВЛЯЕТСЯ ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ϵ И ТОЛЩИНЫ ПОКРЫТИЯ b , А ТАКЖЕ

УПРОЩЕНИЕ ПРИЕМНОГО УСТРОЙСТВА И ОТСУТСТВИЕ НЕОБХОДИМОСТИ В СОГЛАСУЮЩЕМ УСТРОЙСТВЕ.

Так как

$$\alpha^2 = \Phi(b, \varepsilon') = k_{3C}^2 - k^2 = |k \leq k_{3C} \leq k_1| = k^2 v_3^2 - k^2 = k^2 (v_3^2 - 1),$$

$$\text{то } \alpha = \frac{2\pi}{\lambda_r} \sqrt{v_3^2 - 1}, \text{ где } v_3 = \frac{\lambda_r}{\lambda_{3C}}.$$

Отсюда λ_{3C} зависит от b, ε' : $\lambda_{3C} = \Phi_2(b, \varepsilon')$.

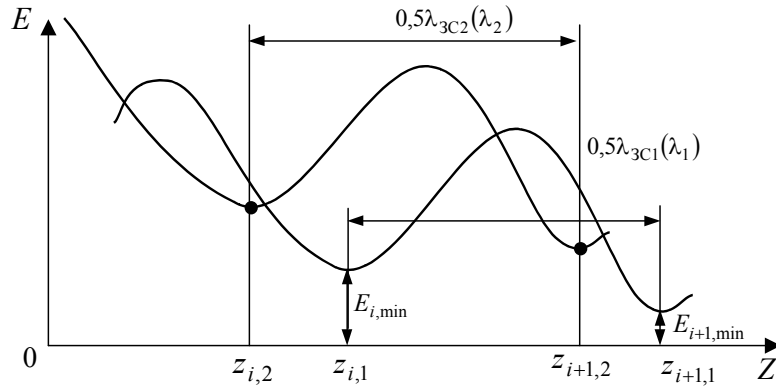


Рис. 2.18. Поле стоячей волны

На основании алгоритма 1 и выражений (2.32), (2.33) по заданным величинам $\lambda_{1r} = a_1, \lambda_{2r} = a_2$ и измеренным величинам $\lambda_{3C1} = b_1, \lambda_{3C2} = b_2$, с учетом того, что $\frac{\sqrt{a_1^2 - b_1^2}}{a_1 b_1} = c, \frac{\sqrt{a_2^2 - b_2^2}}{a_2 b_2} = g$, легко получить расчетные выражения для

$$\varepsilon' = \Phi_3(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{3C1}, \lambda_{3C2}) \text{ и } b = \Phi_4(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{3C1}, \lambda_{3C2}):$$

$$\varepsilon' = 1 + \frac{cga_1^2 a_2^2 (c-g)}{ga_1^2 - c^2 a_2^2}, \quad (2.40)$$

$$b = \frac{ca_1^2 \varepsilon'}{4\pi(\varepsilon' - 1) - ca_1^2}. \quad (2.41)$$

ДАЛЕЕ С ПОМОЩЬЮ СИНФАЗНОЙ АПЕРТУРЫ С КРУГОВОЙ ДН ПО АЗИМУТУ (РИС. 2.19):

- ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО ВОЗБУЖДАЮТ МЕДЛЕННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ: ДВЕ E -ВОЛНЫ НА РАЗНЫХ, НО БЛИЗКИХ ДЛИНАХ ВОЛН ГЕНЕРАТОРА $\lambda_{E1}, \lambda_{E2}$, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ УСЛОВИЮ

$$\frac{\lambda_{E1} - \lambda_{E2}}{\lambda_{E1}} \ll 1;$$

- по минимуму напряженности поля находятся соседние точки минимума поля медленных поверхностных волн и рассчитываются длины волн над диэлектрическим покрытием λ_{zC1} и λ_{zC2} , как удвоенное расстояние между двумя соседними минимумами поля поверхностной медленной волны;

- рассчитываются коэффициенты затухания напряженности поля каждой волны вдоль направления их распространения

$$\alpha_{z1} = \frac{1}{0,5\lambda_{3C1}} \ln \frac{E_{i+1,1\min}}{E_{i,1\min}}, \quad \alpha_{z2} = \frac{1}{0,5\lambda_{3C2}} \ln \frac{E_{i+1,2\min}}{E_{i,2\min}}.$$

где $E_{i,1\min}$, $E_{i+1,1\min}$ – напряженность электрического поля поверхностной волны λ_{3C1} в соседних точках минимума $z_{i,1}$ и $z_{i+1,1}$; $E_{i,2\min}$, $E_{i+1,2\min}$ – напряженность электрического поля поверхностной волны λ_{3C2} в соседних точках минимума $z_{i,2}$ и $z_{i+1,2}$;

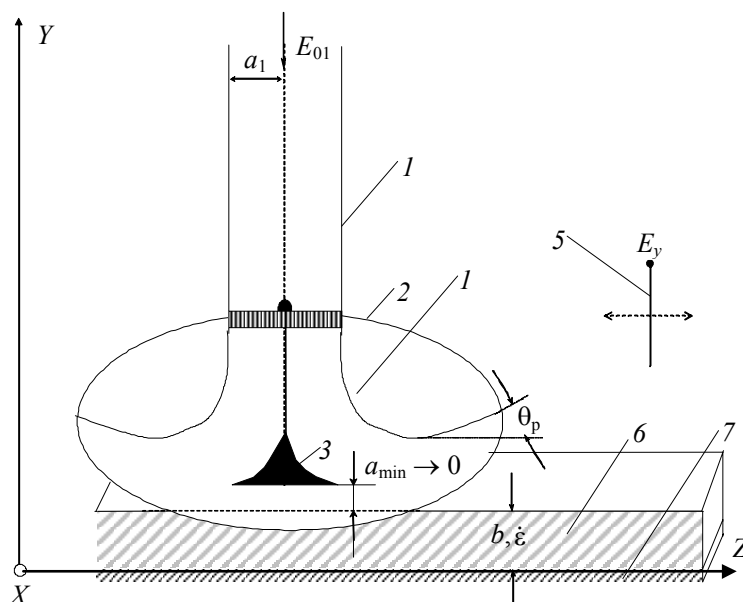


Рис. 2.19. К СВЧ методу определения толщины и комплексной диэлектрической проницаемости диэлектрических покрытий по длине медленных поверхностных смешанных волн:

- 1 – устройство возбуждения медленных поверхностных волн;
- 2 – верхняя «тарелка» апертуры с углом раскрыва θ_p (удовлетворительное согласование при приемлемой мощности прямой паразитной волны),
нижняя часть апертуры – подстилающая металлическая поверхность;
- 3 – согласующий конус; 4 – круглый волновод, обеспечивающий на близких волнах генератора λ_{r1} и λ_{r2} одномодовый режим волны E_{01} в нем;
- 5 – приемный вибратор; 6 – поверхностный слой диэлектрического покрытия;
- 7 – металлическая подложка

- усредняются значения коэффициента затухания напряженности поля вдоль оси $Z - \alpha_Z$;
- по величине затухания α_Z поля медленной поверхностной волны вдоль диэлектрического покрытия определяют величину удельной омической проводимости диэлектрического покрытия $\gamma_{ом}$ и рассчитываются действительная ϵ' и мнимая ϵ'' части комплексной диэлектрической проницаемости, а также толщина диэлектрического покрытия b по формулам (2.40) и (2.41), а ϵ'' по выражению $\epsilon'' = \gamma_{ом} / \lambda_{E1}$.

Конструктивно устройство возбуждения приведено на рис. 2.19.

С помощью устройства возбуждения медленных поверхностных волн I в виде синфазной апертуры с круговой ДН по азимуту, у которой в качестве нижней части используется «подстилаящая» металлическая поверхность – основа 7, на которую нанесен исследуемый слой диэлектрического покрытия 6, вдоль которого последовательно возбуждают медленные поверхностные волны.

Так как у рупорного вида апертур всегда отсутствует гальванический контакт между верхней и нижней частями, то кроме излучения в раскрыве происходят паразитные излучения через щель по периметру апертуры вне раскрыва. Размеры этой щели должны быть соизмеримы с толщиной слоя. Этот случай требует применения синфазной апертуры с круговой диаграммой направленности по азимуту и более мощных генераторов СВЧ (с мощностью более 10 Вт), что исключает также необходимость перемещения апертуры и приемного вибратора, поддерживая его направление по максимуму ДН апертуры при сканировании диэлектрического покрытия на металле.

С помощью приемного вибратора 5 (рис. 2.19), перемещая его вдоль направления распространения поверхностной медленной волны (вдоль оси Z) непрерывно или дискретно с шагом Δz с поисковым алгоритмом индикации минимума поля смешанных волн (СмВ), находят точки минимума поля СмВ $z_{i,1}$ и $z_{i+1,1}$ для волны $\lambda_{3C1}(\lambda_{r1})$ и $z_{i,2}$ и $z_{i+2,1}$ для волны $\lambda_{3C2}(\lambda_{r2})$ (рис. 2.18). Расстояние от вибратора до слоя при этом должно быть минимальным.

При этом легко реализовать измерение длины волны над диэлектрическим покрытием, т.е. $\lambda_{3C1}(\lambda_{r1})$ и $\lambda_{3C2}(\lambda_{r2})$, как удвоенное расстояние между двумя соседними минимумами (рис. 2.18) поля поверхностной медленной волны.

Для каждой волны в точках минимума поля производят измерение напряженности поля поверхностной медленной волны $E_{i,1\min}$, $E_{i+1,1\min}$ и $E_{i,2\min}$, $E_{i+1,2\min}$. Фазы напряженности поля E в точках минимума будут отличаться на $\pm \pi$. При этом возможна наибольшая локальность измерений.

По измеренным значениям длин волн над диэлектрическим покрытием λ_{3C1} и λ_{3C2} и напряженности поля $E_{i,1\min}$, $E_{i+1,1\min}$ и $E_{i,2\min}$, $E_{i+1,2\min}$ в точках минимума $z_{i,1}$ и $z_{i+1,1}$, а также $z_{i,2}$ и $z_{i+2,1}$, соответственно, рассчитывают коэффициенты затухания напряженности поля

вдоль направления максимума ДН (направления распространения волны) для каждой волны и находят среднее значение коэффициента затухания напряженности поля вдоль оси Z – α_Z .

КОЭФФИЦИЕНТ ДИССИПАТИВНЫХ ЗАТУХАНИЙ α_Z ЗАВИСИТ ОТ ВЕЛИЧИНЫ УДЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ $\gamma_{ом}$ И ИМЕЕТ В ПРЕОБРАЗОВАННОМ ВИДЕ ВЫРАЖЕНИЕ

$$\alpha_Z = 27,29 \frac{\varepsilon'' \operatorname{tg} \delta}{\lambda_r} R = 1638,3 \gamma_{ом} R \text{ [дБ/м]},$$

где R – фактор затухания, зависящий от величины α / λ_r , и диэлектрической проницаемости. Оптимальное (максимальное) значение этого фактора, для целей измерения γ , лежит при значениях α / λ_r (при разных ϵ) в пределах

$$0,2 < \frac{\alpha}{\lambda_r} < 0,4.$$

ТАКИМ ОБРАЗОМ, ПО ВЕЛИЧИНЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИССИПАТИВНЫХ ЗАТУХАНИЙ α_Z ПОЛЯ МЕДЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТРУБОПРОВОДА ОПРЕДЕЛЯЮТ ВЕЛИЧИНУ УДЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ $\gamma_{ом}$ И РАССЧИТЫВАЮТ МИНИМУЮ ЧАСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ.

Достоинства метода:

1. простота сканирования E -электрического поля только по оси Z по максимуму ДН. Нет необходимости измерений по оси Y как в [22];

2. если в [22] для измерений величин диссипативных затуханий $\alpha_{EZ} \equiv \gamma_{ом}$ и $\alpha_{HZ} \equiv \gamma_{ом} + \gamma_{гм} \approx \gamma_{гм}$ обязательно присутствие согласующей нагрузки-поглотителя, то измерение этих величин в предлагаемом методе величины α_Z могут быть измерены как

$$\alpha_Z = \frac{1}{0,5\lambda_{3C}} \ln \frac{E_{i+1\min}}{E_{i\min}}, \quad (2.42)$$

где

$$0,5\lambda_{3C} = \frac{0,5\lambda_{3C}^{\min} + 0,5\lambda_{3C}^{\max}}{2} \quad \text{или} \quad 0,5\lambda_{3C} = \sqrt{(0,5\lambda_{3C}^{\min})^2 + (0,5\lambda_{3C}^{\max})^2}.$$

Здесь $0,5\lambda_{3C}^{\min}$ – расстояние между ближайшими минимумами, а $0,5\lambda_{3C}^{\max}$ – расстояние между ближайшими максимумами (рис. 2.18);

3) больше чувствительность измерений стоячих волн по сравнению с параметрами бегущих волн (локализации мощности СВ в замкнутом пространстве «излучатель–ЭМЭ»).

Заметим, что при измерении для λ_{r2} при z_i (для λ_{r1}) по пункту 1 поиска (рис. 2.20) величины $\Delta z = 0,5\lambda_{3C2}$, при которой фазы E в точках z_i и $z_i + \Delta z$ (λ_{r2}) будут отличаться на $\pm \pi$. Этот вариант лучше в смысле локальности измерений. При этом ϵ' считаем измеренными в т. z_i , а в варианте 1 – в т. $z_i + \frac{z_{i2} - z_{i1}}{2}$.

На рисунках 2.21 и 2.22, соответственно, показаны экспериментальные зависимости характера стоячих волн для различной толщины покрытия и влияние на их характер экрана-отсекателя.

Алгоритм 5. Аналогичен алгоритму 1. Однако на λ_{r1} и λ_{r2} измеряются b/ε' и $\varepsilon'\mu'$. Величина μ' получается в измерителе модуля μ' с индикацией по смене вида поляризации по величине граничного поля подмагничивания $H_{ор}$ (или максимума угла поворота поляризации θ_{max}) определяется χ и, следовательно, $\mu' = 1 + \chi$ [27]. При этом λ_{H11} в круглом ВВ может быть близка к $\lambda_{r1,2}$, что весьма важно.

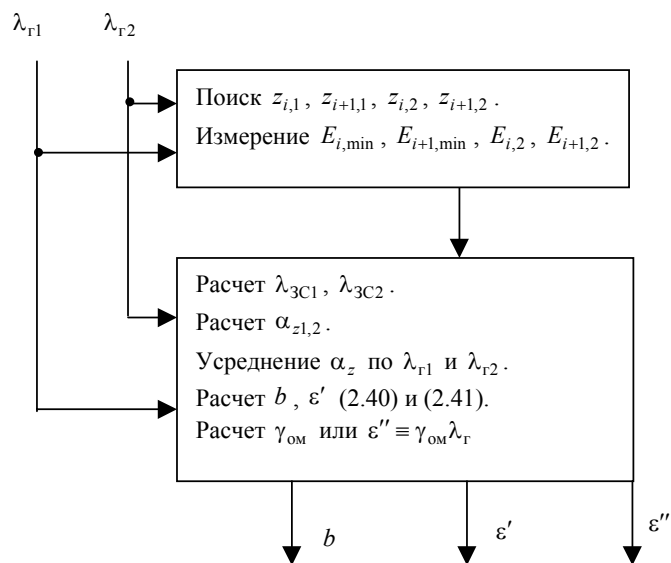
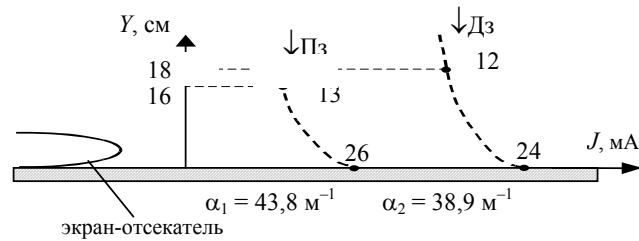
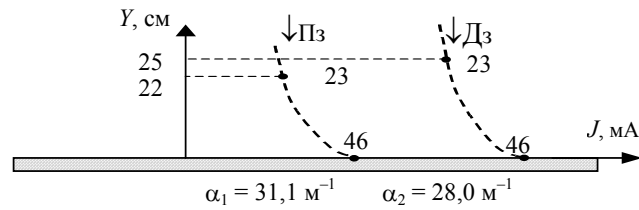
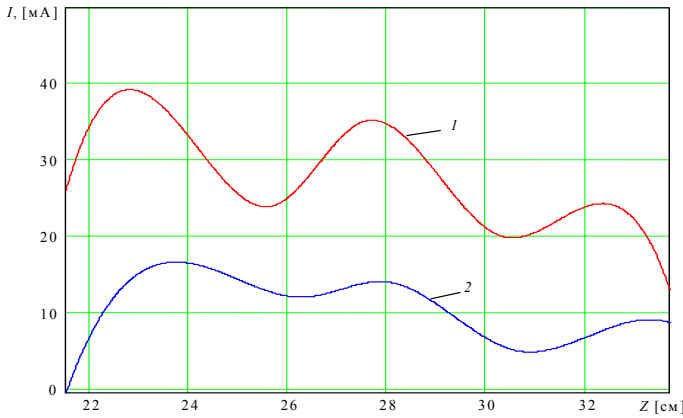


Рис. 2.20. Схема алгоритма реализации СВЧ метода определения величин комплексной диэлектрической проницаемости и толщины покрытия по длинам стоячих или смешанных волн моды E_1



б)

Рис. 2.22. Характер стоячих волн при наличии и отсутствии экрана-отсекателя (Пз – промежуточная зона, Дз – дальняя зона):

a – кривая 1 без экрана-отсекателя; 2 – с экраном-отсекателем

Алгоритм б. Алгоритмы многомодовых режимов на одной частоте. Число мод, реализуемых на одной длине волны λ_r , как было показано выше, является функцией величин ϵ' , μ' , b , т.е. зависит от величины радиуса характеристической окружности ρb . Здесь практически реализуются только режимы двух смежных по длине волны (частоте) *E*- и *H*-нелатентных мод. Одновременно существующие моды имеют разную степень «залипания», т.е. разные α и β , а следовательно, и разные коэффициенты замедления v_z и фазовой скорости V_ϕ в режиме БВ, т.е. волны как бы плывут относительно друг друга. Измерение интегрального или раздельного затухания нескольких мод в одной точке позволяет сделать вывод об увеличении чувствительности измеряемой величины α к параметрам слоя b и ϵ' , но требует уточнения модели с учетом конкуренции этих мод.

Измеряются λ_{r1}^{E1} при $\beta_{E1}b \ll \frac{\pi}{2}$ (1);

$$\lambda_{r3}^{H1}, \lambda_{r3'}^{H1} \quad \text{при} \quad \frac{\pi}{2} \leq \beta_{H1} b \leq \frac{\pi}{2} + \Delta \quad \text{или} \quad \lambda_{r5''}^{H1} \quad \text{и} \quad \lambda_{r5'}^{H1}.$$

Рассматриваются все прочие варианты сочетания режимов двух соседних мод E и H . Это не обязательно первые моды $E1$ и $H1$, ибо при любых λ_r нас интересуют две соседние моды, так как предыдущие до них практически латентны, а последующих при уменьшении λ_r – еще нет.

Алгоритм 7. Метод определения неоднородностей параметров слоя. В данном СВЧ методе определения неоднородностей покрытия [28, 29, 30] с помощью устройства возбуждения медленных поверхностных волн (рупор) 1 (рис. 2.23) вдоль расположенного на электропроводящей металлической подложке 2, диэлектрического покрытия 3 с неизвестными параметрами: толщиной слоя b , относительной диэлектрической проницаемостью ϵ' , относительной магнитной проницаемостью μ' , модулем волнового сопротивления Z_b и фазовой скоростью V_Φ возбуждают медленную поверхностную E -волну, длиной λ , при условии обеспечения режима ее одномодовости, т.е. отсутствия следующей моды волны H , выбирая длину волны генератора λ_r из условия

$$\frac{2\pi b_{\max}}{\lambda_r} \sqrt{\epsilon_{\max} \mu_{\max} - 1} \leq \frac{\pi}{2},$$

где ϵ_{\max} , μ_{\max} , b_{\max} – максимально возможные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей и толщины покрытия.

С помощью системы приемных вибраторов 4 в начальной точке поверхности (x_i, z_i) на линии максимума диаграммы направленности

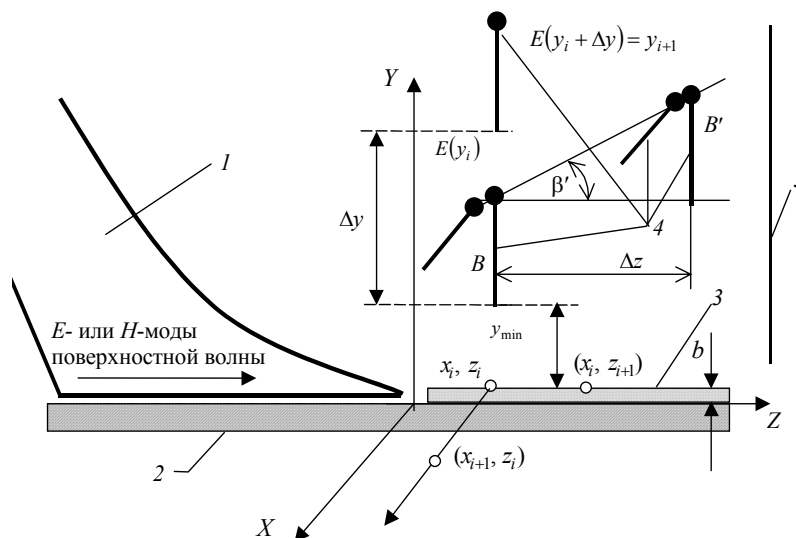


Рис. 2.23. К методу измерений параметров и локализации неоднородностей диэлектрических и магнитоэлектрических покрытий на металле и оценки их относительной величины:

1 – устройство возбуждения медленных поверхностных волн;

2 – металлическая подложка; 3 – поверхностный слой исследуемого покрытия; 4 – приемные вибраторы или линейка эквидистантных приемных вибраторов (ЛПВ); 5 – электромагнитный экран (ЭМЭ)

(ДН) устройства возбуждения медленной поверхностной волны, направленной вдоль оси Z , измеряют напряженность поля E поверхностной волны в нормальной плоскости относительно направления ее распространения (в точке y). Делают первоначальный шаг $\Delta y = d$ и измеряют напряженность поля поверхностной волны в точке $y + d$.

При этом существует два варианта реализации системы приемных вибраторов: вибратор перемещаемый в нормальной плоскости относительно направления распространения поля поверхностной медленной волны или набор приемных вибраторов с постоянным дискретным расстоянием d между ними.

Рассчитывают коэффициент нормального затухания α_1 из выражения

$$\alpha_1 = \alpha(y) = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{E(y)}{E(y+d)} \right],$$

где $E(y)$ и $E(y+d)$ – напряженности поля поверхностной волны в нормальной плоскости относительно направления распространения в разнесенных точках измерений y и $y + d$; d – расстояние (шаг) между точками измерений.

Мерой параметров неоднородностей покрытия является отклонение распределения напряженности поля в зоне дифракции от экспоненциального $E(y) = E_0 \exp[-\alpha(y)y]$ (рис. 2.26), характерного для зоны покрытия без неоднородностей или, что то же самое, непостоянство $\alpha(y)$. Отклонение напряженности

поля от экспоненциального есть результат интерференции полей поверхностной медленной волны с рассеянно отраженной от неоднородности быстрой волны (являющейся результатом дифракции медленной поверхностной волны на неоднородности) вне слоя ($y \geq b$) для геометрической неоднородности любого типа, так как она может быть аппроксимирована суммой клиновидных неоднородностей при малом шаге Δz или внутри слоя ($y < b$), где также любая электрофизическая неоднородность может быть сведена к геометрической неоднородности.

НА РИСУНКЕ 2.24 ПОКАЗАНА ВЕКТОРНАЯ КАРТИНА ДИФРАКЦИИ НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ДЛИНОЙ λ ОТ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ С ПОСТОЯННЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ϵ И МАГНИТНОЙ μ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ И ГРАДИЕНТОМ ТОЛЩИНЫ ПОКРЫТИЯ $\text{grad}_z b$, ВЗЯТЫМ В КАЧЕСТВЕ ПРИМЕРА ПАРАМЕТРА ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ (В ПРИНЦИПЕ, ЗНАЯ СВЯЗЬ $\alpha(B, \epsilon)$ ЛЮБУЮ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКУЮ НЕОДНОРОДНОСТЬ МОЖНО ПРИВЕСТИ К ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ), ГДЕ \bar{k}'' – ВЕКТОР ЗАТУХАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В НОРМАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ (НЕДИССИПАТИВНЫЙ ВЕКТОР ЗАТУХАНИЯ); \bar{k}' – ФАЗОВЫЙ ВЕКТОР, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ ВЕЛИЧИНУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ; \bar{k} – СУММАРНЫЙ ВЕКТОР РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ; $\bar{k}_{\text{БВ}}$ – ВЕКТОР РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОТРАЖЕННОЙ (БЫСТРОЙ) ВОЛНЫ; $\gamma_{\text{н}}$ – УГОЛ НАКЛОНА (НАЧАЛЬНЫЙ) ВЕКТОРА ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ ДО ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ; $\gamma_{\text{к}}$ – УГОЛ НАКЛОНА (КОНЕЧНЫЙ) ВЕКТОРА ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ НА ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ; B_1 – ТОЛЩИНА СЛОЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ ДО ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ; B_2 – МАКСИМАЛЬНАЯ ТОЛЩИНА СЛОЯ С ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ; β – УГОЛ НАКЛОНА ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОКРЫТИЯ.

Далее переводят приемный вибратор в следующую точку, делая постоянный, либо адаптивно изменяющийся относительно величины изменения коэффициента затухания шаг Δu и повторяют измерения.

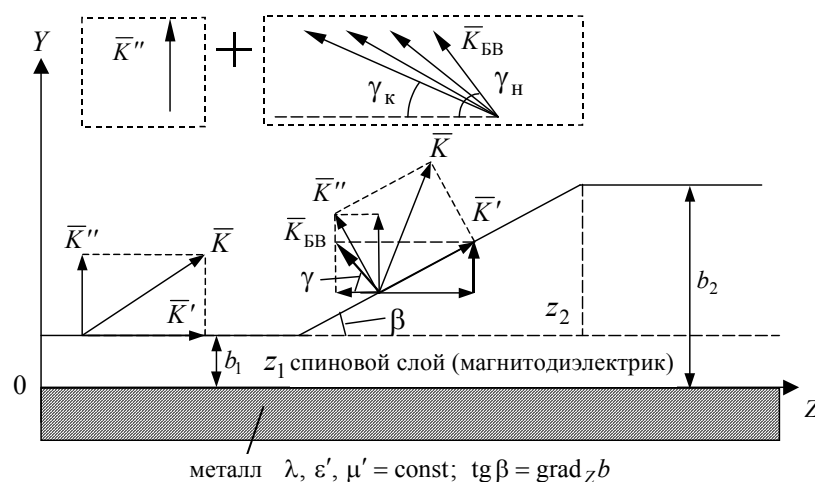


РИС. 2.24. ВЕКТОРНАЯ КАРТИНА ДИФРАКЦИИ НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ДЛИНОЙ λ ОТ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Вычисляют все значения α_j , где $j \in [1, \dots, n-1]$ – количество точек измерений, и рассчитывают среднее значение коэффициента затухания

$$\alpha_{\text{cp}} = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \alpha_j.$$

Определяют максимальное отклонение коэффициента затухания $\Delta\alpha_{\text{max}}$

$$\Delta\alpha_{\text{max}} = \alpha_{j \text{ max}} - \alpha_{\text{cp}}$$

и сравнивают его значение с пороговым $\Delta\alpha_{\text{порог}}$, величина которого назначается по необходимой точности локализации неоднородности или по метрологическим соображениям, например, пороговой точности измерения E , α и т.д. Можно также сравнивать счетную сумму по индексу j модулей всех отклонений, сравнивая ее с назначенной пороговой величиной.

В микропроцессорном устройстве запоминаются координаты этой точки сканирования и значение $\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\text{порог}} - \Delta\alpha_{\text{max}}$.

Делают шаг Δz_1 в направлении максимума ДН и производят аналогичный цикл измерений коэффициента затухания в следующей точке $(x_i, z_i + \Delta z_1)$. Если среднее значение коэффициента затухания α_{cp} в точке (x_i, z_i) отличается от α_{cp} в точке $(x_i, z_i + \Delta z_1)$, то следующий шаг в направлении максимума ДН (оси Z) – Δz выбирается адаптивно из условия

$$\Delta z_{n+1} = \frac{c_1}{\alpha_{\text{cp}}(x_i, z_i) - \alpha_{\text{cp}}(x_i, z_i + \Delta z_n) + c_2},$$

где c_1 и c_2 – коэффициенты пропорциональности, имеющие постоянные значения.

Повторяют цикл измерения $\Delta\alpha_{\text{max}}$ по направлению максимума ДН в пределах заданного изменения размера покрытия по оси Z от начального z_n до конечного z_k .

Делают шаг Δx_1 , перемещая апертуру излучателя и приемные вибраторы, и производят измерения $\Delta\alpha_{\text{max}}$ по направлению максимума ДН по оси Z в обратном направлении от z_k до z_n . Цикл измерения $\Delta\alpha_{\text{max}}$ повторяется. При этом возможно адаптивное изменение Δx_i и Δy_j подобно Δz_n .

В микропроцессорном устройстве запоминается массив дискретных значений $\Delta\alpha$ по всем дискретным точкам измерений и строится график значений $\Delta\alpha$ по поверхности XZ .

Определяют границы неоднородностей и площади поверхностей S_1 , где $\Delta\alpha \neq 0$, и S_2 , где $\Delta\alpha = 0$, а по соотношению $S_1 / (S_1 + S_2)$ судят об относительных размерах локализованной в области S_1 неоднородности (рис. 2.25).

Вычисляют «информативный» объем

$$V = \sum_{z_n}^{z_k} \sum_{x_n}^{x_k} \Delta\alpha_i \Delta x_i \Delta z_i$$

и определяют интегральный параметр V / S_1 , характеризующий неоднородность.

Для устранения погрешности от влияния конечных размеров площади сканирования переводят излучатель и приемные вибраторы так, чтобы максимум диаграммы направленности был направлен по оси X и определяют коэффициент затухания по алгоритму, как и для рассмотренного выше случая, когда максимум ДН был направлен по оси Z . Результаты измерений и вычислений усредняют в каждой дискретной точке.

В последние годы все большее внимание разработчиков измерительной техники привлекают методы обработки результатов, применяющие понятия и алгоритмы теории фрактальных поверхностей [31, 32].

вдоль направления максимума ДН (направления распространения волны) для каждой волны и находят среднее значение коэффициента затухания напряженности поля вдоль оси $Z - \alpha_Z$.

КОЭФФИЦИЕНТ ДИССИПАТИВНЫХ ЗАТУХАНИЙ α_Z ЗАВИСИТ ОТ ВЕЛИЧИНЫ УДЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ $\gamma_{ом}$ И ИМЕЕТ В ПРЕОБРАЗОВАННОМ ВИДЕ ВЫРАЖЕНИЕ

$$\alpha_Z = 27,29 \frac{\varepsilon'' \operatorname{tg} \delta}{\lambda_r} R = 1638,3 \gamma_{ом} R \text{ [дБ/м]},$$

где R – фактор затухания, зависящий от величины a / λ_r , и диэлектрической проницаемости. Оптимальное (максимальное) значение этого фактора, для целей измерения γ , лежит при значениях a / λ_r (при разных ε) в пределах

$$0,2 < \frac{a}{\lambda_r} < 0,4.$$

ТАКИМ ОБРАЗОМ, ПО ВЕЛИЧИНЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИССИПАТИВНЫХ ЗАТУХАНИЙ α_Z ПОЛЯ МЕДЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТРУБОПРОВОДА ОПРЕДЕЛЯЮТ ВЕЛИЧИНУ УДЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ $\gamma_{ом}$ И РАССЧИТЫВАЮТ МНИМУЮ ЧАСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ.

Достоинства метода:

3. простота сканирования E -электрического поля только по оси Z по максимуму ДН. Нет необходимости измерений по оси Y как в [22];

4. если в [22] для измерений величин диссипативных затуханий $\alpha_{EZ} \equiv \gamma_{ом}$ и $\alpha_{HZ} \equiv \gamma_{ом} + \gamma_{гм} \approx \gamma_{гм}$ обязательно присутствие согласующей нагрузки-поглотителя, то измерение этих величин в предлагаемом методе величины α_Z могут быть измерены как

$$\alpha_z = \frac{1}{0,5\lambda_{3C}} \ln \frac{E_{i+1\min}}{E_{i\min}}, \quad (2.42)$$

где

$$0,5\lambda_{3C} = \frac{0,5\lambda_{3C}^{\min} + 0,5\lambda_{3C}^{\max}}{2} \quad \text{или} \quad 0,5\lambda_{3C} = \sqrt{(0,5\lambda_{3C}^{\min})^2 + (0,5\lambda_{3C}^{\max})^2}.$$

Здесь $0,5\lambda_{3C}^{\min}$ – расстояние между ближайшими минимумами, а $0,5\lambda_{3C}^{\max}$ – расстояние между ближайшими максимумами (рис. 2.18);

3) больше чувствительность измерений стоячих волн по сравнению с параметрами бегущих волн (локализации мощности СВ в замкнутом пространстве «излучатель–ЭМЭ»).

Заметим, что при измерении для λ_{r2} при z_i (для λ_{r1}) по пункту 1 поиска (рис. 2.20) величины $\Delta z = 0,5\lambda_{3C2}$, при которой фазы E в точках z_i и $z_i + \Delta z$ (λ_{r2}) будут отличаться на $\pm\pi$. Этот вариант лучше в смысле локальности измерений. При этом ε' считаем измеренными в т. z_i , а в варианте 1 – в т. $z_i + \frac{z_{i2} - z_{i1}}{2}$.

На рисунках 2.21 и 2.22, соответственно, показаны экспериментальные зависимости характера стоячих волн для различной толщины покрытия и влияние на их характер экрана-отсекателя.

Алгоритм 5. Аналогичен алгоритму 1. Однако на λ_{r1} и λ_{r2} измеряются b/ε' и $\varepsilon'\mu'$. Величина μ' получается в измерителе модуля μ' с индикацией по смене вида поляризации по величине граничного поля подмагничивания $H_{огр}$ (или максимума угла поворота поляризации θ_{\max}) определяется χ и, следовательно, $\mu' = 1 + \chi$ [27]. При этом λ_{H11} в круглом ВВ может быть близка к $\lambda_{r1,2}$, что весьма важно.

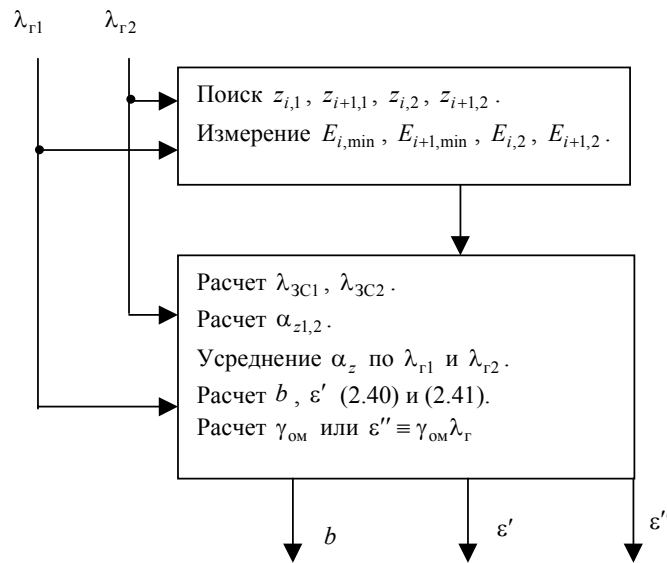
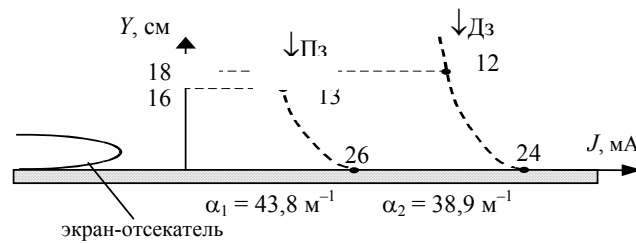
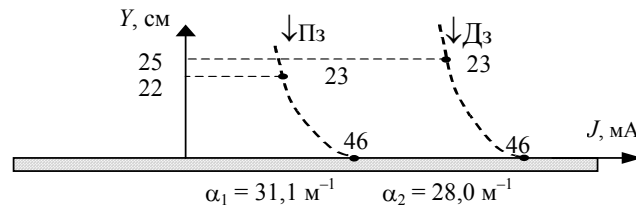
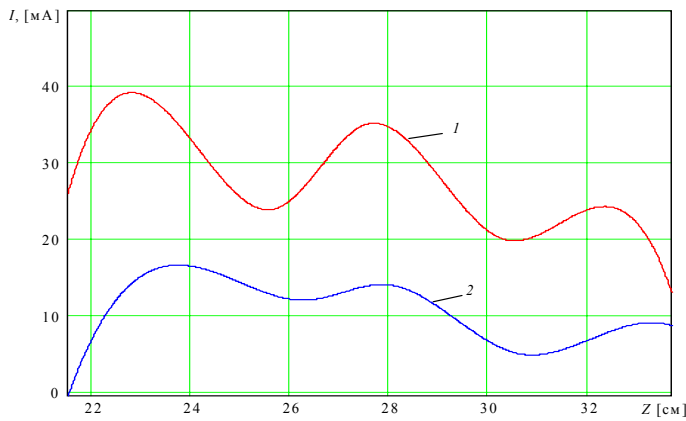


Рис. 2.20. Схема алгоритма реализации СВЧ метода определения величин комплексной диэлектрической проницаемости и толщины покрытия по длинам стоячих или смешанных волн моды E_1



б)

Рис. 2.22. Характер стоячих волн при наличии и отсутствии экрана-отсекателя (Пз – промежуточная зона, Дз – дальняя зона):

a – кривая 1 без экрана-отсекателя; 2 – с экраном-отсекателем

Алгоритм б. Алгоритмы многомодовых режимов на одной частоте. Число мод, реализуемых на одной длине волны λ_r , как было показано выше, является функцией величин ϵ' , μ' , b , т.е. зависит от величины радиуса характеристической окружности ρb . Здесь практически реализуются только режимы двух смежных по длине волны (частоте) *E*- и *H*-нелатентных мод. Одновременно существующие моды имеют разную степень «залипания», т.е. разные α и β , а следовательно, и разные коэффициенты замедления v_z и фазовой скорости V_ϕ в режиме БВ, т.е. волны как бы плывут относительно друг друга. Измерение интегрального или раздельного затухания нескольких мод в одной точке позволяет сделать вывод об увеличении чувствительности измеряемой величины α к параметрам слоя b и ϵ' , но требует уточнения модели с учетом конкуренции этих мод.

$$\text{Измеряются } \lambda_{r1}^{E1} \text{ при } \beta_{E1} b \ll \frac{\pi}{2} (1);$$

$$\lambda_{r3}^{H1}, \lambda_{r3'}^{H1} \quad \text{при} \quad \frac{\pi}{2} \leq \beta_{H1} b \leq \frac{\pi}{2} + \Delta \quad \text{или} \quad \lambda_{r5''}^{H1} \quad \text{и} \quad \lambda_{r5'}^{H1}.$$

Рассматриваются все прочие варианты сочетания режимов двух соседних мод E и H . Это не обязательно первые моды $E1$ и $H1$, ибо при любых λ_r нас интересуют две соседние моды, так как предыдущие до них практически латентны, а последующих при уменьшении λ_r – еще нет.

Алгоритм 7. Метод определения неоднородностей параметров слоя. В данном СВЧ методе определения неоднородностей покрытия [28, 29, 30] с помощью устройства возбуждения медленных поверхностных волн (рупор) 1 (рис. 2.23) вдоль расположенного на электропроводящей металлической подложке 2, диэлектрического покрытия 3 с неизвестными параметрами: толщиной слоя b , относительной диэлектрической проницаемостью ϵ' , относительной магнитной проницаемостью μ' , модулем волнового сопротивления Z_b и фазовой скоростью V_Φ возбуждают медленную поверхностную E -волну, длиной λ , при условии обеспечения режима ее одномодовости, т.е. отсутствия следующей моды волны H , выбирая длину волны генератора λ_r из условия

$$\frac{2\pi b_{\max}}{\lambda_r} \sqrt{\epsilon_{\max} \mu_{\max} - 1} \leq \frac{\pi}{2},$$

где ϵ_{\max} , μ_{\max} , b_{\max} – максимально возможные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей и толщины покрытия.

С помощью системы приемных вибраторов 4 в начальной точке поверхности (x_i, z_i) на линии максимума диаграммы направленности

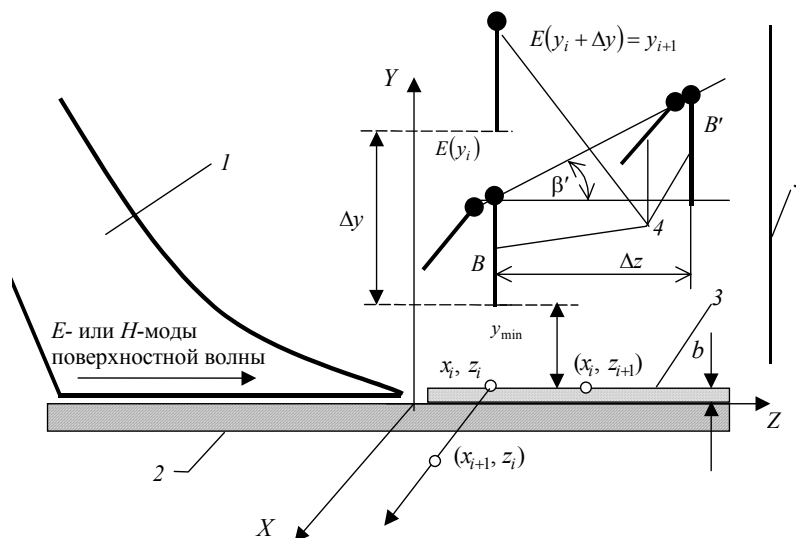


Рис. 2.23. К методу измерений параметров и локализации неоднородностей диэлектрических и магнитоэлектрических покрытий на металле и оценки их относительной величины:

1 – устройство возбуждения медленных поверхностных волн;

2 – металлическая подложка; 3 – поверхностный слой исследуемого покрытия; 4 – приемные вибраторы или линейка эквидистантных приемных вибраторов (ЛПВ); 5 – электромагнитный экран (ЭМЭ)

(ДН) устройства возбуждения медленной поверхностной волны, направленной вдоль оси Z , измеряют напряженность поля E поверхностной волны в нормальной плоскости относительно направления ее распространения (в точке y). Делают первоначальный шаг $\Delta y = d$ и измеряют напряженность поля поверхностной волны в точке $y + d$.

При этом существует два варианта реализации системы приемных вибраторов: вибратор перемещаемый в нормальной плоскости относительно направления распространения поля поверхностной медленной волны или набор приемных вибраторов с постоянным дискретным расстоянием d между ними.

Рассчитывают коэффициент нормального затухания α_1 из выражения

$$\alpha_1 = \alpha(y) = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{E(y)}{E(y+d)} \right],$$

где $E(y)$ и $E(y+d)$ – напряженности поля поверхностной волны в нормальной плоскости относительно направления распространения в разнесенных точках измерений y и $y + d$; d – расстояние (шаг) между точками измерений.

Мерой параметров неоднородностей покрытия является отклонение распределения напряженности поля в зоне дифракции от экспоненциального $E(y) = E_0 \exp[-\alpha(y)y]$ (рис. 2.26), характерного для зоны покрытия без неоднородностей или, что то же самое, непостоянство $\alpha(y)$. Отклонение напряженности

поля от экспоненциального есть результат интерференции полей поверхностной медленной волны с рассеянно отраженной от неоднородности быстрой волны (являющейся результатом дифракции медленной поверхностной волны на неоднородности) вне слоя ($y \geq b$) для геометрической неоднородности любого типа, так как она может быть аппроксимирована суммой клиновидных неоднородностей при малом шаге Δz или внутри слоя ($y < b$), где также любая электрофизическая неоднородность может быть сведена к геометрической неоднородности.

НА РИСУНКЕ 2.24 ПОКАЗАНА ВЕКТОРНАЯ КАРТИНА ДИФРАКЦИИ НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ДЛИНОЙ λ ОТ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ С ПОСТОЯННЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ϵ И МАГНИТНОЙ μ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ И ГРАДИЕНТОМ ТОЛЩИНЫ ПОКРЫТИЯ $\text{grad}_z b$, ВЗЯТЫМ В КАЧЕСТВЕ ПРИМЕРА ПАРАМЕТРА ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ (В ПРИНЦИПЕ, ЗНАЯ СВЯЗЬ $\alpha(B, \epsilon)$ ЛЮБУЮ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКУЮ НЕОДНОРОДНОСТЬ МОЖНО ПРИВЕСТИ К ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ), ГДЕ \bar{k}'' – ВЕКТОР ЗАТУХАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В НОРМАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ (НЕДИССИПАТИВНЫЙ ВЕКТОР ЗАТУХАНИЯ); \bar{k} – ФАЗОВЫЙ ВЕКТОР, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ ВЕЛИЧИНУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ; \bar{k} – СУММАРНЫЙ ВЕКТОР РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ; $\bar{k}_{\text{БВ}}$ – ВЕКТОР РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОТРАЖЕННОЙ (БЫСТРОЙ) ВОЛНЫ; $\gamma_{\text{н}}$ – УГОЛ НАКЛОНА (НАЧАЛЬНЫЙ) ВЕКТОРА ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ ДО ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ; $\gamma_{\text{к}}$ – УГОЛ НАКЛОНА (КОНЕЧНЫЙ) ВЕКТОРА ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ НА ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ; B_1 – ТОЛЩИНА СЛОЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ ДО ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ; B_2 – МАКСИМАЛЬНАЯ ТОЛЩИНА СЛОЯ С ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ; β – УГОЛ НАКЛОНА ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОКРЫТИЯ.

Далее переводят приемный вибратор в следующую точку, делая постоянный, либо адаптивно изменяющийся относительно величины изменения коэффициента затухания шаг Δu и повторяют измерения.

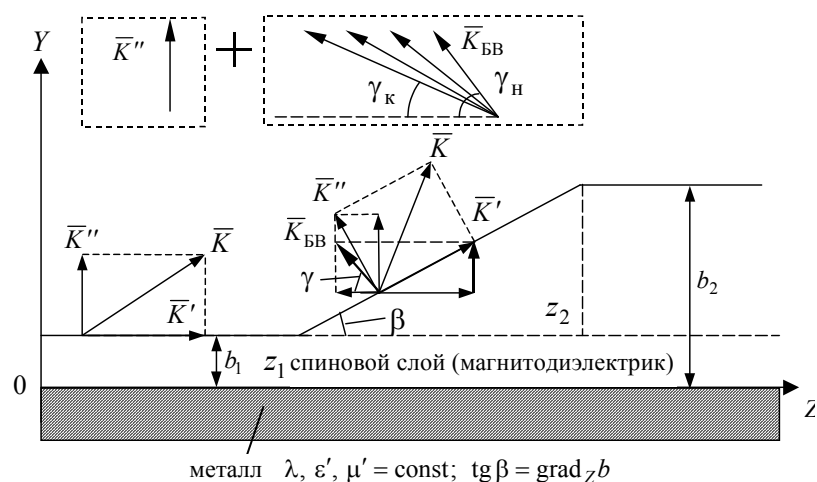


РИС. 2.24. ВЕКТОРНАЯ КАРТИНА ДИФРАКЦИИ НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ДЛИНОЙ λ ОТ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Вычисляют все значения α_j , где $j \in [1, \dots, n-1]$ – количество точек измерений, и рассчитывают среднее значение коэффициента затухания

$$\alpha_{\text{cp}} = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \alpha_j.$$

Определяют максимальное отклонение коэффициента затухания $\Delta\alpha_{\text{max}}$

$$\Delta\alpha_{\text{max}} = \alpha_{j \text{ max}} - \alpha_{\text{cp}}$$

и сравнивают его значение с пороговым $\Delta\alpha_{\text{порог}}$, величина которого назначается по необходимой точности локализации неоднородности или по метрологическим соображениям, например, пороговой точности измерения E , α и т.д. Можно также сравнивать счетную сумму по индексу j модулей всех отклонений, сравнивая ее с назначенной пороговой величиной.

В микропроцессорном устройстве запоминаются координаты этой точки сканирования и значение $\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\text{порог}} - \Delta\alpha_{\text{max}}$.

Делают шаг Δz_1 в направлении максимума ДН и производят аналогичный цикл измерений коэффициента затухания в следующей точке $(x_i, z_i + \Delta z_1)$. Если среднее значение коэффициента затухания α_{cp} в точке (x_i, z_i) отличается от α_{cp} в точке $(x_i, z_i + \Delta z_1)$, то следующий шаг в направлении максимума ДН (оси Z) – Δz выбирается адаптивно из условия

$$\Delta z_{n+1} = \frac{c_1}{\alpha_{\text{cp}}(x_i, z_i) - \alpha_{\text{cp}}(x_i, z_i + \Delta z_n) + c_2},$$

где c_1 и c_2 – коэффициенты пропорциональности, имеющие постоянные значения.

Повторяют цикл измерения $\Delta\alpha_{\text{max}}$ по направлению максимума ДН в пределах заданного изменения размера покрытия по оси Z от начального z_n до конечного z_k .

Делают шаг Δx_1 , перемещая апертуру излучателя и приемные вибраторы, и производят измерения $\Delta\alpha_{\text{max}}$ по направлению максимума ДН по оси Z в обратном направлении от z_k до z_n . Цикл измерения $\Delta\alpha_{\text{max}}$ повторяется. При этом возможно адаптивное изменение Δx_i и Δy_j подобно Δz_n .

В микропроцессорном устройстве запоминается массив дискретных значений $\Delta\alpha$ по всем дискретным точкам измерений и строится график значений $\Delta\alpha$ по поверхности XZ .

Определяют границы неоднородностей и площади поверхностей S_1 , где $\Delta\alpha \neq 0$, и S_2 , где $\Delta\alpha = 0$, а по соотношению $S_1 / (S_1 + S_2)$ судят об относительных размерах локализованной в области S_1 неоднородности (рис. 2.25).

Вычисляют «информативный» объем

$$V = \sum_{z_n}^{z_k} \sum_{x_n}^{x_k} \Delta\alpha_i \Delta x_i \Delta z_i$$

и определяют интегральный параметр V / S_1 , характеризующий неоднородность.

Для устранения погрешности от влияния конечных размеров площади сканирования переводят излучатель и приемные вибраторы так, чтобы максимум диаграммы направленности был направлен по оси X и определяют коэффициент затухания по алгоритму, как и для рассмотренного выше случая, когда максимум ДН был направлен по оси Z . Результаты измерений и вычислений усредняют в каждой дискретной точке.

В последние годы все большее внимание разработчиков измерительной техники привлекают методы обработки результатов, применяющие понятия и алгоритмы теории фрактальных поверхностей [31, 32].

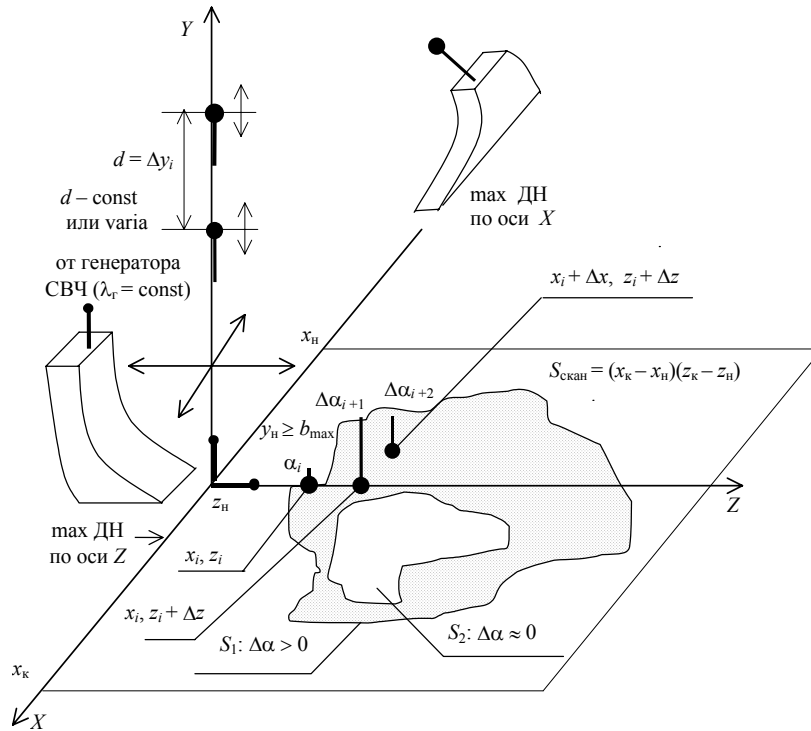


Рис. 2.25. Реализация СВЧ метода локализации неоднородностей диэлектрических и магнетодиэлектрических покрытий на металле и оценка их относительной величины

Оказывается, если дискретно с шагом δ менять пороговое значение $\Delta\alpha_{\text{порог}}$ в достаточно широких пределах, измеряя при этом соответствующую величину «информационного объема» V (как дискретную функцию величин $\Delta\alpha_{\text{порог}} = \Delta\alpha_{\text{п}} \in [\Delta\alpha_{\text{порог}}^{\text{min}}, \Delta\alpha_{\text{порог}}^{\text{min}} + \delta, \Delta\alpha_{\text{порог}}^{\text{min}} + 2\delta, \dots, \Delta\alpha_{\text{порог}}^{\text{max}}]$, то тангенс угла наклона функции $V(\Delta\alpha_{\text{п}})$ (или $V/C(\Delta\alpha_{\text{п}})$) позволяет определить фрактальную

(не топологическую) размерность сканируемой поверхности D . Важнейшими при этом являются следующие факторы, как показывают проведенные нами эксперименты:

1) величина $D \in [2..3]$ характеризует «интегральную» неоднородность как меру «неплоскостности» поверхности;

2) может служить мерой «искусственной» организации специальных неоднородностей хаотической неоднородности.

Картина дифракции неоднородной поверхностной волны длиной λ от топологической неоднородности с постоянными диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями и градиентом толщины покрытия приведена на рис. 2.26.

На рисунках 2.27 – 2.29 показаны экспериментально полученные зависимости нормированных значений величин силы тока (т.е. напряженности E) при различных расстояниях от неоднородности с большим градиентом b . Видна ярко выраженная деформация экспоненты (зависимости $E = f(y)$), которая тем больше, чем ближе точка измерения по Z ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$ [см]) к неоднородности.

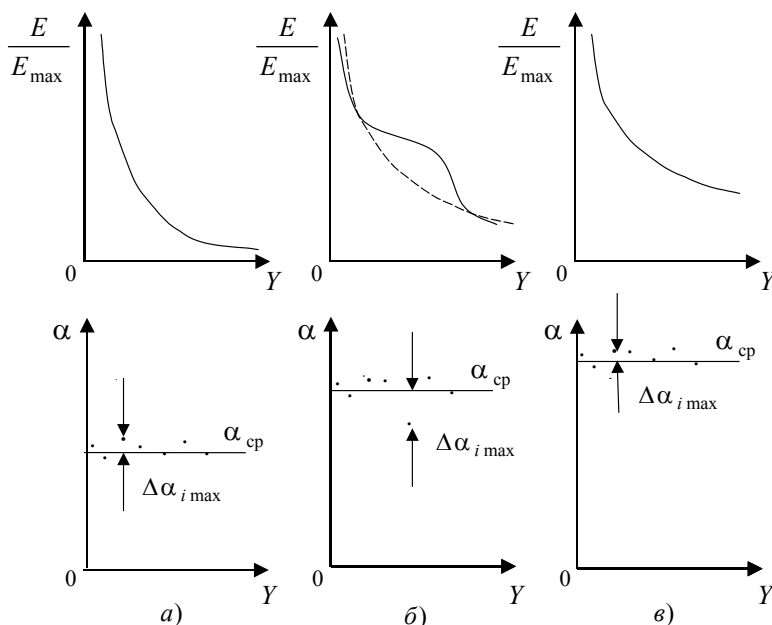
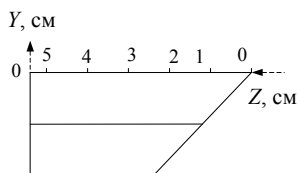


Рис. 2.26. Распределение нормированного значения напряженности электрического поля в зоне дифракции:

***a* и *в* – недеформированная экспонента нормированной напряженности поля поверхностной волны при отсутствии неоднородности;**

***б* – деформированная экспонента нормированной напряженности поля поверхностной волны, как результат векторной суммы диаграммы направленности быстрой и медленной волн**



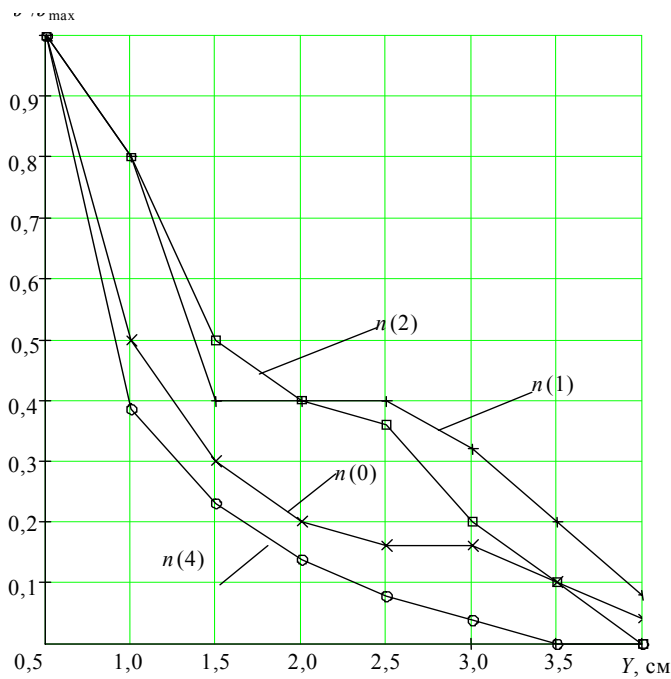


Рис. 2.27. Зависимость нормированного значения силы тока для случая неоднородности покрытия слоя «обратный клин» при различных значениях n -расстояния до неоднородности

Величина α зависит от $\text{grad } b$, и ее отклонение от $\alpha_{\text{ср}}$ служит мерой $\text{grad } b$. Важен экспериментально подтвержденный факт, что возможна индикация наличия неоднородности уже на расстоянии $\approx \lambda_r/2$ до нее.

Алгоритм 8. Алгоритм многомодовых режимов на одной частоте. Число мод, реализуемых на одной λ_r , как было показано выше, является функцией величин ε' , μ' , b , т.е. зависит от величины радиуса характеристической окружности ρb (рис. 2.13, а). Практически реализуются только режимы двух смежных по длине волны (частоте) E и H

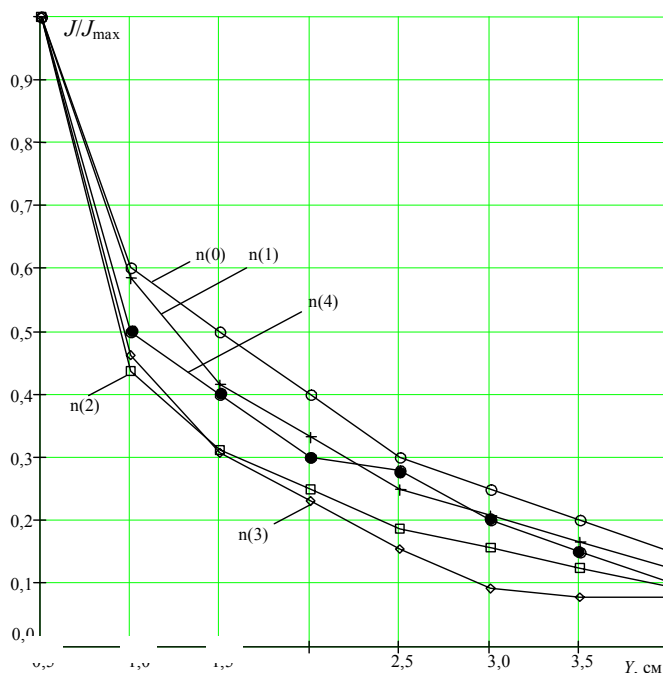
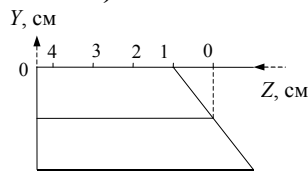
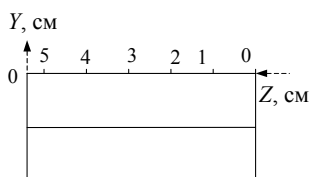


РИС. 2.28. ЗАВИСИМОСТЬ НОРМИРОВАННОГО ЗНАЧЕНИЯ СИЛЫ ТОКА

для случая неоднородности покрытия слоя «прямой клин»
при различных значениях n -расстояния до неоднородности

нелатентных мод. На рисунке 2.14 это область любой $\lambda_r \in [0,06...0,1]$ м (для смежных мод $E1$ и $H1$). Одновременно существующие моды имеют разную степень «залипания», т.е. разные α и β , а, следовательно, и разные v_3 и V_ϕ в режиме БВ, т.е. плывут относительно друг друга. Измерение интегрального затухания нескольких мод в одной точке, позволяет сделать вывод об увеличении чувствительности измеряемой величины α к параметрам слоя b и ε' , но требует уточнения модели с учетом конкуренции этих мод.



J

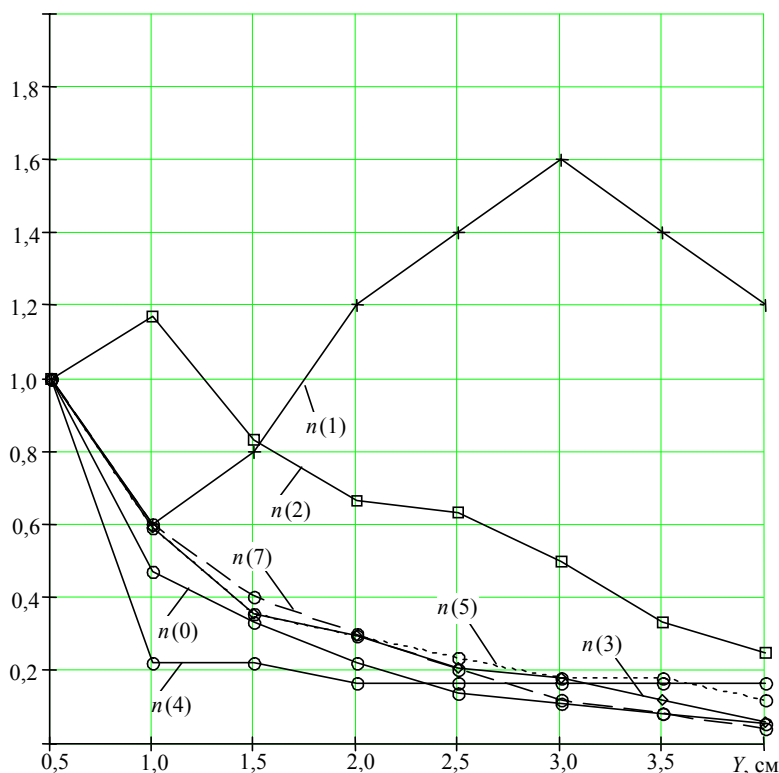


Рис. 2.29. Зависимость нормированного значения силы тока для случая отсутствия наклона неоднородности покрытия слоя при различных значениях n -расстояния до неоднородности

В связи с этим выявлено:

- как распределяется мощность излучения между модами;
- какова картина векторной суммы $\vec{E} = \vec{E}_\Sigma(y)$ для нескольких мод, как при этом находить интегральное затухание α_Σ ,

$$\bar{E}_\Sigma = \bar{E}_{\text{моды}E1} + \bar{E}_{\text{моды}H1} \text{ или } \bar{E}_\Sigma = \bar{E}_{yE1} + \bar{E}_{H1} = E_{yE1}^0 \exp(-\alpha_{E1}y) + E_{H1}^0 \exp(-\alpha_{H1}y),$$

как получить α_Σ , когда $\alpha_y \ll 1$: $\exp(-\alpha_y y) \cong 1 - \alpha_y y$ (рис. 2.30);

• влияние конструкции двухмодовой апертуры на условие реализации мод $E1$ и $H1$ и условие их одночастотной и энергетической конкуренции и т.д.

Для двухмодового одночастотного режима стоячих волн (рис. 2.31) (см. алгоритм 4) в силу конечного размера зоны СВ суммарного поля мод спектр пространственных гармоник мод является сплошным в принципе, но близким к линейчатому для прямых и обратных дискретных пространственных гармоник.

Таким образом, суммарная спектральная плотность пространственных гармоник $G_\Sigma(\lambda_{E1}, \lambda_{H1})$ (где $\lambda_{E1}, \lambda_{H1}$ – длины волн над ЗС при данной λ_r) зависит от v_{zE1} и v_{zH1} , а следовательно, от α_{E1} и α_{H1} , и в конечном счете от величин b, ϵ' и т.д.

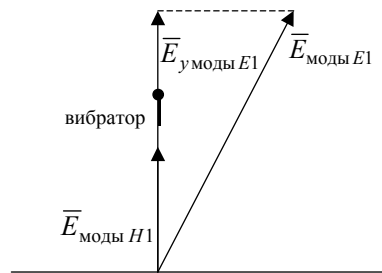


Рис. 2.30. Векторная картина распределения энергии моды $E1$ и $H1$

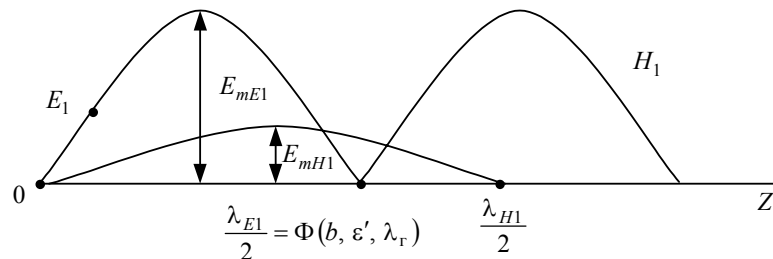


Рис. 2.31. Распределение энергии поля мод $E1$ и $H1$ в режиме стоячих волн

Очевидно, что значение амплитудного и фазового спектра пространственных частот могут быть привязаны к конкретной координате точки измерения. Анализ картины этих спектров (легко алгоритмизируемым аппаратно методом, например, быстрого дискретного преобразования Фурье (БПФ)) даст адекватную информацию не только о величинах b , ε и т.д., но и позволит разрешить задачу проектирования слоя, обеспечивающего эффект поглощения за счет преобразования падающей волны в поверхностную.

Недостатком описываемого выше алгоритма СВ двух мод является малая локальность измерения, или, по крайней мере, его алгоритмическая сложность, так как для перевода распределения поля $E(z)$ двух мод вдоль оси Z из аналогового вида в цифровой (АЦП с большой памятью ОЗУ) и дальнейшей обработки большого массива данных в цифровую форму (МПУ) требуется большая дискретная база z с весьма малым шагом Δz .

Существует также расчетная возможность определения величины КСВ (Z), зависящего от изменения амплитуд E_m [15] и, естественно, конкурентного раздела активной мощности P между модами.

Алгоритм 9. Алгоритмы, реализующие многоизлучательные когерентные системы поверхностных волн. На рис. 2.32 показана схема сканирования двумя ортогональными (когерентными) излучателями.

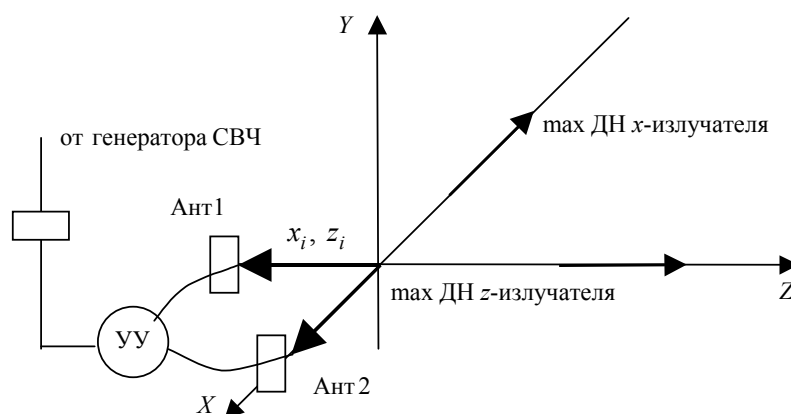


Рис. 2.32. Схема сканирования двумя ортогональными (когерентными) излучателями, где УУ – устройство управления

Работа алгоритма измерения \dot{Z}_v (см. алгоритм 8) в режиме дискретного сканирования с шагом $\Delta z_i (\Delta x_i)$ подобна алгоритму 8, но проводится либо попеременным их включением, либо в режиме интерференции полей когерентных источников. УУ – управляемое устройство для отработки соотношений амплитуды и фазы волн ортогональных излучателей по результатам интерференции, в том числе Y может быть и управляемым делителем.

Приведем пример алгоритма сканирования:

- включить излучатель z , измерить α_1 в $x_i z_i$ или $\sum E(y_i)$;
- включить излучатель x , измерить α_2 в $x_i z_i$ или $\sum E(y_i)$;
- усреднение по массиву $\sum E$ и α .

Этот алгоритм дает уменьшение погрешности за счет конечных размеров сканируемой площади.

Кроме ортогонального расположения когерентных излучателей возможно и их противофазное расположение. Их можно включать попеременно как в указанном выше алгоритме. При этом второй излучатель может служить согласующей нагрузкой и по поглощению энергии управлять работой (информативно) противофазным.

Варианты: 1. Ортогональный вариант с подвижным(и) излучателем (излучателями) x и z . 2. Противофазный с соответствующими излучателями.

Таким образом, рассмотрены варианты коммутации баз вибраторов для разных алгоритмов 2, 3, 3', 6 и проведено их обоснование по развязке измерения величин α как латентных и нелатентных мод позволяет решить задачу увеличения быстродействия алгоритма.

В сравнении с известными емкостными и индуктивными датчиками контроля [4] предлагаемые методы и преобразователи (табл. 2.3) позволяют на два-три порядка повысить локальность измерений, которая будет определяться поперечными размерами приемного вибратора (порядка 10^{-4} м) и получить значительно меньшую погрешность определения электрофизических и теплофизических параметров.

Аппаратурная реализация методов, позволяющая разделение в пространстве сложной апертуры – источника поверхностных волн и отдельного, простого в реализации приемника, позволяет решить задачу быстродействующего сканирования одним приемником больших поверхностей.

Сравнительный анализ вышеприведенных алгоритмов позволяет сделать главный вывод: наиболее предпочтительным по простоте реализации способом решения поставленной задачи сканирования величин ε и b поверхностных специальных покрытий является первый алгоритм одномодового двухчастотного режима $E1$.

2.7. АНАЛИЗ АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ВЕЛИЧИНЫ НЕДИССИПАТИВНОГО ЗАТУХАНИЯ МОДЫ E_1

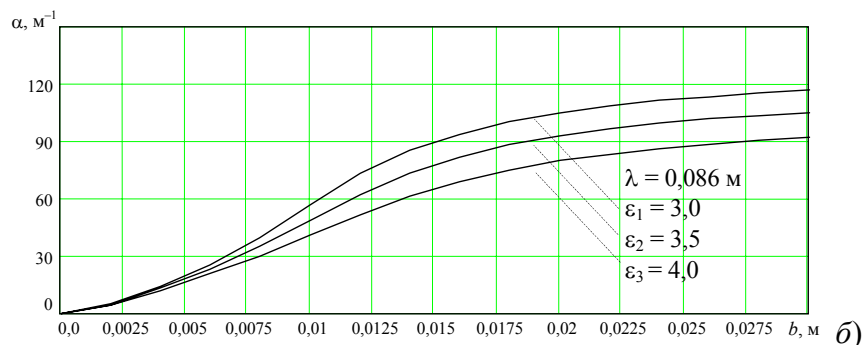
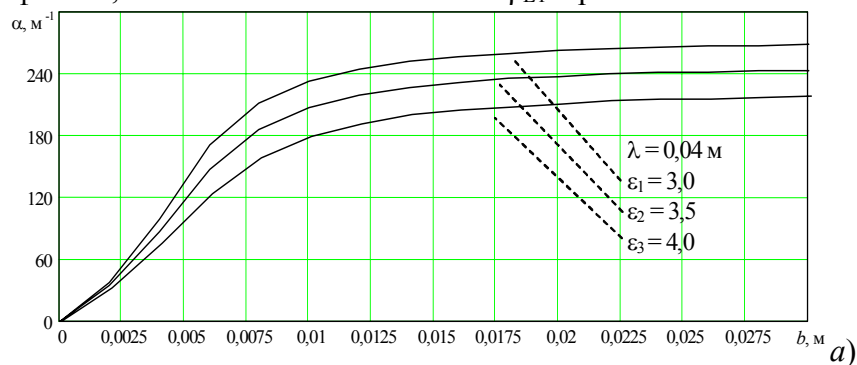
Решение трансцендентного уравнения (2.23) для получения аналитических выражений информативной величины $\alpha_{E_1} = \Phi(\lambda, \varepsilon', b)$ с учетом того, что по (2.26) величина $0 \leq \beta_E \leq \pi/2$, возможно лишь графически или только численно. Разработанные нами программы численного расчета α_{E_1} по (2.23) с учетом (2.26) позволяют получить графическое их решение. Аппроксимация этих графических решений вполне возможна в необходимых диапазонах измерений толщины и диэлектрической проницаемости покрытий при удобных для экспериментальной реализации наборах длин волн (4, 8.1, 8.6, см. и т.д.). Указанные программы позволяют получить графические решения выражений, кроме зависимостей $\alpha_{E_1 \dots n} = \Phi(\lambda, \varepsilon', b)$, также зависимости и для $\alpha_{H_1 \dots n} = \Phi(\lambda, \varepsilon', b)$, с учетом того, что $\mu' \neq 1$, вычислить функции чувствительностей по измеряемым и мешающим факторам, погрешностей измерений, получить аппроксимирующие функции и т.д.

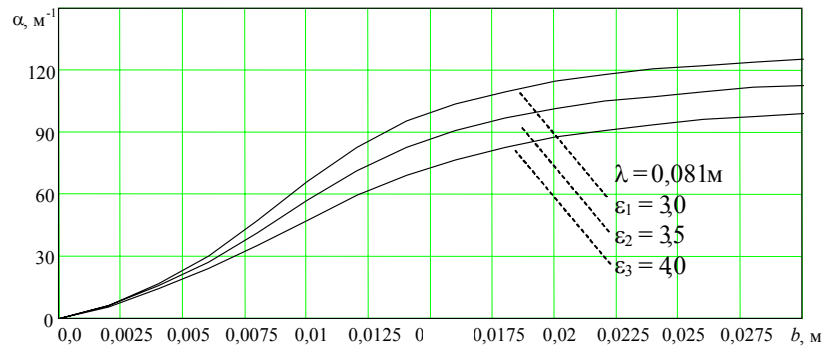
Расчеты подтверждают тот факт, что согласно теории электродинамического подобия, с уменьшением величины длины волны увеличивается чувствительность метода в сторону малых величин толщины и диэлектрической проницаемости. Также отметим тот факт, что зависимость коэффициента затухания волны от величины диэлектрической проницаемости аппроксимируются линейно в достаточно широком диапазоне.

В качестве примера на рисунках 2.33 и 2.34 показаны зависимости α_{E_1} от толщины и диэлектрической проницаемости слоя при экспериментально реализуемых величинах λ . Эти графики подтверждают тот факт, что согласно теории электродинамического подобия, с уменьшением величины длины волны увеличивается чувствительность метода в сторону малых величин толщины и диэлектрической проницаемости.

Двумерные зависимости информативного параметра $\alpha_{E_1} = \Phi(\varepsilon', b)$ (рис. 2.35) позволяют при выбранной длине волны провести необходимую оценку размеров поля измеряемых величин ε' и b .

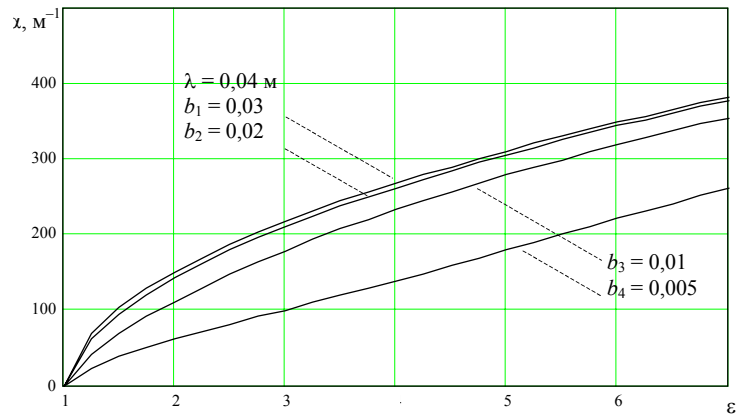
Численное решение задачи определения чувствительности $S_{\alpha, \varepsilon} = \partial \alpha / \partial \varepsilon(\varepsilon', b)$ и $S_{\alpha, b} = \partial \alpha / \partial b(\varepsilon', b)$ как двумерных зависимостей представлены на рис. 2.36 а, б, соответственно. Они показывают, что максимумы чувствительности величины α к изменению ε и b лежат на противоположных границах диапазона измеряемых величин диэлектрической проницаемости. Это позволяет судить о том, что большие величины толщин слоев с высокой точностью можно измерять при малых величинах диэлектрической проницаемости (порядка 1...2). Кроме того, очевиден тот факт, что чувствительность $S_{\alpha, \varepsilon} = \partial \alpha / \partial \varepsilon(\varepsilon', b)$ растет в сторону больших величин толщины и диэлектрической проницаемости покрытия, что согласуется с тем фактом, что в этой области величина β_{E_1} стремится к $\pi/2$.



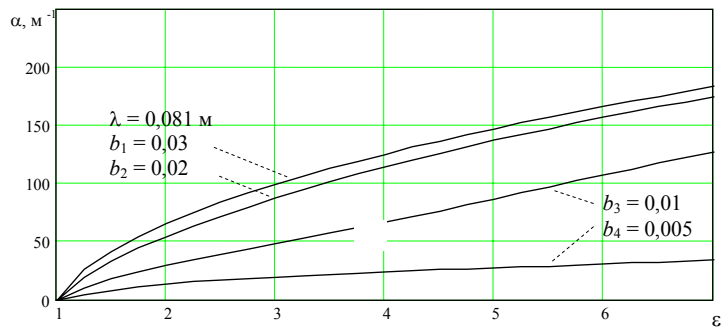


в)

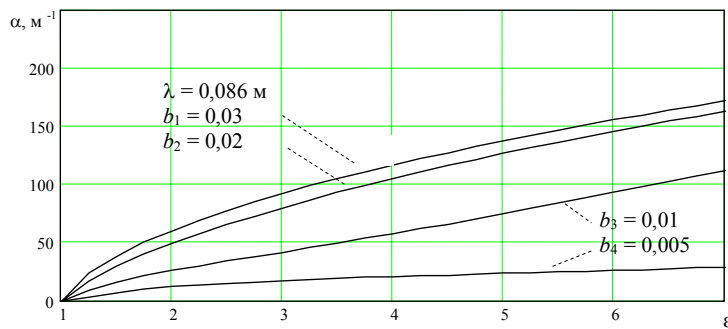
Рис. 2.33. Зависимости коэффициента затухания α от λ , b и ϵ'



а)

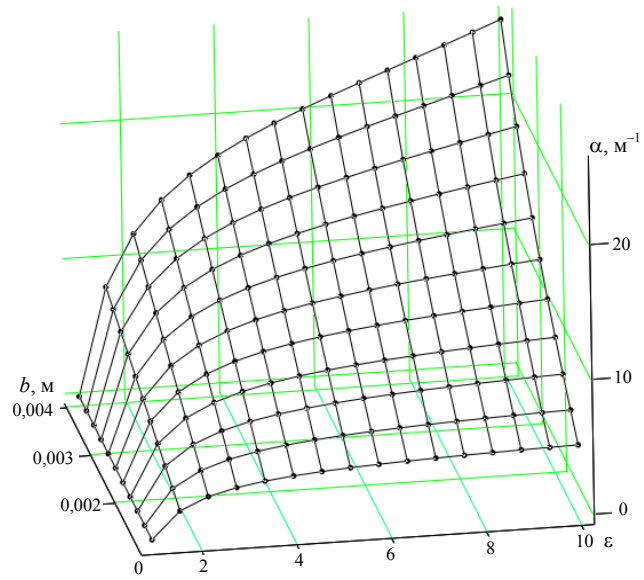


б)

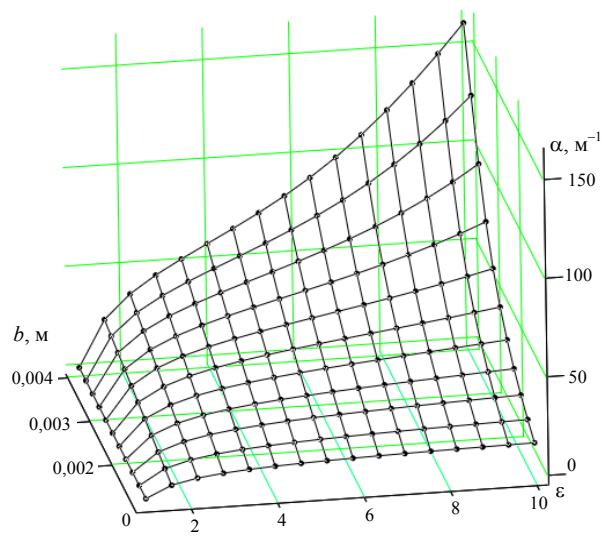


в)

Рис. 2.34. Зависимости коэффициента затухания α от λ , b и ϵ'



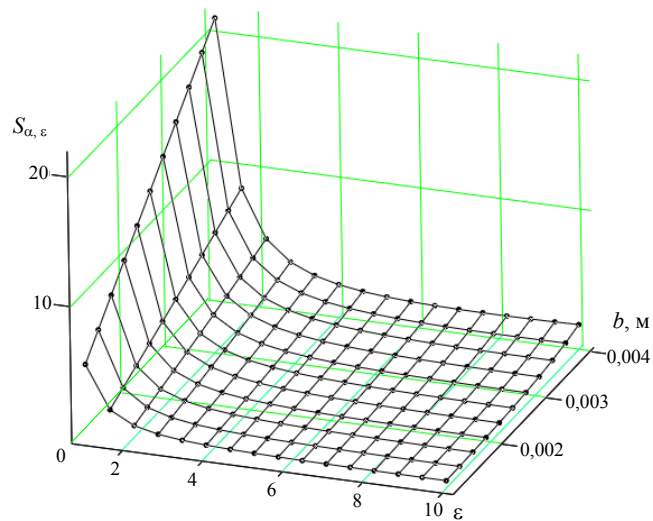
a)



b)

Рис. 2.35. Двумерные зависимости информативного параметра $\alpha_{E1} = \Phi(\epsilon', b)$ при:

$$a - \lambda = 0,086 \text{ м и } \bar{b} - \lambda = 0,5 \text{ м}$$



a)

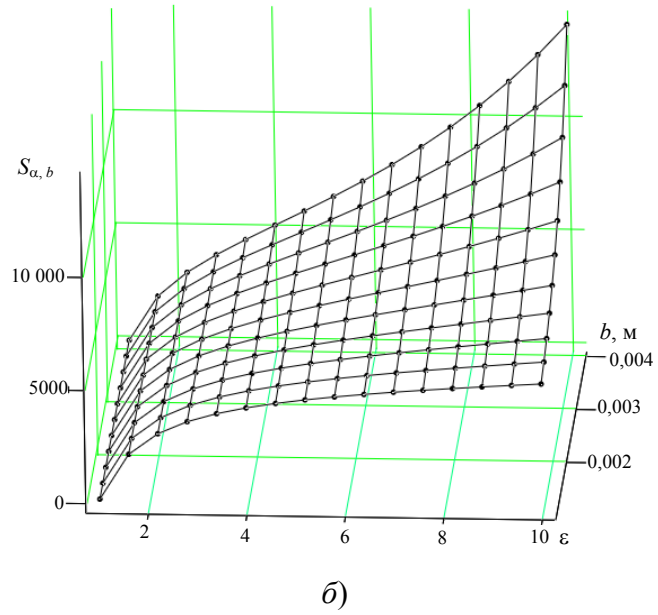
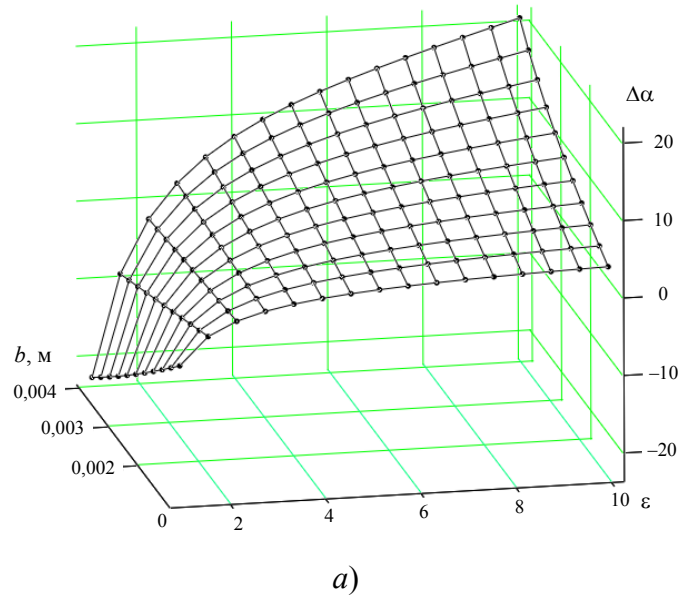
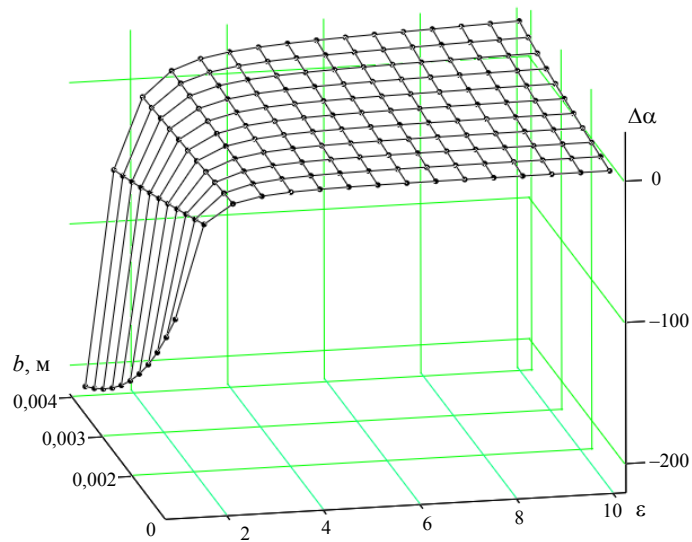


РИС. 2.36. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

при $\lambda = 0,086$ м:

$a - S_{\alpha, \varepsilon} = \partial\alpha / \partial\varepsilon (\varepsilon', b)$ и $b - S_{\alpha, b} = \partial\alpha / \partial b (\varepsilon', b)$





б)

Рис. 2.37. Двумерные картины распределения абсолютной погрешности определения α_{E1}

($\Delta\alpha_{E1}$) при:

$$a - \mu' = 1,2 \text{ и } b - \mu' = 2$$

На рисунке 2.37 показаны двумерные картины распределения абсолютной погрешности определения α_{E1} ($\Delta\alpha_{E1}$). Аналитическая коррекция, т.е. уточнение модели (2.23), на погрешность, связанную с влиянием на точность измерений действительной части магнитной проницаемости покрытий произведено нами далее.

2.8. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПО ИЗМЕРЕННОМУ ЗНАЧЕНИЮ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ

2.8.1. Аппроксимация аналитической модели и ее оценка

С целью упрощения микропроцессорных алгоритмов расчета информативных величин $\alpha_{E,H}(\varepsilon', b)$ рассмотрим возможности аппроксимации их модели (2.23), (2.24) и оценим ее погрешность. Оценка погрешности производится в пределах реально реализуемого диапазона рекомендованных длин волн генератора.

Для $E1$ -моды ($\mu' = 1$) при $\beta_{E1}b \ll \frac{\pi}{2}$, когда величина α_{E1} мала (что требует большой базы вибраторов, и как показано экспериментально, увеличивает чувствительность), а длина волны λ_T при малых b велика, надо оценить величину $\beta_{E1}b$ в пределах $b_{\min} \dots b_{\max}$, $\varepsilon_{\min} \dots \varepsilon_{\max}$ с точки зрения диапазона λ_T , где погрешность аппроксимации меньше заданной.

На основании (2.23), (2.32) и (2.33)

$$\alpha_{E1} = 0,5 \frac{\varepsilon'}{b} \left(\sqrt{1 + 4(\varepsilon' - 1) \left(\frac{2\pi b}{\lambda_r \varepsilon'} \right)^2} - 1 \right). \quad (2.43)$$

Так как при $x \ll 1$: $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2}$, то

$$\alpha_E \approx \frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon'} b \left(\frac{2\pi b}{\lambda_r} \right)^2. \quad (2.44)$$

Для $E1$ -моды ($\mu' = 1$) при $\beta_{E1} b \leq \frac{\pi}{2}$ ($\frac{\pi}{2} - \beta_{H1} b \ll \frac{\pi}{2}$), где чувствительность величины α к изменению λ_r , b , ε' велика (рис. 2.38) уравнение $\alpha_E = \frac{\beta_E}{\varepsilon'} \operatorname{tg}(\beta_E b)$ преобразуем к виду

$$\alpha_E = \frac{\beta_E}{\varepsilon'} \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} - \beta_E b \right) = \frac{\beta_E}{\varepsilon' \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - \beta_E b \right)} \approx \frac{\beta_E}{\varepsilon' \left(\frac{\pi}{2} - \beta_E b \right)}.$$

Отсюда

$$\alpha_E \frac{\pi}{2} - \alpha_E \beta_E b = \frac{\beta_E}{\varepsilon'} \Rightarrow \alpha_E \frac{\pi}{2} = \frac{\beta_E}{\varepsilon'} \left(\alpha_E b + \frac{1}{\varepsilon'} \right).$$

Подставляя значение β_E , получаем уравнение 4-й степени относительно α_E [30]

$$\frac{\pi^2}{4} \alpha_E^2 = \left(\alpha_E b + \frac{1}{\varepsilon'} \right)^2 \left[(\varepsilon' - 1) \frac{4\pi^2 b^2}{\lambda_r^2} - (\alpha_E b)^2 \right].$$

Аппроксимация в данном случае нецелесообразна. Используется точное решение.

Для $H1$ -моды ($\mu' = 1$) при $-\text{ctg} \beta_{H1} b = \text{tg} \left(\beta_{H1} b - \frac{\pi}{2} \right) \approx \beta_{H1} b - \frac{\pi}{2}$ ($\beta_{H1} b = \frac{\pi}{2} + \Delta$, $\Delta \ll \frac{\pi}{2}$):

$$\alpha_{H1} \approx \frac{\beta_{H1} b}{\mu'} \left(\beta_{H1} b - \frac{\pi}{2} \right) = \frac{\beta_{H1}^2 b}{\mu'} - \frac{\pi}{2} \frac{\beta_{H1}}{\mu'}$$

Подставляя значение β_{H1} , получаем уравнение 4-й степени относительно α_{H1} , что также указывает на нецелесообразность применения данной аппроксимации [30].

Оценим точность аппроксимации выражения α_{E1} по формуле (2.23) (точное аналитическое решение трансцендентного характеристического уравнения) приближенным выражением (2.43). Оценка относительной погрешности определяется выражением

$$n = \delta\alpha = \left| \frac{\alpha_{E1T} - \alpha_{E1A}}{\alpha_{E1T}} \right| \cdot 100\%, \quad (2.45)$$

где α_{E1A} – точное решение по (2.23) (при $\mu' = 1$); α_{E1T} – приближенное решение по (2.43).

На рис. 2.38 и 2.39 показаны значения $n(\lambda_r)$, при $\lambda_r \in [0,1 \dots 0,5]$ м, $b \in [0,005 \dots 0,015]$ м и $\varepsilon' \in [2 \dots 15]$.

Графически область допустимых длин волн λ_r , по указанной точности аппроксимации, показана на рис. 2.40.

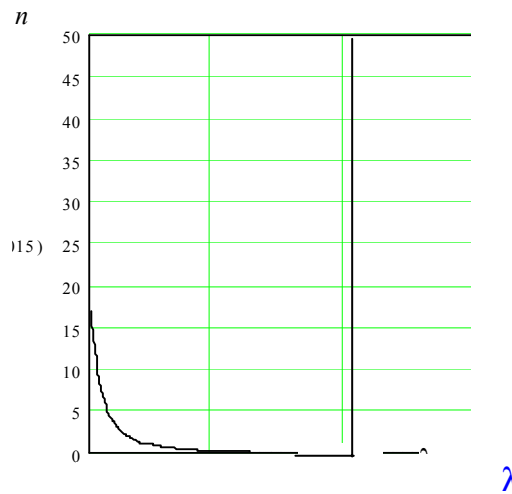


Рис. 2.38. Зависимость относительной погрешности n от длины волны λ при $\varepsilon = 2$ и $b = 0,015$

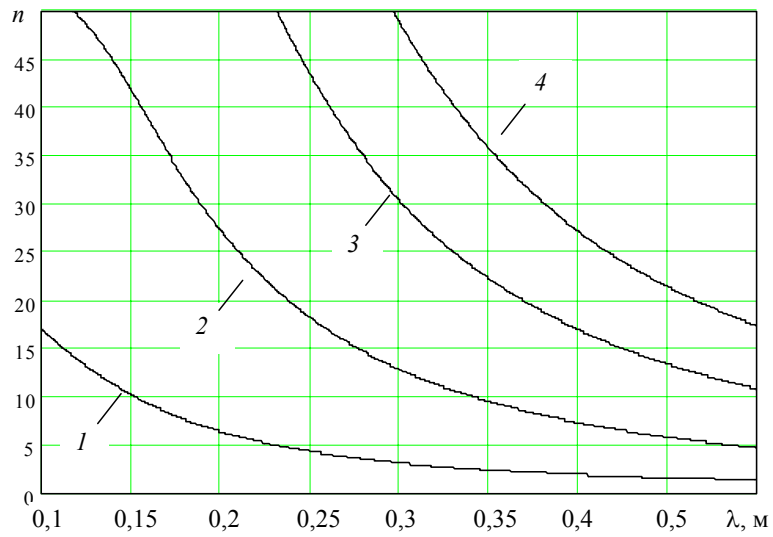


Рис. 2.39. Зависимость относительной погрешности от длины волны при различных ϵ :

$1 - \epsilon = 2; 2 - \epsilon = 5; 3 - \epsilon = 10; 4 - \epsilon = 15$

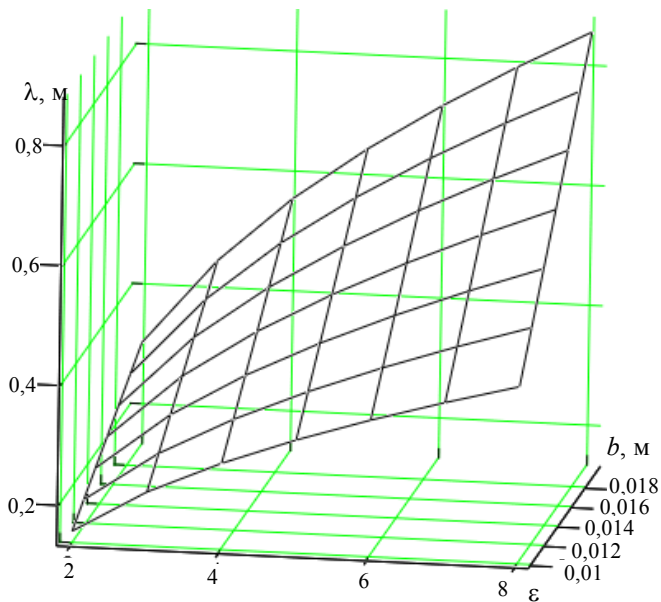


Рис. 2.40. Область допустимых длин волн λ_r в зависимости от b при погрешности аппроксимации $\delta_\alpha = n < 5\%$

В таблице 2.4 приведена оценка диапазона рабочих длин волн. Здесь показано при каких $\lambda_r > \lambda_{\text{табл}}$ погрешность аппроксимации $\delta_\alpha = n < 5\%$.

2.4 . Оценка диапазона рабочих длин волн

см	,25			,25			
		8	0	0	2	4	
	0,25	0,32	0,4	0,32	0,4	0,72	
см	,25	,5			,25		2
							15
	0	0	0	0	5	5	
	3	6	4	3	8	8	Не входит в диапазон СВЧ
	0,36	0,38	0,62	0,85	0,38	0,81	$\approx \pi/2$

Из таблицы 2.4 видно, что значение аргумента $\beta_{E1}b$ весьма существенно. Его фазовое значение для приемлемой погрешности аппроксимации составляет десятки градусов.

Важно заметить, что эффективные измерения информативной величины α_{E1} возможны и при меньших λ_r , чем во внешней (верхней) области $\lambda(b, \varepsilon')$. Конечно, при этом алгебраический расчет в МПУ ведется по выражению (2.23) (или по (2.24) – для моды $H1$) при обычном программном разложении функции $\operatorname{tg} \beta_{E1}b$ в ряд.

2.8.2. Расчетный алгоритм метода

Для предполагаемого к реализации алгоритма 1 можно составить систему из двух уравнений (2.43) при заданных длинах волн $\lambda_{E1} = \lambda_{E2} \pm \Delta\lambda$, где $\Delta\lambda \ll \lambda_{E1}, \lambda_{E2}$. Коэффициенты затухания $\alpha_{E1} = \alpha_1$ и $\alpha_{E2} = \alpha_2$ при этом измеряются.

Вводя обозначения $\lambda_1 = \lambda_{E1}$, $\lambda_2 = \lambda_{E2}$, $k_1 = 2\alpha_1$, $k'_1 = 2\alpha_2$, $k'_2 = \frac{16\pi^2}{\lambda_1^2}$, $k'_2 = \frac{16\pi^2}{\lambda_2^2}$, с учетом (2.43) запишем

$$\left(\frac{b}{\varepsilon'}\right)^2 [k_1^2 - k_2(\varepsilon' - 1)] + 2k_1 \left(\frac{b}{\varepsilon'}\right) = 0.$$

Отсюда, с учетом того, что $\frac{b}{\varepsilon'} \neq 0$,

$$\begin{cases} \frac{b}{\varepsilon'} = \frac{2k_1}{k_2(\varepsilon' - 1) - k_1^2} \\ \frac{b}{\varepsilon'} = \frac{2k'_1}{k'_2(\varepsilon' - 1) - k_1'^2} \end{cases} \Rightarrow \frac{k_1}{k_2(\varepsilon' - 1) - k_1^2} = \frac{k'_1}{k'_2(\varepsilon' - 1) - k_1'^2}.$$

Окончательно получаем систему алгебраических уравнений, связывающих искомые величины b и ε' с измеренными величинами α_1 и α_2 и с заданными λ_1 и λ_2 :

$$\varepsilon' = 1 + \frac{k_1'k_1(k_1 - k_1')}{k_1'k_2 - k_1k_2} = 1 + \frac{\alpha_1\alpha_2(\alpha_1 - \alpha_2)(\lambda_1\lambda_2)^2}{4\pi^2(\alpha_2\lambda_1^2 - \alpha_1\lambda_2^2)}; \quad (2.46)$$

$$b = \frac{2k_1\varepsilon'}{k_2(\varepsilon' - 1) - k_1^2} = \frac{\alpha_1\varepsilon'\lambda_1^2}{4\pi^2(\varepsilon' - 1)\alpha_1^2\lambda_2^2}. \quad (2.47)$$

В общем случае, при $\mu' \neq 1$ в полученную систему входит не выражение ε' , а комплекс $\varepsilon'\mu'$ (см. алгоритм 3), и разрешить ее относительно b не удастся. Заметим, что при максимальном упрощении (2.43) система вырождается (становится неполной).

2.8.3. Коррекция модели для слоя,

содержащего ферромагнитные частицы

В точной модели (2.23) зависимостей информативной величины $\alpha = \Phi(\varepsilon, b)$ при $\lambda_r = \text{const}$ и в аппроксимирующем выражении (2.43) присутствует величина μ' (входящая в комплекс $\dot{\mu} = \mu' - j\mu''$, т.е. в трансцендентных выражениях (2.23) и (2.24) для величин α_{Ey} и α_{Hy} присутствует зависимость как от величин ε' и μ' , так и от комплекса $\varepsilon'\mu'$).

При наличии в слое ФМЧ имеет место так называемое спиновое покрытие [12].

При использовании для измерений ε' и b алгоритма 1 величина $\mu' \neq 1$ ($\mu' > 1$) приводит к погрешностям их измерений. С целью устранения этой погрешности необходимо уточнение расчетной модели (2.23) или (2.32). С другой стороны, применение алгоритмов 2 и 5 в прямую требует выявления взаимосвязи величин ε' и μ' сложных слоевых покрытий, состоящих в основном из жидкости носителя (с параметрами $\varepsilon_n > 1$, $\mu_n = 1$) и ФМЧ ($\varepsilon_{\text{ФМЧ}}$, $\mu_{\text{ФМЧ}}$), связанных с основной характеристикой спинового слоя – концентрацией $C_{\text{ФМЧ}}$.

Иными словами, следует учесть, что указанные величины ε' и μ' являются относительными величинами смесей «носитель-ФМЧ» и обе зависят от значения относительной объемной концентрации ФМЧ C_V . Получим взаимозависимость ε' и μ' с целью выражения комплекса $\varepsilon'\mu'$ только через ε' ($\varepsilon'\mu' = \Phi_1(\varepsilon')$) для (2.23) или только через μ' ($\varepsilon'\mu' = \Phi_2(\mu')$) для (2.24).

Введем обозначения: 1 – носитель; 2 – ФМЧ; $\varepsilon_{\text{см}} = \varepsilon$; $\mu_{\text{см}} = \mu$ (в общем случае $\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon''$, $\dot{\mu} = \mu' - j\mu''$).

Известно, что $\varepsilon = \Phi_3(\varepsilon_1, \varepsilon_2, C)$, $\mu = \Phi_4(\mu_1, \mu_2, C)$. Причем, $\mu_1 = 1$.

Выбор аналитического выражения для указанных зависимостей сделан нами на основе теоретико-экспериментальных исследований [10].

В качестве смесевой формулы выбрана формула Лихтенекера:

$$\varepsilon = \varepsilon_1^{1-C} \varepsilon_2^C; \quad \mu = \mu_1^{1-C} \mu_2^C = \mu_2^C. \quad (2.48)$$

Исключая из представленных уравнений концентрацию C , будем иметь:

$$\mu = (\mu_2)^C \Rightarrow \ln \mu = C \ln \mu_2 \Rightarrow C = \frac{\ln \mu}{\ln \mu_2};$$

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} = \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^C \Rightarrow \ln \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} = C \ln \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \Rightarrow C = \frac{\ln \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}}{\ln \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}.$$

Отсюда $\frac{\ln \mu}{\ln \mu_2} = \frac{\ln \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}}{\ln \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$. Данное выражение обладает перестановочной двойственностью. Тогда после

преобразований получим уравнения для определения комплекса $\varepsilon\mu$:

$$\varepsilon\mu = \Phi_1(\varepsilon) = \varepsilon_1^{-\ln(\mu_2) \ln^{-1}(\varepsilon_2/\varepsilon_1)} \varepsilon^{\ln(\mu_2 \varepsilon_2/\varepsilon_1) \ln^{-1}(\varepsilon_2/\varepsilon_1)} \quad (2.49)$$

или

$$\varepsilon'\mu' = \Phi_2(\mu') = \varepsilon_1'\mu'^{\ln(\mu_2'\varepsilon_2'/\varepsilon_1') \ln^{-1}(\mu_2')}. \quad (2.50)$$

Здесь $\varepsilon_1', \varepsilon_2', \mu_2'$ – известные параметры составляющих смеси.

На рисунке 2.41 представлен график поправки на изменение величины μ (через параметр C), связанной с изменением величины ε .

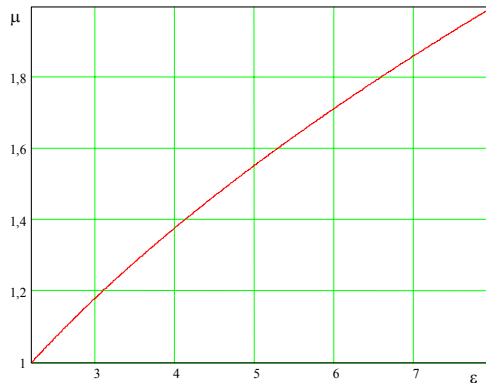


Рис. 2.41. Связь магнитной проницаемости μ и диэлектрической проницаемости ε

Таким образом, в процессорный алгоритм расчета по формулам (2.23) и (2.24) должны быть включены зависимости, соответственно (2.49) или (2.50).

Заметим, что зависимость $\mu(\epsilon)$ (рис. 2.41 весьма (с погрешностью менее 2 %) близка к линейной, что позволяет упростить алгоритм.

2.9. ИЗМЕРЕНИЕ И СКАНИРОВАНИЕ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СПИНОВЫХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

Задача сканирования величины волнового сопротивления противорадиолокационных покрытий летательных аппаратов является на данный момент весьма актуальной. Величина волнового сопротивления должна обеспечивать согласованное поглощение облучающих волн в СВЧ диапазоне и одновременно максимальное поглощение и неотражение волн инфракрасного (ИК) диапазона [33].

Разработанный комплекс методов и устройств измерения параметров магнитодиэлектрических покрытий на металлической подложке использует взаимодействие поля медленной «разлитой» электромагнитной волны с двухслойной системой «магнитоанизотропный материал-металл».

Методы сканирования волнового сопротивления \dot{Z}_b спиновых магнитодиэлектрических покрытий на металлической подложке, в том числе и планера летательных аппаратов, используют информационные эффекты зависимости недиссипативных и диссипативных затуханий электромагнитного поля поверхностной медленной электромагнитной волны от величины \dot{Z}_b , ранее не применяющиеся именно в слоях покрытий толщиной не обеспечивающей критическое затухание падающей электромагнитной волны.

Предлагаемый метод сканирования волнового сопротивления спиновых магнитодиэлектрических покрытий состоит в следующих операциях (см. алгоритм 8) [34].

Последовательная реализация режима трех мод – двух E волн и одной H для покрытия толщиной b на длинах волн E -моды λ_{E1} , λ_{E2} и H -моды λ_{H1} при значении фазового аргумента (см. рис. 2.13, а, б, в и алгоритмы 2, 3 и 3')

$$\beta_{E1,2} b \leq \frac{\pi}{2} - \Delta_{E1,2} \left(\Delta_{E1,2} \ll \frac{\pi}{2} \right), \quad (2.51)$$

$$\frac{\pi}{2} \leq \beta_H b \leq \frac{\pi}{2} + \Delta_H \left(\Delta_H \ll \frac{\pi}{2} \right), \quad (2.52)$$

позволяет реализовать высокостабильное генерирование поверхностных волн на близких длинах волн с помощью специально разработанной многомодовой волноводной линии связи с внутренней ребристой структурой, обеспечивающей исключение погрешности измерений из-за дисперсии ϵ и μ и высокую чувствительность коэффициента затухания к измеряемому параметру [35].

По специальным алгоритмам измеряются недиссипативные затухания $\alpha_{yE1,2}$ и α_{yH} над слоем по оси ординат Y (в нормальной плоскости относительно направления распространения поверхностной волны) и диссипативные затухания α_z вдоль поверхностного слоя, пропорциональные диссипативным и спиновым гиромангнитным потерям (при внешнем подмагничивании поперечного резонанса).

Рассчитываются величины ε' , μ' , b по $\alpha_{yE1,2}$ и α_{yH} , а величины ε'' , μ'' – по величинам омических $\gamma_{ом}$ и гироманнитных $\gamma_{гм}$ потерь. Далее определяют $\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon''$ и $\dot{\mu} = \mu' - j\mu''$, их модули и аргументы и вычисляют величину волнового сопротивления

$$\dot{Z}_в = Z_0 \left[\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \exp\left(j \frac{\varphi_{\mu} - \varphi_{\varepsilon}}{2}\right) \right],$$

где Z_0 – волновое, сопротивление свободного пространства.

Реализована также возможность определения относительной фазовой скорости в слое покрытия на основании полученных характеристических уравнений для E - и H -мод путем мультиплицирования результатов решений.

Большой интерес представляет наиболее практически важный случай, когда толщина покрытия много меньше длины волны ($b \ll \lambda$). В этом случае с помощью простейших вычислительных алгоритмов на одной или двух частотах легко реализуется возможность прямого измерения важнейших параметров поглощающих покрытий: фазовой скорости в магнитодиэлектрике и его волнового сопротивления [36].

Следует отметить, что нам не известны прямые методы измерения этих величин, а известные методы являются косвенными и низкоточностными из-за плохо учитываемых отражений, несогласований, переотражений и т.д.

Определяющим достоинством предложенных нами методов является возможность измерений параметров в процессе нанесения и сушки, а известные методы требуют наличия твердого образца.

Предложенная методика позволяет реализовать разработки магнитодиэлектриков с управляемой магнитной проницаемостью так, чтобы его волновое сопротивление равнялось волновому сопротивлению свободного пространства на кромке поверхности.

Данные методы позволяют непосредственно выполнять измерения волнового сопротивления магнитодиэлектрика в функции локального подмагничивающего поля. Особенностью приемной части аппаратной реализации указанного алгоритма является наличие устройства создания поля $H_{0\perp}$ – постоянного поля поперечного феррорезонанса для определения гироманнитных потерь $\gamma_{гм}$, схематично показанного на рис. 2.42.

На основании (2.48), а также с учетом модели смещения Лоренца-Лорентца [5] для $\varepsilon_{см}$, нами произведен расчет оптимальной концентрации ферромагнитных частиц слоя.

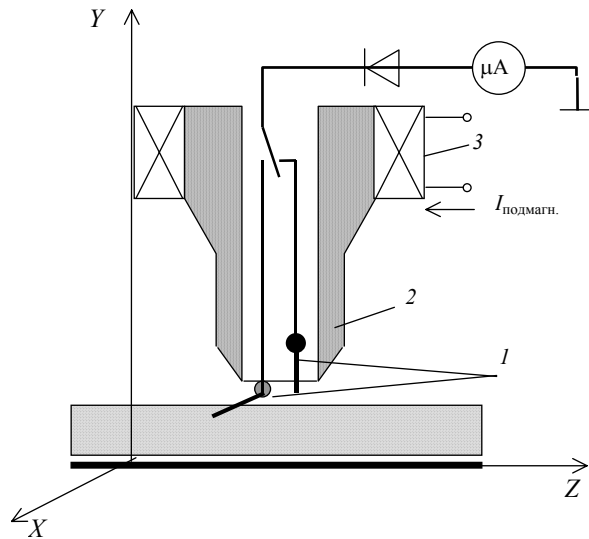


Рис. 2.42. Устройство создания поля:

1 – приемные ортогональные вибраторы;

2 – магнитоэлектрический концентратор $H_{0\perp}$; *3* – обмотка электромагнита

Разработка неотражающих и поглощающих покрытий летательных аппаратов привела к необходимости применения в них новых гиротропных (магнитоанізотропных) материалов, согласованных по волновому сопротивлению \dot{Z}_B с окружающим пространством. Согласование, т.е. равенство волнового сопротивления гиротропного слоя $\dot{Z}_B = Z_0$ требуется в достаточно широкой полосе частот и углов падения [37, 38].

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА ИСКУССТВЕННОГО ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОГО СЛОЯ ГИРОТРОПИКА В ПЕРВУЮ ОЧЕРЕДЬ ТРЕБУЕТ НАХОЖДЕНИЯ ОПТИМАЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ (ФМЧ) И ЕЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ВЫСОТЕ СЛОЯ. ПРОДЕЛАННЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЗВОЛИЛИ РЕШИТЬ ЭТУ ЗАДАЧУ, Т.Е. ПОЛУЧИТЬ ПОЛЕ ЗАВИСИМОСТИ КОНЦЕНТРАЦИИ ОТ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СОСТАВЛЯЮЩИХ СЛОЯ ПРИ УСЛОВИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО СОГЛАСОВАНИЯ И ПРИЕМЛЕМОГО КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ.

Общее уравнение поля концентрации ферромагнитных частиц (ФМЧ) слоя *C*:

$$\frac{|\dot{Z}_B|}{Z_0} = 1 = \Phi[\dot{\epsilon}_{св}, \dot{\epsilon}_{полг}, \dot{\epsilon}_{ФМЧ}, \dot{\mu}_{ФМЧ}(H_0), C], \quad (2.53)$$

где $\epsilon_{св}$, $\epsilon_{полг}$, $\epsilon_{ФМЧ}$ – относительные диэлектрические проницаемости соответственно связующего, поглощающего и ФМЧ составляющих слоев; $\mu_{ФМЧ}(H_0)$ – относительная магнитная проницаемость ФМЧ в условиях эффективного подмагничивания H_0 .

Интегральные характеристики всей смеси (ϵ и μ) могут быть рассчитаны в этом случае по формуле Лоренца-Лорентца [5].

На рисунке 2.43 проиллюстрировано графическое решение задачи по (2.53), а на рис. 2.44 показана схема расчетного алгоритма определения Z_B и V_Φ .

Опишем кратко особенности этого алгоритма.

На рисунке 2.45 представлена схема реализации предлагаемого метода. С помощью устройства возбуждения медленных поверхностных волн I в виде электронноуправляемой круговой секториальной апертуры с круговой ДН по азимуту вдоль исследуемого диэлектрического или магнитодиэлектрического слоя b на металлической подложке 7 последовательно возбуждают медленные поверхностные волны: две E волны $E1$ и $E2$ на близких длинах волн генератора λ_{r1} и λ_{r2} так, чтобы произведение коэффициента фазы волны на толщину покрытия удовлетворяло условию: $\beta_E b = \pi/2 - \Delta_E$, где $\Delta_E \ll \pi/2$, (рис. 2.13) и H -волну так, чтобы $\pi/2 < \beta_H b < \pi/2 + \Delta_H$, где $\Delta_H \ll \pi/2$.

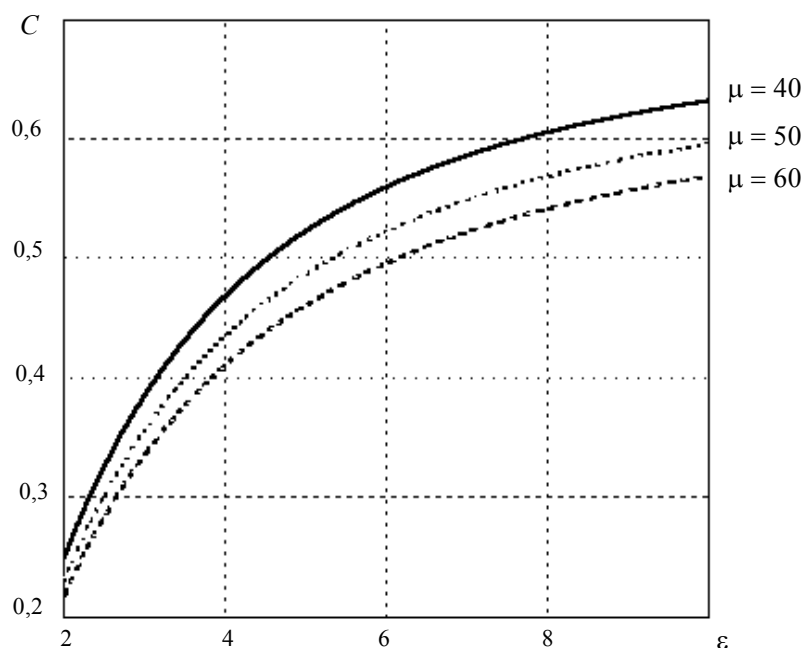


РИС. 2.43. ГРАФИЧЕСКАЯ ИЛЛЮСТРАЦИЯ ПОЛЯ КОНЦЕНТРАЦИИ

ферромагнитных частиц слоя C в зависимости от соотношения ϵ и μ

Условием пренебрежения влияния геометрического и электрофизического градиента исследуемого слоя является измерение при малом значении базы $d1$ между приемными вибраторами и на малой высоте y_0 от диэлектрического или магнитодиэлектрического покрытия.

С помощью системы горизонтально ориентированных приемных вибраторов $B2$ и $B2'$ при большой базе $d2$ между ними производят измерения: вибратором $B2$ – напряженность электрического поля $E(X_0, Z_0)$ поверхностной медленной H -волны в начальной точке измерений с координатами (X_0, Z_0) вблизи слоя покрытия; вибраторами $B2$ и $B2'$ – затухание α_y^{H2} напряженности электрического поля поверхностной медленной H -волны в нормальной плоскости относительно направления ее распространения.

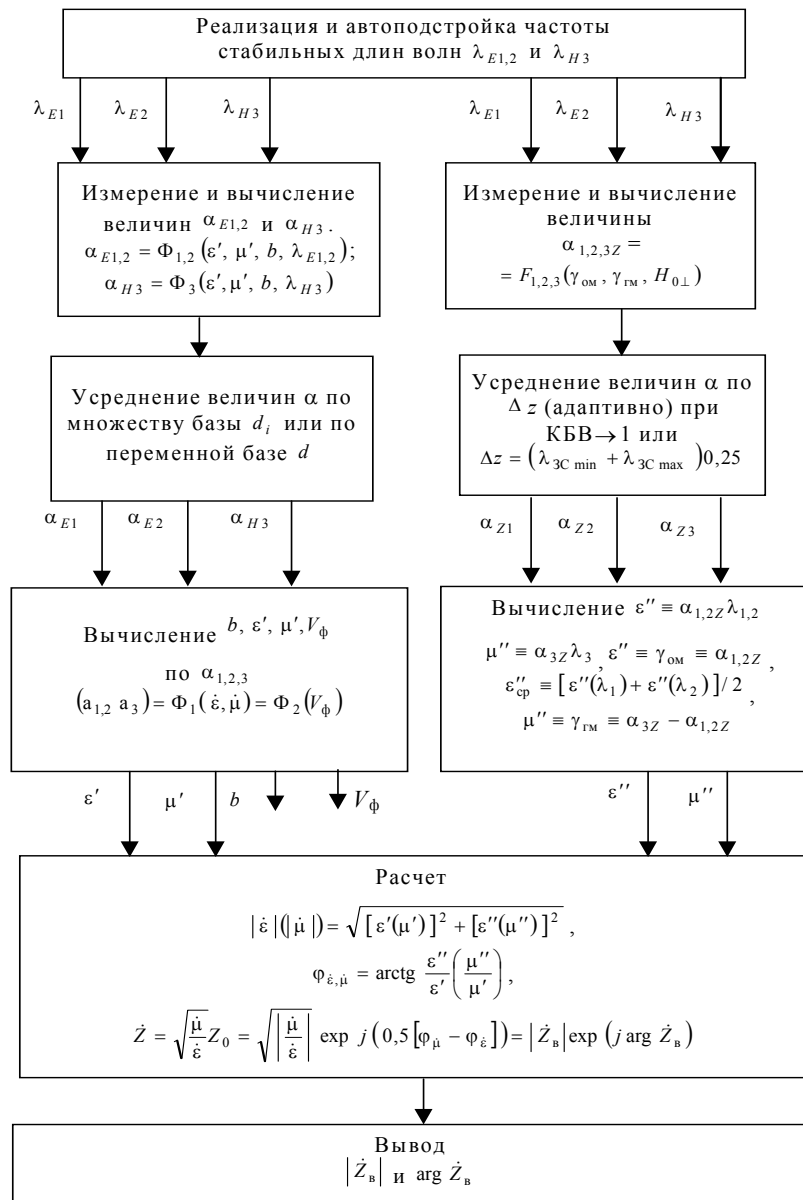


Рис. 2.44. Схема расчетного алгоритма определения $\dot{Z}_в$ и V_ϕ

Особенностью приемной части аппаратурной реализации способа является наличие устройства создания постоянного поля поперечного ферромагнитного резонанса $H_{0\perp}$ для определения гиромагнитных потерь $\gamma_{\text{ГМ}}$. Устройство подмагничивания (рис. 2.42) расположено над горизонтально расположенным вибратором $B2$ вблизи диэлектрического или магнитодиэлектрического покрытия I и представляет собой пустотелый цилиндр из ферромагнитного материала 2 , на котором находится соленоид подмагничивания 3 . Включают ток подмагничивания в соленоиде подмагничивания 3 , создают постоянное поле подмагничивания, соответствующее поперечному ферромагнитному резонансу $H_{0\perp}$ и производят измерения напряженности электрического поля $E_{\perp}(x_0, z_0)$

H -волны вблизи покрытия вибратором $B2$.

Решение уравнений с тремя неизвестными

$$\alpha_y^{E1} = \frac{2\pi}{\lambda_{r1}\varepsilon'} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y^{E1}\lambda_{r1}}{2\pi}\right)^2} \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{r1}} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y^{E1}\lambda_{r1}}{2\pi}\right)^2} \right),$$

$$\alpha_y^{E2} = \frac{2\pi}{\lambda_{r2}\varepsilon'} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y^{E2}\lambda_{r2}}{2\pi}\right)^2} \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{r2}} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y^{E2}\lambda_{r2}}{2\pi}\right)^2} \right),$$

$$\alpha_y^{H2} = \frac{2\pi}{\lambda_{r2}\mu'} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y^{H2}\lambda_{r2}}{2\pi}\right)^2} \left[-\operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi b}{\lambda_{r2}} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_y^{H2}\lambda_{r2}}{2\pi}\right)^2} \right) \right]$$

дает значения действительных частей магнитной μ' и диэлектрической ε' проницаемостей, а также толщины b диэлектрического или магнитодиэлектрического покрытия.

Таким образом, в данной точке поверхности с координатами (x_0, z_0) , расположенной по максимуму ДН сектора, шириной $\Delta\varphi$ апертурой антенны (рис. 2.45), определяют локальные значения ε' , μ' и b .

Переводят систему приемных вибраторов, оставляя апертуру излучателя неподвижной, в следующую точку измерений $(x_0, z_0 + \Delta z)$, делая шаг Δz вдоль направления распространения поверхностной волны по максимуму диаграммы направленности излучателя, повторяют предыдущий измерительно-вычислительный алгоритм определения $E(x_0, z_0 + \Delta z)$, $E_{\perp}(x_0, z_0 + \Delta z)$, ε' , μ' , b .

По результатам измерений напряженности электрического поля поверхностной медленной H волны вычисляют значения коэффициентов затухания поля вдоль поверхности покрытия в отсутствие поля подмагничивания $-\alpha_Z^{H2}$ и при наличии поля подмагничивания покрытия, соответствующего ферромагнитному резонансу $-\alpha_{ZH\perp}^{H2}$, пропорциональные омическим $\gamma_{ом}$ и суммарным потерям $\gamma_{\Sigma} = \gamma_{гм} + \gamma_{ом}$, соответственно:

$$\alpha_Z^{H2} = \frac{1}{\Delta Z} \ln \frac{E(x_0, z_0)}{E(x_0, z_0 + \Delta z)} \equiv k \gamma_{ом} \equiv \varepsilon'' = \gamma_{ом} \lambda_{г1},$$

$$\alpha_{ZH\perp}^{H2} = \frac{1}{\Delta Z} \ln \frac{E_{\perp}(x_0, z_0)}{E_{\perp}(x_0, z_0 + \Delta z)} \equiv \gamma_{гм} + \gamma_{ом}.$$

Определяют мнимые части диэлектрической и магнитной проницаемостей ε'' , μ'' из формул

$$\alpha_{ZH} \equiv k \gamma_{ом} \equiv \varepsilon'' = \gamma_{ом} \lambda_{г2},$$

$$\alpha_{ZH\perp}^{H1} - \alpha_{ZH} \equiv \gamma_{гм} \equiv \mu'' = \gamma_{\Sigma} - \gamma_{ом} (1 - \lambda_{г2}).$$

Известные методы контроля величины волнового сопротивления $\dot{Z}_в$ основаны на измерении отношения энергии отраженного потока излучения к падающей на границе двух бесконечных сред [6].

Если поток излучения падает перпендикулярно поверхности раздела двух материалов с различными диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 и магнитными постоянными μ_1 и μ_2 , то энергия его будет частично возвращаться в первую среду, а остальная часть переходить во вторую. При этом коэффициент отражения связан с мощностью отраженной P_o и падающей волн $P_{п}$ соотношением

$$\dot{R}_o = \frac{P_o}{P_{п}} \exp(j\varphi),$$

где φ – сдвиг фаз между P_o и $P_{п}$.

Или, через волновые сопротивления

$$\dot{R}_o = \frac{\dot{Z}_{в2} - \dot{Z}_{в1}}{\dot{Z}_{в2} + \dot{Z}_{в1}} = \frac{\sqrt{\dot{\mu}_2} - \sqrt{\dot{\varepsilon}_2}}{\sqrt{\dot{\mu}_2} + \sqrt{\dot{\varepsilon}_2}}, \quad (2.55)$$

где $\dot{Z}_{в1}$ – комплексное волновое сопротивление первой среды; $\dot{Z}_{в2}$ – комплексное волновое сопротивление второй среды.

Отсюда, зная волновое сопротивление первой среды (например, для воздуха $\dot{Z}_{в1} \approx Z_0$) и вычисляя \dot{R}_o (по P_o), можно найти модуль искомого волнового сопротивления среды 2:

$$\dot{Z}_{в2} = \frac{1 + \dot{R}_0}{1 - \dot{R}_0} \dot{Z}_{в1}. \quad (2.56)$$

До настоящего времени адекватные измерения модуля волнового сопротивления поглощающих сред осуществляют лишь в так называемых полубесконечных образцах по измеренным величинам коэффициентов отражения. Данный метод не пригоден для определения этой величины в реальных условиях нанесения и затвердевания покрытия на металлической поверхности. Известные планарные емкостные и токовихревые датчики не обеспечивают локальность измерения и отстройку от зазора без большой погрешности.

Если среда конечной толщины b , с большими значениями ε'' (μ''), то отраженная от металлической подложки волна, пройдя путь $2b$, полностью на этом пути затухает, тогда также возможно измерение $\dot{Z}_в$ на кромке границ раздела «поглощающее покрытие – свободное пространство» по (2.56).

Исходя из граничных условий Лентовича-Щукина величина $\dot{Z}_{вмет} \cong 0$.

На основании теории длинных линий можно составить эквивалентную схему, представляющую собой длинную линию, короткозамкнутую на конце ($\dot{Z}_{вмет} \cong 0$) и обладающую входным сопротивлением $\dot{Z}_{вх}$. Тогда

$$\dot{Z}_{\text{BX}} = j\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{tg} jkb = \dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} jkb = \dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} j \left(\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\mu}\dot{\varepsilon}} \right).$$

$$\dot{R}_0 = \frac{\dot{Z}_{\text{BX}} - 1}{\dot{Z}_{\text{BX}} + 1} = \frac{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} \right] - 1}{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} \right] + 1} = \frac{\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} \right] - 1}{\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} \right] + 1}.$$

С учетом того, что $\dot{\gamma} = jk = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} = j(\beta - j\alpha)$ – постоянная распространения (k – волновое число):

$$\dot{R}_0 = \frac{\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} \dot{\gamma}b - 1}{\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} \dot{\gamma}b + 1} = \Phi(\dot{Z}_{\text{B2}}, \dot{\gamma}). \quad (2.57)$$

Если по (2.55) обозначить

$$\dot{R}_0 = \dot{R}_0 = \frac{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} - 1}{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} + 1} = \frac{\dot{Z}_{\text{B2}} - \dot{Z}_0}{\dot{Z}_{\text{B2}} + \dot{Z}_0} = \frac{\frac{\dot{Z}_{\text{B2}} - 1}{\dot{Z}_0}}{\frac{\dot{Z}_{\text{B2}} + 1}{\dot{Z}_0}},$$

то

$$\dot{R}_0 = \dot{R}_0 + \frac{(\dot{R}_0^2 - 1) \exp(-2jkb)}{1 - k_0 \exp(-2jkb)},$$

где величина $\frac{\exp(-2jkb)}{1 - k_0 \exp(-2jkb)}$ является негармонической периодической пространственной функцией.

Откуда

$$\dot{R}_0 = \dot{R}_0 - \sum_{m=1}^{\infty} (1 - \dot{R}_0^2) \dot{R}_0^m \exp(-2j(m+1)kb).$$

Представление \dot{R}_0 в виде ряда упрощает понятие отражения в структуре «неотражающее покрытие – металлическая подложка». Ясно, что каждый член ряда \dot{R}_0^m при $m=1, 2, \dots, \infty$ соответствует определенной составляющей, отраженной от поверхности, т.е. волны, отраженные от поверхности поглощающего материала, и падающие волны проходят путь многократного отражения.

Критическая связь возникает тогда, когда они сходятся в противофазе (инверсия вектора распространения). При этом \dot{R}_0 принимает минимальное значение. Это означает, что слой является поглотителем с приемлемой, достаточно малой величиной b . Однако, электромагнитные характеристики становятся функциями длины падающей волны λ , что является важным фактором для широкополосных поглотителей.

Вполне очевидно, что в рассмотренном случае конечной величины b , отсутствует возможность определения \dot{Z}_{B} по \dot{R}_0 , так как согласно (6) $\dot{Z}_{\text{B}} = \Phi(\dot{R}, \dot{\gamma})$, а величина $\dot{\gamma}$ неизвестна.

Подобные методы не приемлемы для контроля непосредственно при нанесении покрытия на поверхность, так как нелокальны [7].

Разработанный нами метод сканирования волнового сопротивления спиновых магнитодиэлектрических покрытий состоит в следующем:

- по найденным значениям ε' , μ' , b и ε'' , μ'' находят комплексные величины диэлектрической и магнитной проницаемостей: $\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon''$ и $\dot{\mu} = \mu' - j\mu''$, их модули и аргументы и вычисляют величину волнового сопротивления

$$\dot{Z}_B = Z_0 \left[\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \exp\left(j \frac{\Phi_{\mu} - \Phi_{\varepsilon}}{2}\right) \right],$$

где Z_0 – волновое, сопротивление свободного пространства;

- повторяют измерительно-вычислительный алгоритм с шагом ΔZ до конечной точки измерений Z_k ;
- поворачивают приемную часть относительно возбуждающей апертуры на угол $\Delta\varphi$ (рис. 2.44) и повторяют измерения от точки Z_k до Z_0 ;
- процедуру измерений повторяют до тех пор, пока поверхность не будет отсканирована полностью.

Устройство, реализующее электронноуправляемую секториальную апертуру, показанное на рис. 2.45, состоит из круглого волновода 1, верхней «тарелки» 2 апертуры с углом раскрыва $\theta_{p\text{opt}}$, обеспечивающем удовлетворительное согласование со свободным пространством при приемлемой мощности прямой волны, согласующего конуса 3, n -излучающих секторов 4 с узкой ДН, шириной по азимутальному углу $\Delta\varphi = 2\pi/n$, электромагнитного экрана-отсекателя прямой волны 5, подстилающей металлической поверхности 7 с нанесенным поглощающим покрытием 6, вентиля на поперечно намагниченном ($\vec{H}_{0\perp}$ – поле поперечного резонанса) феррите или на pin -диоде, управляемом величиной E_0 ($H_0 = 0$ – вентиль открыт – волна на выходе есть; $H_0 = H_{0\perp}$ – вентиль закрыт – волны на выходе нет) 8, поглотителя затекающего тока 9; «крышки-преломителя» 10.

В электронноуправляемой круговой секториальной апертуре в качестве нижней части апертуры используется подстилающая металлическая поверхность 7. Расстояние между слоем покрытия 6 и верхней стенкой апертурного излучателя 4 или верхней тарелкой круговой секториальной апертуры должно удовлетворять условию $b_{\min} < a_{\min} \leq b_{\max}$, где b_{\min} и b_{\max} – минимальная и максимальная толщина покрытия.

Величина раскрыва рупора $\theta_{p\text{opt}}$ выбирается из условия согласования со свободным пространством и минимума энергии прямой волны.

Единичный излучающий сектор должен обеспечивать узконаправленную диаграмму направленности. Число секторов n круговой секториальной электронноуправляемой апертуры выбирается из условия: $n = \frac{2\pi}{\Delta\varphi}$, где $\Delta\varphi$ – ширина раскрыва рупора в азимутальной плоскости и ограничивается условиями возбуждения заданной длины волны, т.е. геометрическими размерами.

Апертура сочетает возможности синфазной круговой апертуры и обеспечивает электронное обегание круговой синфазной ДН при большой мощности излучения в секторе n -рупора с узкой ДН по ее максимуму. При этом отсутствует необходимость перемещения излучающей апертуры.

Алгоритм обегания секториальной ДН последовательный по включению n вентилях или, при необходимости, адаптивный. В случае адаптивного алгоритма переключения ДН секторов следует синхронизировать положение линейки приемных вибраторов (ЛПВ) по максимуму ДН сектора.

Рупорные возбудители (апертуры) наиболее эффективны для возбуждения поверхностной волны. Раскрыв рупора перехватывает не всю энергию поверхностной волны, а только ее часть, связанную с его площадью и определяемую КПД возбуждения. Поэтому согласование раскрыва рупорного возбудителя производится не с волновым сопротивлением этой волны $W_{E,H,ЗС}$, а с величиной $\rho W_{E,H,ЗС}$ ($\rho < 1$ – объемная плотность электрического поля). В связи с этим имеется прямая быстрая волна.

На рисунке 2.45 показан вариант повышения величины объемной плотности электрического поля $\rho \rightarrow 1$ путем применения электромагнитного экрана-отсекателя прямой волны 5.

Согласование рупорной апертуры можно также добиться применением так называемой «крышки-преломителя» 10, помещенной в раскрыве апертуры. В этом случае полный коэффициент отражения в месте перехода рупорного возбудителя к линии поверхностной волны будет определяться ее профилем и местоположением относительно раскрыва апертуры. Кроме того, обеспечивается защита внутренней полости рупора от влияния окружающей среды.

С целью резкого уменьшения коэффициента отражения, достижения минимума мощности прямой волны, форма «отсекателя» должна быть такой, чтобы в каждой точке своей поверхности он встречал

волну в раскрытие рупорной апертуры под углом полного преломления θ_B – углом Брюстера (рис. 2.46).

Решение уравнения дифференциальной геометрии $\operatorname{tg} \theta_B = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\theta}$ представляет собой логарифмическую спираль $r = r_0 \exp[\pm \operatorname{tg}(\theta_p - \theta)]$. Знак «+» соответствует форме отсекаателя, обозначенной I, а знак «-» – форме II на рис. 2.45. Угол между радиус-вектором \vec{r} и нормалью \vec{n} является величиной постоянной и равной углу Брюстера.

Для упрощения изготовления форма «крышки-преломителя» аппроксимируется конической поверхностью, что правомерно, поскольку участок логарифмической спирали (при малых θ_p) от края конуса до оси Z весьма близок к прямой линии.

Предлагаемый алгоритм позволяет повысить точность определения диэлектрической и магнитной проницаемостей за счет измерения их мнимой части, а также волнового сопротивления и толщины диэлектрического или магнитодиэлектрического покрытия, а так как измерения относительные и не зависят от расстояния вибраторов от поверхности, то не требуется специальных мер отстройки от зазора, что повышает точность и дает возможность быстрого сканирования поверхности без перемещения возбуждителя поверхностных волн.

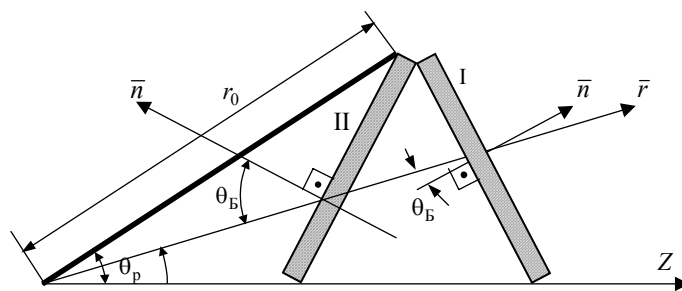


Рис. 2.46. Внешний вид устройства уменьшения коэффициента отражения

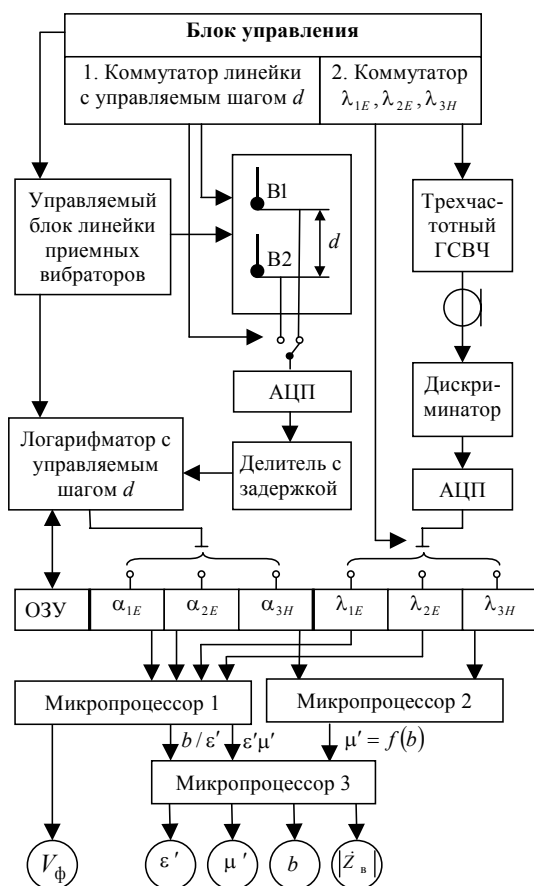
На рисунке 2.47 показана структурная схема измерительно-вычислительной системы (ИВС) поверхностного сканирования модуля волнового сопротивления спиновых согласованных покрытий. Блок управления содержит коммутатор линейки вибраторов с управляемым шагом d и блок коммутации частоты трехчастотного генератора СВЧ (ГСВЧ). Коммутатор линейки управляет герконным блоком переключений линейки приемных вибраторов. Коммутатор длин волн управляет переключением блока миниклистронных ГСВЧ и сменой апертуры E - и H -мод. Сигналы с вибраторов через аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), делитель с задержкой и логарифматор, а также от блока генераторов через дискриминатор и АЦП поступают в оперативно запоминающее устройство (ОЗУ) ИВС. Микропроцессоры 1 и 2 производят расчет по формулам (2.36), (2.37) и (2.38). Микропроцессор 3 решает полученные уравнения в системе уравнений. Расчет указанных величин может быть выполнен в реальном масштабе времени. Отметим, что в случае чисто диэлектрического покрытия ($\mu = 1$) отпадает необходимость возбуждения H -волны и последующего расчета с помощью микропроцессора 3.

Таким образом, было произведено решение краевой задачи распространения медленной поверхностной волны над неограниченной системой «магнитодиэлектрик-проводник» и произведена адапта-

ция результатов расчетов к ограниченной системе для реальных несинфазных излучателей по максимуму их диаграммы направленности и для специальной круговой апертуры с круговой диаграммой направленности.

Обоснована техническая реализуемость СВЧ метода измерения толщины слоя b , относительной диэлектрической проницаемостью ε' , относительной магнитной проницаемости μ' , модуля волнового сопротивления $\dot{Z}_в$, фазовой скорости V_ϕ слоя покрытия.

Произведен выбор мод, длин волн генератора и диапазонов их одномодовости. Основной является мода $E1$. Основным Критерием числа E -мод в рабочем диапазоне λ_r является произведение $b\varepsilon$. Анализ одномодовости режима позволил сделать следующие выводы: с ростом номера моды ее полоса (по λ) уменьшается, а чувствительность λ_E к изменению параметров λ, b, ε резко возрастает (особенно в областях близких к λ_{EN}^H), что предъявляет особые требования к стабильности величины λ_r . Очевидным преимуществом одномодового режима волны $E1$ является простота его реализации в полосе $\Delta\lambda_{E1}$.



**РИС. 2.47. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ
поверхностного сканирования**

Разработана широкая гамма алгоритмов измерений электрофизических параметров радиопоглощающих покрытий.

Разработан СВЧ метод измерения и сканирования волнового сопротивления спиновых магнитоэлектрических покрытий и обоснована его техническая реализуемость.

Предложенная нами методика позволяет реализовать возможность разработки магнитодиэлектрика с управляемой магнитной проницаемостью так, чтобы его волновое сопротивление равнялось волновому сопротивлению свободного пространства на кромке покрытия.

где $\dot{Z}_{в1}$ – комплексное волновое сопротивление первой среды; $\dot{Z}_{в2}$ – комплексное волновое сопротивление второй среды.

Отсюда, зная волновое сопротивление первой среды (например, для воздуха $\dot{Z}_{в1} \approx Z_0$) и вычисляя \dot{R}_0 (по P_0), можно найти модуль искомого волнового сопротивления среды 2:

$$\dot{Z}_{в2} = \frac{1 + \dot{R}_0}{1 - \dot{R}_0} \dot{Z}_{в1}. \quad (2.56)$$

До настоящего времени адекватные измерения модуля волнового сопротивления поглощающих сред осуществляют лишь в так называемых полубесконечных образцах по измеренным величинам коэффициентов отражения. Данный метод не пригоден для определения этой величины в реальных условиях нанесения и затвердевания покрытия на металлической поверхности. Известные планарные емкостные и токовихревые датчики не обеспечивают локальность измерения и отстройку от зазора без большой погрешности.

Если среда конечной толщины b , с большими значениями ε'' (μ''), то отраженная от металлической подложки волна, пройдя путь $2b$, полностью на этом пути затухает, тогда также возможно измерение $\dot{Z}_в$ на кромке границ раздела «поглощающее покрытие – свободное пространство» по (2.56).

Исходя из граничных условий Лентовича-Щукина величина $\dot{Z}_{вмет} \cong 0$.

На основании теории длинных линий можно составить эквивалентную схему, представляющую собой длинную линию, короткозамкнутую на конце ($\dot{Z}_{вмет} \cong 0$) и обладающую входным сопротивлением $\dot{Z}_{вх}$. Тогда

$$\dot{Z}_{\text{BX}} = j\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{tg} jkb = \dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} jkb = \dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} j \left(\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\mu}\dot{\varepsilon}} \right).$$

$$\dot{R}_0 = \frac{\dot{Z}_{\text{BX}} - 1}{\dot{Z}_{\text{BX}} + 1} = \frac{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} \right] - 1}{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} \right] + 1} = \frac{\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} \right] - 1}{\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} j \left[\frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} \right] + 1}.$$

С учетом того, что $\dot{\gamma} = jk = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}} = j(\beta - j\alpha)$ – постоянная распространения (k – волновое число):

$$\dot{R}_0 = \frac{\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} \dot{\gamma}b - 1}{\dot{Z}_{\text{B2}} \operatorname{th} \dot{\gamma}b + 1} = \Phi(\dot{Z}_{\text{B2}}, \dot{\gamma}). \quad (2.57)$$

Если по (2.55) обозначить

$$\dot{R}_0 = \dot{R}_0 = \frac{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} - 1}{\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} + 1} = \frac{\dot{Z}_{\text{B2}} - \dot{Z}_0}{\dot{Z}_{\text{B2}} + \dot{Z}_0} = \frac{\frac{\dot{Z}_{\text{B2}} - 1}{\dot{Z}_0}}{\frac{\dot{Z}_{\text{B2}} + 1}{\dot{Z}_0}},$$

то

$$\dot{R}_0 = \dot{R}_0 + \frac{(\dot{R}_0^2 - 1) \exp(-2jkb)}{1 - k_0 \exp(-2jkb)},$$

где величина $\frac{\exp(-2jkb)}{1 - k_0 \exp(-2jkb)}$ является негармонической периодической пространственной функцией.

Откуда

$$\dot{R}_0 = \dot{R}_0 - \sum_{m=1}^{\infty} (1 - \dot{R}_0^2) \dot{R}_0^m \exp(-2j(m+1)kb).$$

Представление \dot{R}_0 в виде ряда упрощает понятие отражения в структуре «неотражающее покрытие – металлическая подложка». Ясно, что каждый член ряда \dot{R}_0^m при $m=1, 2, \dots, \infty$ соответствует определенной составляющей, отраженной от поверхности, т.е. волны, отраженные от поверхности поглощающего материала, и падающие волны проходят путь многократного отражения.

Критическая связь возникает тогда, когда они сходятся в противофазе (инверсия вектора распространения). При этом \dot{R}_0 принимает минимальное значение. Это означает, что слой является поглотителем с приемлемой, достаточно малой величиной b . Однако, электромагнитные характеристики становятся функциями длины падающей волны λ , что является важным фактором для широкополосных поглотителей.

Вполне очевидно, что в рассмотренном случае конечной величины b , отсутствует возможность определения \dot{Z}_{B} по \dot{R}_0 , так как согласно (6) $\dot{Z}_{\text{B}} = \Phi(\dot{R}, \dot{\gamma})$, а величина $\dot{\gamma}$ неизвестна.

Подобные методы не приемлемы для контроля непосредственно при нанесении покрытия на поверхность, так как нелокальны [7].

Разработанный нами метод сканирования волнового сопротивления спиновых магнитодиэлектрических покрытий состоит в следующем:

- по найденным значениям ε' , μ' , b и ε'' , μ'' находят комплексные величины диэлектрической и магнитной проницаемостей: $\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon''$ и $\dot{\mu} = \mu' - j\mu''$, их модули и аргументы и вычисляют величину волнового сопротивления

$$\dot{Z}_B = Z_0 \left[\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} \exp\left(j \frac{\Phi_{\mu} - \Phi_{\varepsilon}}{2}\right) \right],$$

где Z_0 – волновое, сопротивление свободного пространства;

- повторяют измерительно-вычислительный алгоритм с шагом ΔZ до конечной точки измерений Z_k ;
- поворачивают приемную часть относительно возбуждающей апертуры на угол $\Delta\varphi$ (рис. 2.44) и повторяют измерения от точки Z_k до Z_0 ;
- процедуру измерений повторяют до тех пор, пока поверхность не будет отсканирована полностью.

Устройство, реализующее электронноуправляемую секториальную апертуру, показанное на рис. 2.45, состоит из круглого волновода 1, верхней «тарелки» 2 апертуры с углом раскрыва $\theta_{p\text{opt}}$, обеспечивающем удовлетворительное согласование со свободным пространством при приемлемой мощности прямой волны, согласующего конуса 3, n -излучающих секторов 4 с узкой ДН, шириной по азимутальному углу $\Delta\varphi = 2\pi/n$, электромагнитного экрана-отсекателя прямой волны 5, подстилающей металлической поверхности 7 с нанесенным поглощающим покрытием 6, вентиля на поперечно намагниченном ($\vec{H}_{0\perp}$ – поле поперечного резонанса) феррите или на pin -диоде, управляемом величиной E_0 ($H_0 = 0$ – вентиль открыт – волна на выходе есть; $H_0 = H_{0\perp}$ – вентиль закрыт – волны на выходе нет) 8, поглотителя затекающего тока 9; «крышки-преломителя» 10.

В электронноуправляемой круговой секториальной апертуре в качестве нижней части апертуры используется подстилающая металлическая поверхность 7. Расстояние между слоем покрытия 6 и верхней стенкой апертурного излучателя 4 или верхней тарелкой круговой секториальной апертуры должно удовлетворять условию $b_{\min} < a_{\min} \leq b_{\max}$, где b_{\min} и b_{\max} – минимальная и максимальная толщина покрытия.

Величина раскрыва рупора $\theta_{p\text{opt}}$ выбирается из условия согласования со свободным пространством и минимума энергии прямой волны.

Единичный излучающий сектор должен обеспечивать узконаправленную диаграмму направленности. Число секторов n круговой секториальной электронноуправляемой апертуры выбирается из условия: $n = \frac{2\pi}{\Delta\varphi}$, где $\Delta\varphi$ – ширина раскрыва рупора в азимутальной плоскости и ограничивается условиями возбуждения заданной длины волны, т.е. геометрическими размерами.

Апертура сочетает возможности синфазной круговой апертуры и обеспечивает электронное обегание круговой синфазной ДН при большой мощности излучения в секторе n -рупора с узкой ДН по ее максимуму. При этом отсутствует необходимость перемещения излучающей апертуры.

Алгоритм обегания секториальной ДН последовательный по включению n вентилях или, при необходимости, адаптивный. В случае адаптивного алгоритма переключения ДН секторов следует синхронизировать положение линейки приемных вибраторов (ЛПВ) по максимуму ДН сектора.

Рупорные возбудители (апертуры) наиболее эффективны для возбуждения поверхностной волны. Раскрыв рупора перехватывает не всю энергию поверхностной волны, а только ее часть, связанную с его площадью и определяемую КПД возбуждения. Поэтому согласование раскрыва рупорного возбудителя производится не с волновым сопротивлением этой волны $W_{E,H,ЗС}$, а с величиной $\rho W_{E,H,ЗС}$ ($\rho < 1$ – объемная плотность электрического поля). В связи с этим имеется прямая быстрая волна.

На рисунке 2.45 показан вариант повышения величины объемной плотности электрического поля $\rho \rightarrow 1$ путем применения электромагнитного экрана-отсекателя прямой волны 5.

Согласование рупорной апертуры можно также добиться применением так называемой «крышки-преломителя» 10, помещенной в раскрыве апертуры. В этом случае полный коэффициент отражения в месте перехода рупорного возбудителя к линии поверхностной волны будет определяться ее профилем и местоположением относительно раскрыва апертуры. Кроме того, обеспечивается защита внутренней полости рупора от влияния окружающей среды.

С целью резкого уменьшения коэффициента отражения, достижения минимума мощности прямой волны, форма «отсекателя» должна быть такой, чтобы в каждой точке своей поверхности он встречал

волну в раскрытие рупорной апертуры под углом полного преломления θ_B – углом Брюстера (рис. 2.46). Решение уравнения дифференциальной геометрии $\operatorname{tg} \theta_B = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\theta}$ представляет собой логарифмическую спираль $r = r_0 \exp[\pm \operatorname{tg}(\theta_p - \theta)]$. Знак «+» соответствует форме отсекаателя, обозначенной I, а знак «-» – форме II на рис. 2.45. Угол между радиус-вектором \vec{r} и нормалью \vec{n} является величиной постоянной и равной углу Брюстера.

Для упрощения изготовления форма «крышки-преломителя» аппроксимируется конической поверхностью, что правомерно, поскольку участок логарифмической спирали (при малых θ_p) от края конуса до оси Z весьма близок к прямой линии.

Предлагаемый алгоритм позволяет повысить точность определения диэлектрической и магнитной проницаемостей за счет измерения их мнимой части, а также волнового сопротивления и толщины диэлектрического или магнетодиэлектрического покрытия, а так как измерения относительные и не зависят от расстояния вибраторов от поверхности, то не требуется специальных мер отстройки от зазора, что повышает точность и дает возможность быстрого сканирования поверхности без перемещения возбуждителя поверхностных волн.

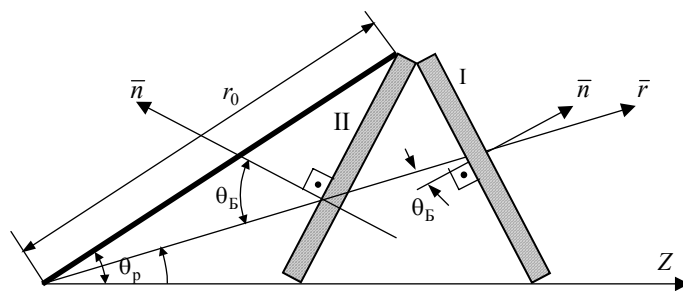


Рис. 2.46. Внешний вид устройства уменьшения коэффициента отражения

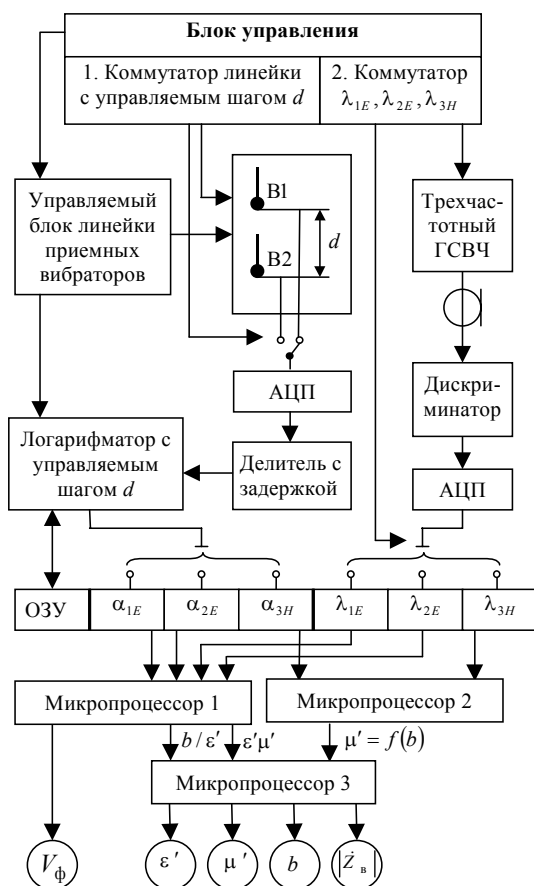
На рисунке 2.47 показана структурная схема измерительно-вычислительной системы (ИВС) поверхностного сканирования модуля волнового сопротивления спиновых согласованных покрытий. Блок управления содержит коммутатор линейки вибраторов с управляемым шагом d и блок коммутации частоты трехчастотного генератора СВЧ (ГСВЧ). Коммутатор линейки управляет герконным блоком переключений линейки приемных вибраторов. Коммутатор длин волн управляет переключением блока миниклистронных ГСВЧ и сменой апертуры E - и H -мод. Сигналы с вибраторов через аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), делитель с задержкой и логарифматор, а также от блока генераторов через дискриминатор и АЦП поступают в оперативно запоминающее устройство (ОЗУ) ИВС. Микропроцессоры 1 и 2 производят расчет по формулам (2.36), (2.37) и (2.38). Микропроцессор 3 решает полученные уравнения в системе уравнений. Расчет указанных величин может быть выполнен в реальном масштабе времени. Отметим, что в случае чисто диэлектрического покрытия ($\mu = 1$) отпадает необходимость возбуждения H -волны и последующего расчета с помощью микропроцессора 3.

Таким образом, было произведено решение краевой задачи распространения медленной поверхностной волны над неограниченной системой «магнетодиэлектрик-проводник» и произведена адапта-

ция результатов расчетов к ограниченной системе для реальных несинфазных излучателей по максимуму их диаграммы направленности и для специальной круговой апертуры с круговой диаграммой направленности.

Обоснована техническая реализуемость СВЧ метода измерения толщины слоя b , относительной диэлектрической проницаемостью ε' , относительной магнитной проницаемости μ' , модуля волнового сопротивления $\dot{Z}_в$, фазовой скорости V_ϕ слоя покрытия.

Произведен выбор мод, длин волн генератора и диапазонов их одномодовости. Основной является мода $E1$. Основным Критерием числа E -мод в рабочем диапазоне λ_r является произведение $b\varepsilon$. Анализ одномодовости режима позволил сделать следующие выводы: с ростом номера моды ее полоса (по λ) уменьшается, а чувствительность λ_E к изменению параметров λ, b, ε резко возрастает (особенно в областях близких к λ_{EN}^H), что предъявляет особые требования к стабильности величины λ_r . Очевидным преимуществом одномодового режима волны $E1$ является простота его реализации в полосе $\Delta\lambda_{E1}$.



**РИС. 2.47. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ
поверхностного сканирования**

Разработана широкая гамма алгоритмов измерений электрофизических параметров радиопоглощающих покрытий.

Разработан СВЧ метод измерения и сканирования волнового сопротивления спиновых магнитоэлектрических покрытий и обоснована его техническая реализуемость.

Предложенная нами методика позволяет реализовать возможность разработки магнитодиэлектрика с управляемой магнитной проницаемостью так, чтобы его волновое сопротивление равнялось волновому сопротивлению свободного пространства на кромке покрытия.

3. РАЗРАБОТКА УСТРОЙСТВ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДОВ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

3.1. КЛАССИФИКАЦИЯ АПЕРТУРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Выбор возбуждителя E или H волн диктуется конструкцией устройства возбуждения и, как следствие, поляризацией вектора \vec{E} поля поверхностной волны, сканирование которого осуществляется матрицей ориентированных вибраторов – линейками приемных вибраторов (ЛПВ). В остальном, не является существенным вид волны (E или H), так как величина нормального коэффициента затухания практически инвариантна виду волны.

Нами исследовались стандартные простейшие излучатели поверхностной волны рупорного вида с прямоугольной апертурой и полурупорного с круговым сечением с волнами H -типа, остронаправленные, с большой величиной коэффициента направленного действия. При сканировании поверхности, такие устройства требуют возможности кругового вращения излучателя.

Все излучающие системы целесообразно поделить на два класса:

- 1) внешние излучатели, у которых апертура находится над слоем;
- 2) внутренние излучатели, апертура которых включает в себя металлическую подложку.

Целью оптимизации параметров указанных апертур, в том числе ее формы, является минимизация мощности прямой быстрой волны (БВ) от излучателя в ширине ДН по широтному углу места (углу падения θ).

Для внешних излучателей должен обеспечиваться, во-первых, минимум интеграла

$$\int_{C_V \min}^{C_V \max} \int_{\theta_{0 \min}}^{\theta_{0 \max}} R_{\parallel, \perp}^2(\varepsilon, \mu, \theta) d\theta dC_V, \text{ как минимум суммы коэффициентов отражения по мощности в пучке лучей}$$

ДН. Условие полного преломления (угол Брюстера) может быть выбрано лишь при определенных и единственных значениях ε и μ слоя.

Во-вторых, должно обеспечиваться полное внутреннее отражение для всех углов θ . Условие отсутствия вытекающей волны заключается в том, что угол θ должен быть равным или больше угла полного внутреннего отражения.

Таким образом, для внешних излучателей необходимо выбрать θ_0 (рис. 3.1) и $\Delta\theta = \Delta\theta_1 + \Delta\theta_2$ (рис. 3.2) такими, что суммарная мощность отраженной первично и вытекающей вторично волн была бы минимальной, хотя при этом условия 1 и 2 полностью и не выполняются.

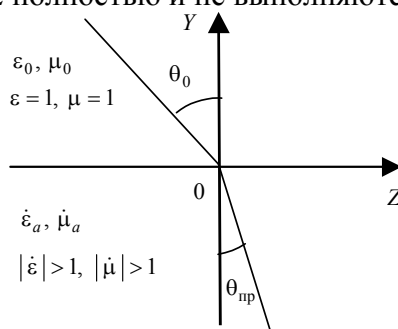


Рис. 3.1. Преломление электромагнитной волны

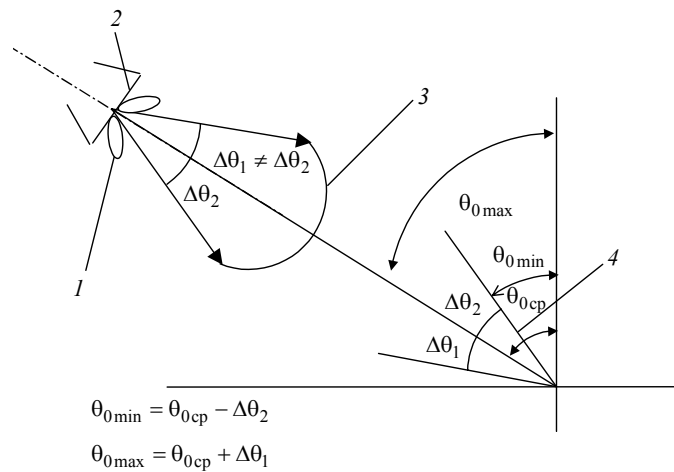


Рис. 3.2. Диаграмма направленности излучателя:

- 1* – паразитные боковые лепестки диаграммы направленности из-за затекания токов за плоскость апертуры;
- 2* – плоскость апертуры; *3* – диаграмма направленности по широте места;
- 4* – максимум диаграммы направленности (ему соответствует θ_{cp})

Для внутренних излучателей значимо в основном второе условие. Это вызвано тем, что условие отбора всей мощности излучаемой апертурой на возбуждение только поверхностной волны можно обеспечить применением, например, электромагнитного экрана (ЭМЭ) в дальней зоне (ДЗ) или «козырька-преломителя» – в сопряжении с согласованием.

3.2. ВНЕШНИЕ АПЕРТУРЫ

Внешние апертуры расположены выше слоя и являются источником плоской (практически в ДЗ) *E*- или *H*-волны, по интересующему нас направлению максимума ДН по азимуту. При этом считаем, что в плоскости падения известен закон ДН по широте места θ .

Главным условием является обеспечение минимума прямой БВ, т.е. максимума мощности медленной неоднородной волны.

В идеале вся мощность падающей волны от внешней апертуры должна быть внутри слоя, т.е. переходить в мощность медленной (поверхностной) волны. Это соответствует условию полного преломления (падения волны под углом Брюстера) $\theta_{0\parallel}$ или $\theta_{0\perp}$. Для *E*-волн существуют составляющие поля \bar{E}_y и \bar{E}_z – вектор \bar{E} параллелен плоскости падения *OYZ* (для *H*-волн вектор \bar{E} перпендикулярен плоскости *OYZ*) (рис. 3.3).

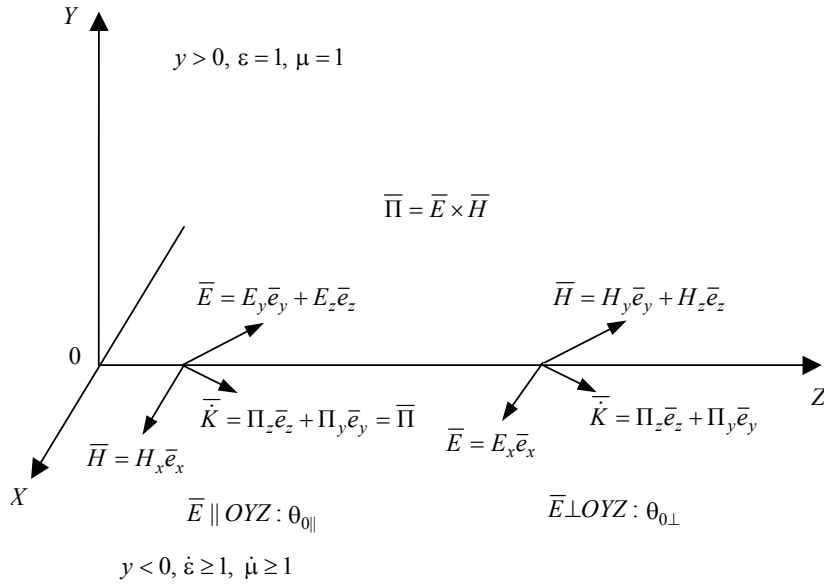


Рис. 3.3. Распространение медленной волны в слое
Закон преломления Снеллиуса

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_{np}} = \sqrt{\varepsilon' \mu'} . \quad (3.1)$$

1. Для E -волны, если угол θ_0 равен углу Брюстера $\theta_{0||}$, то для него коэффициент отражения должен быть равен нулю

$$\dot{R}_{||} = \frac{\dot{Z} \cos \theta_{np} - Z_0 \cos \theta_{0||}}{\dot{Z} \cos \theta_{np} + Z_0 \cos \theta_{0||}} = 0 \Rightarrow Z_0 \cos \theta_{0||} = \dot{Z} \cos \theta_{np} ,$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377$ – волновое сопротивление среды, Ом; $\dot{Z} = \sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} Z_0$ – волновое сопротивление материала.

Отсюда, с учетом закона преломления,

$$\cos^2 \theta_{np} = 1 - \left(\frac{k_0}{k} \sin \theta_{0||} \right)^2 \quad \text{или} \quad \sin \theta_{0||} = \left(\frac{\varepsilon_0 \frac{\mu'_a - \varepsilon'_a}{\mu_0} - \varepsilon'_a}{\varepsilon'_a \frac{\mu_0}{\varepsilon_0^2 - \varepsilon_a'^2}} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\varepsilon' \mu' - \varepsilon'}{1 - \mu'^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

2. Для H -волны: $R_{\perp} = 0$, $\dot{Z} \cos \theta_{0\perp} = Z_0 \cos \theta_{np}$

$$\sin \theta_{0\perp} = \left(\frac{\mu'_a \frac{\varepsilon'_a - \mu'_a}{\varepsilon_0} - \mu'_a}{\mu_0^2 - \mu_a'^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\mu'(\varepsilon' - \mu')}{1 - \mu'^2} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (3.3)$$

Для диэлектрика $\mu = 1$ и угол Брюстера $\theta_{0\perp}$ не существует. Для H -волн он существует лишь для магнито-диэлектриков при очевидном условии $\frac{\mu'(\varepsilon' - \mu')}{1 - \mu'^2} \geq 0 \Rightarrow \frac{\mu'(\mu' - \varepsilon')}{\mu'^2 - 1} \geq 0$, т.е. когда $\mu' > \varepsilon'$. Заметим, что равенство

$\mu' = \varepsilon'$ при определенном значении концентрации C_V ферромагнитных частиц (ФМЧ) дает $R_{\perp} = 0$ при $\theta_0 = 0$ (нормальное падение). Таким образом, при $R_{||,\perp} = 0$ значение θ_0 является мерой величины связанной с \dot{Z} (индикация полного преломления).

Отметим, что метод перестановочной двойственности позволяет из уравнения (3.2) получить урав-

нение (3.3) простой заменой μ' на ε' и наоборот.

Угол преломления $\theta_{\text{пр}}$ определяется:

- для E -волн
$$\sin \theta_{\text{пр}} = \left(\frac{\mu' - \varepsilon'}{(1 - \varepsilon'^2)\mu'} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

- для H -волн
$$\sin \theta_{\text{пр}} = \left(\frac{\varepsilon' - \mu'}{(1 - \mu'^2)\varepsilon'} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.4')$$

Из рисунка 3.2 видно, что при фиксированных ε, μ об отсутствии отражения можно говорить лишь для угла $\theta_{0\text{ср}}$, либо для весьма узкой ДН, когда $\Delta\theta_1 \ll \theta_{0\text{ср}}$ и $\Delta\theta_2 \ll \theta_{0\text{ср}}$.

Так как величины ε и μ зависят от C_V и друг от друга, то, зная эти зависимости и величины $\Delta\theta_1, \Delta\theta_2, \theta_{0\text{ср}}$, можно попытаться оценить коэффициент отражения по мощности R_{\parallel}^2 (R_{\perp}^2). Зная функциональный вид ДН, можно сравнить их процентные отношения.

Далее будем рассматривать только выбранный для исследования случай, когда $\mu = 1, \bar{E} \parallel OYZ$.

Имеем

$$\sin \theta_{0\parallel} = \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon' + 1} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.5)$$

$$\sin \theta_{\text{пр}} = \frac{1}{(\varepsilon' + 1)^{1/2}}. \quad (3.6)$$

Условие (3.5) соответствует отсутствию отраженной от слоя прямой (быстрой) БВ, а условие (3.6) – отсутствию преломленной прямой волны из более оптически плотной среды в менее оптически плотную. Это условие полного внутреннего отражения (рис. 3.4)

$$\theta_{\text{пр Брюстера}}^{(4)} = \theta_{0\text{кр}}. \quad (3.7)$$

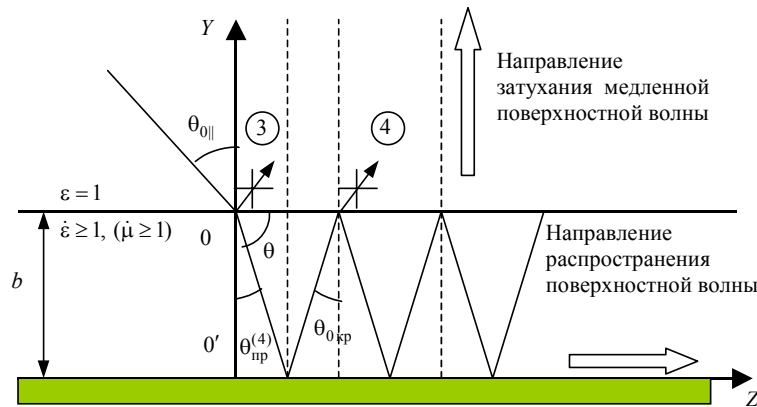


Рис. 3.4. Условие распространения поверхностной волны в слое

Для всех $\theta_{\text{пр}} \geq \theta_{0\text{кр}}$ имеют место поверхностные медленные волны, т.е. полное внутреннее отражение,

при котором $\sin \theta_{0\text{кр}} = \frac{1}{\sqrt{|\varepsilon| |\mu|}}$. При $\mu = 1$: $\sin \theta_{0\text{кр}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'}} = \varepsilon'^{-1/2}$.

Все ДН с этой точки зрения должны обеспечивать объединение условий полного преломления в слое и полного внутреннего в нем отражения

$$\sin \theta_{\text{пр}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon' + 1}} = \sin \theta_{0\text{кр}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'}}. \quad (3.8)$$

Такое условие приблизительно выполняется при $\varepsilon \gg 1$. Из условия

$$\begin{aligned} \cos^2 \theta_{\text{пр}} &= 1 - \frac{\sin^2 \theta_{0\parallel}}{\varepsilon'} \Rightarrow \sin^2 \theta_{0\parallel} = \varepsilon' \sin^2 \theta_{\text{пр}} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{\varepsilon' + 1}{\varepsilon'} = \varepsilon \sin^2 \theta_{\text{пр}} \Rightarrow \sin \theta_{\text{пр}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon' + 1}}. \end{aligned}$$

Кроме того, при $\theta_{0\parallel} = \frac{\pi}{2}$ из условия $\sin^2 \theta_{0\parallel} = \sin^2 \frac{\pi}{2} = 1 = \varepsilon' \sin^2 \theta_{\text{пр}}$ следует, что $\sin \theta_{\text{пр}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'}}$. Но при этом $R_{\parallel} \neq 0$ (есть отраженная волна), хотя его величина мала.

Задача оптимизации представляется здесь весьма сложной и сводится к выяснению условий, когда мощность суммы отраженной от слоя и преломленной из слоя волн, составляющих неинформативную прямую быструю волну, будет минимальной.

Диаграмма направленности внешних апертур должна иметь $\theta_{0\text{кр}} \rightarrow \pi/2$, а $\Delta\theta_1 \rightarrow 0$ и $\Delta\theta_2 \rightarrow 0$. Отсюда следуют конструктивно приемлемые варианты круговой апертуры (рис. 3.5, а, б, в).

Диаграмма направленности должна обеспечивать такое значение $\Delta\theta$ ($\Delta\theta_2$), чтобы было полное внутреннее отражение (рис. 3.4) при максимуме $\sin \theta_{0\text{кр}} = 1/\sqrt{\varepsilon'_{\text{мин}}}$ (где $\varepsilon'_{\text{мин}} = \varepsilon_{\text{Н}}$).

Вариант «а» и «б» может быть и когда подстилающая металлическая подложка входит в апертуру. Вариант «в» малоэффективен хотя и обеспечивает хорошее согласование антенны с окружающим пространством.

Заметим, что в угле $\Delta\theta$ должно быть полное внутреннее отражение в слое.

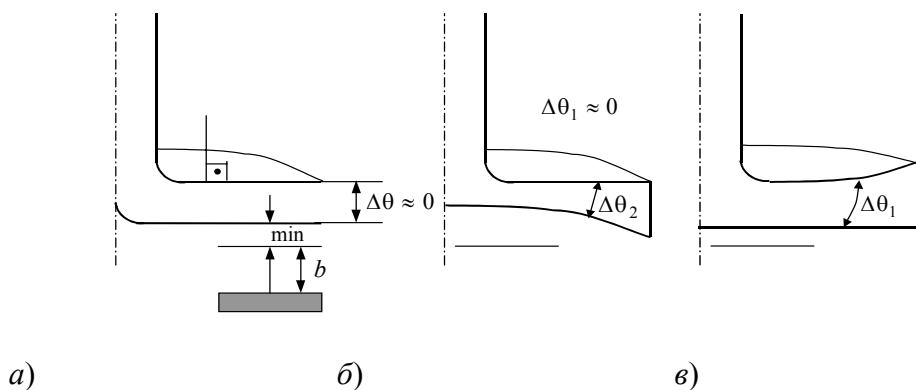


Рис. 3.5. Варианты круговых апертур

Значение $\sin \theta_{0\text{кр max}} = 1/\sqrt{\varepsilon'}$ соблюдается при $\dot{\mu} = 1$ и $\dot{\varepsilon} = \varepsilon_{\text{Н}}$ без ФМЧ. При возрастании C_V ФМЧ возрастают величины ε и μ , т.е. уменьшается $\sin \theta_{0\text{кр}}$ и само значение $\theta_{0\text{кр}}$, т.е. для этого случая ширина ДН ($\Delta\theta = \Delta\theta_1 + \Delta\theta_2$) должна быть минимальной.

Анализируя возможности «внешних» апертур, можно сделать следующие выводы:

1. Обычные рупорные излучатели с малыми углами ДН по θ и φ не могут быть применены к решению поставленной задачи, так как требуются углы θ_0 близкие к $\pi/2$ и велика неинформативная мощность паразитных «быстрых» волн.

2. Конструктивно приемлемые варианты (рис. 3.5, *а, б, в*) лучше применять в случае, когда нижняя основная часть апертуры формируется металлической подложкой (рассматриваемые далее в этой главе внешние апертуры).

3.3. СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ С РУПОРНЫМ «ВНЕШНИМ» ИЗЛУЧАТЕЛЕМ

Рассмотрим случай, когда применение внешних рупорных апертур адекватно решению поставленной задачи.

Актуальность задачи определения электрофизических параметров и толщины покрытий подтверждается, например, необходимостью измерения толщины b и комплексной диэлектрической проницаемости $\dot{\epsilon}$ радиопрозрачных антенных обтекателей специального профиля с переменным радиусом кривизны R . Причем $R \gg \lambda_r$ для летательных аппаратов и наземной радиолокационной и связной техники. В данном случае для определения параметров b , $\dot{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$ и $\dot{\mu} = \mu' - j\mu''$ при отсутствии металлической подложки, т.е. наличия слоя диэлектрика (магнитодиэлектрика) с омическими потерями найдет адекватное применение внешняя апертура.

При измерениях указанных параметров необходимы локальные датчики одностороннего доступа к сканируемой поверхности. Известен серийно выпускаемый в малой серии портативный радиочастотный измеритель затухания (ПРИЗ-1) [5], где реализован известный одноантенный метод (с односторонним доступом) определения параметров радиопрозрачных антенных обтекателей. К сожалению, он не позволяет измерять толщину радиообтекателя, а только качественно определять степень увлажнения радиообтекателя.

Учитывая, все вышеперечисленные недостатки, разработан комплексированный метод определения комплексной диэлектрической проницаемости и толщины диэлектрических пластин [39]. Метод основан на помещении диэлектрической пластины в высокочастотное электромагнитное поле и последующую регистрацию изменения параметров, характеризующих высокочастотное излучение, с помощью устройства возбуждения, которое представляет собой направленную антенну (одномодовый рупор), с помощью которого возбуждают E -волну, падающую на диэлектрическую пластину. В результате по отсутствию поля отраженной волны или по его минимуму, определяют угол Брюстера падающей волны $\theta_{0||}^B$ и рассчитывают величину диэлектрической проницаемости ϵ' ; измеряют мощности падающей и отраженной волн, по которым определяют величину коэффициента отражения $\left| \dot{R}_{0||}^B \right|_{\min}$, рассчитывают удельную проводимость γ и величину диэлектрических потерь диэлектрической пластины (мнимую часть диэлектрической проницаемости) ϵ'' . Затем увеличивают угол падения электромагнитной волны до величины, обеспечивающей полное внутреннее отражение электромагнитной волны, измеряют затухание напряженности поля в нормальной плоскости относительно направления распространения медленной поверхностной волны, рассчитывают коэффициенты нормального затухания α_E и толщину b обтекателя в некоторой локальной точке.

Физически сущность предлагаемого комплексированного СВЧ метода определения комплексной диэлектрической проницаемости, толщины диэлектрических пластин и их удельной проводимости поясняется следующим. С помощью устройства возбуждения электромагнитной волны 1 (рис. 3.6), представляющего собой внешнюю рупорную антенну, с линейной поляризацией (или специальную двухрупорную «крестовую» антенну с круговой поляризацией), возбуждают падающую на диэлектрическую пластину 2 электромагнитную волну с вертикальной поляризацией – E -волну, где вектор электрического поля E лежит в плоскости падения электромагнитной волны.

Рассмотрим организацию физического эксперимента. Изменяя угол падения электромагнитной волны механическим качанием излучателя или электронным изменением положения направления максимума диаграммы направленности, определяют угол Брюстера падающей волны $\theta_{0||}^B$.

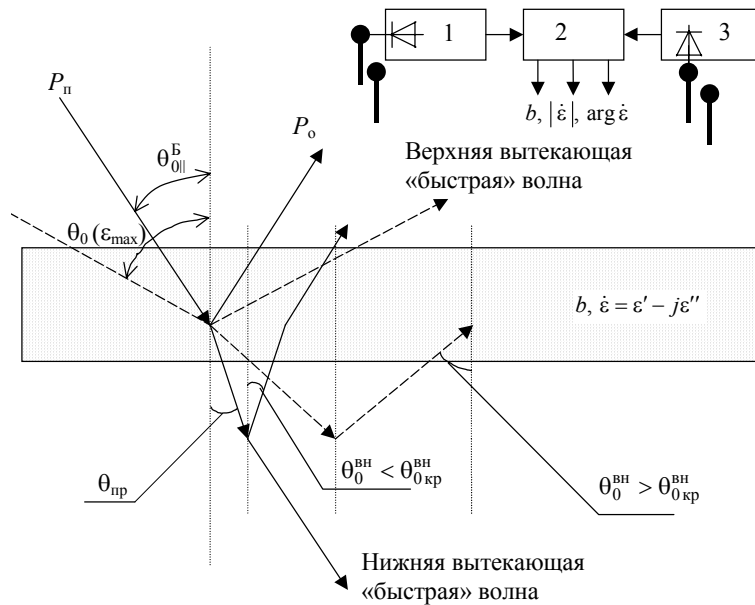


Рис. 3.6. Структурная схема способа измерения электрофизических параметров покрытия:

1 – измеритель минимальной мощности отражения или индикатор смены вида поляризации; 2 – микропроцессорное устройство; 3 – устройство измерения коэффициента затухания

Согласно [14] угол полного преломления для E -волн (вектор \vec{E} лежит в плоскости падения) – угол Брюстера (рис. 3.7, 3.8) в первом приближении для сред без потерь ($\gamma = 0$) определяется условием (3.5) $\sin \theta_{0||}^B = \varepsilon'^{1/2} / (\varepsilon' + 1)^{1/2}$.

При росте величины диэлектрической проницаемости ε угол $\theta_{0||}^B$ уменьшается, так как $\theta_{0||}^B = \arcsin(\varepsilon' + 1)^{1/2}$ (рис. 3.7). Это позволяет по углу Брюстера измерять величину диэлектрической проницаемости ε (или ε' – для сред с потерями при $\gamma > 0$). Данный способ описан в [10]. Здесь отношение мощности, регистрируемой приемником после отражения от исследуемого образца, к мощности, регистрируемой при замене образца идеально отражающей поверхностью, позволяет найти коэффициент отражения по мощности. Измеренный таким образом коэффициент отражения по мощности при различных углах падения позволяет вычислить действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости. Недостатком данного метода является малая точность измерения диэлектрической проницаемости, наличие металлической подложки и невозможность определения толщины покрытия. Индикация угла Брюстера осуществляемого измерителем минимальной мощности отражения 3 или индикатором смены вида поляризации и изменяемого у апертуры либо механическим качанием излучателя, либо электронным изменением положения направления максимума ДН, возможна двумя способами.

1. Индикация отсутствия поля отраженной волны (при $\gamma = 0$) или поиск его минимума (при $\gamma \neq 0$), если падающая волна имеет E -поляризацию (вектор \vec{E} параллелен плоскости падения).

2. Второй способ базируется на явлении полной поляризации отраженной волны, наблюдаемом при угле Брюстера. Полная поляризация отраженной волны отсутствует для волн имеющих H -поляризацию, где вектор E – перпендикулярен плоскости падения электромагнитной волны. При падающей волне, имеющей вращающуюся поляризацию (в общем случае, эллиптическую), индикация угла Брюстера осуществляется в момент, когда отраженная волна будет иметь линейную параллельную поляризацию.

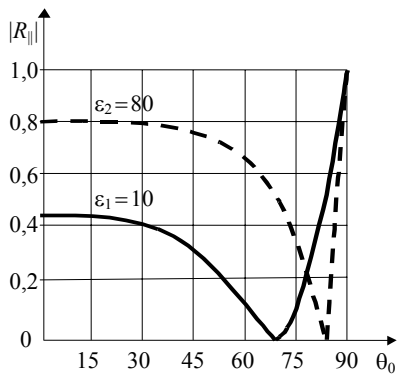


Рис. 3.7. Зависимость коэффициента отражения от угла падения

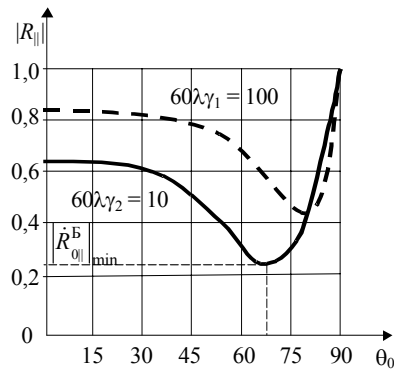


Рис. 3.8. Зависимость коэффициента отражения от угла падения

Мерой величины потерь диэлектрического слоя, т.е. величины $\varepsilon'' \equiv \gamma$ (См/м), при $\theta_0 = \theta_{0||}^B$, служит величина минимального коэффициента отражения, который при $\gamma > 0$ уже не равен нулю, и тем больше, чем больше величина γ или ε'' (рис. 3.8).

Зная мощность падающей волны P_n , и измеренную приемной антенной (вибратором с квадратичным детектором) мощность отраженной волны P_o , определяем в первом приближении величину ε'' или γ :

$$\left| \dot{R}_{0||}^B \right|_{\min} = \frac{P_o}{P_n} \cong \frac{k_1 \gamma}{k_2} = k_3 \gamma = k_4 \varepsilon'' \quad \text{или} \quad \varepsilon'' \cong k_4 R_{0||}.$$

Пусть измеренное значение $\left| \dot{R}_{0||}^B \right|_{\min} = a$, тогда

$$\left| \dot{R}_{0||}^B \right|_{\min} = \left| \frac{\dot{Z} \cos \theta_{np}^B - Z_o \cos \theta_{0||}^B}{\dot{Z} \cos \theta_{np}^B + Z_o \cos \theta_{0||}^B} \right| = a. \quad (3.9)$$

Зная $\cos \theta_{0||}^B$ по (3.5), свяжем угол падения (угол Брюстера) с углом преломления. Из второго закона Снеллиуса следует, что $\sin \theta_{np}^B = \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon' + 1)}}$.

Так как $\dot{Z} = \sqrt{\frac{\dot{\mu}_a}{\dot{\varepsilon}_a}}$, а $Z_o = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$, то

$$\frac{\dot{Z}}{Z_o} = \sqrt{\frac{\dot{\mu}_a}{\dot{\varepsilon}_a}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}}; \quad \dot{Z} = Z_o \sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} = Z_o (\dot{\varepsilon})^{-1/2}.$$

При $\dot{\mu} = 1$

$$\dot{Z} = Z_o (\dot{\varepsilon})^{-1/2}. \quad (3.10)$$

Минимальное значение модуля коэффициента отражения

$$\left| \dot{R}_{0||}^B \right|_{\min} = a = \left| \frac{(\varepsilon')^{1/2} - (\dot{\varepsilon})^{1/2}}{(\varepsilon')^{1/2} + (\dot{\varepsilon})^{1/2}} \right|. \quad (3.11)$$

Так как $\dot{\varepsilon}_a = \varepsilon'_a - j\varepsilon''_a = \varepsilon'_a - j60\lambda\gamma = \varepsilon_0 \left(\varepsilon' - j \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon_0} \right) = \varepsilon_0 (\varepsilon' - j\varepsilon'')$, то

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\varepsilon}_a}{\varepsilon_0} = \varepsilon' - j \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon_0}, \quad \varepsilon'' = \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon_0}. \quad (3.12)$$

С учетом этого получаем

$$\begin{aligned}
 |\dot{R}_{0||}^{\delta}| = a &= \left| \frac{(\varepsilon')^{1/2} - \left(\varepsilon' - j \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}}{(\varepsilon')^{1/2} + \left(\varepsilon' - j \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}} \right| = \left| \frac{(\varepsilon'_a)^{1/2} - \left(\varepsilon'_a - j \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}}{(\varepsilon'_a)^{1/2} + \left(\varepsilon'_a - j \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}} \right| = \\
 &= \left| \frac{(\varepsilon'_a)^{1/2} - \left[\sqrt{(\varepsilon'_a)^2 + (60\lambda\gamma)^2} \right]^{1/2} e^{\frac{1}{2} \frac{1}{2} j \operatorname{arctg} \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}}}{(\varepsilon'_a)^{1/2} + \left[\sqrt{(\varepsilon'_a)^2 + (60\lambda\gamma)^2} \right]^{1/2} e^{\frac{1}{2} \frac{1}{2} j \operatorname{arctg} \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}}} \right|. \tag{3.13}
 \end{aligned}$$

Несмотря на существенные потери, параметры диэлектрика удовлетворяют условию

$$\varepsilon'_a \gg 60\lambda\gamma = \varepsilon''_a; \quad \delta = \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \ll 1.$$

Тогда

$$\begin{aligned}
 |\dot{R}_{0||}^{\delta}|_{\min} = a &= \left| \frac{1 - e^{\frac{1}{2} j \operatorname{arctg} \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}}}{1 + e^{\frac{1}{2} j \operatorname{arctg} \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}}} \right| = \frac{1 - e^{\frac{1}{2} j \operatorname{arctg} \delta}}{1 + e^{\frac{1}{2} j \operatorname{arctg} \delta}} = \\
 &= \left| \frac{1 - \cos \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \delta - j \sin \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \delta}{1 + \cos \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \delta + j \sin \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \delta} \right|.
 \end{aligned}$$

Учитывая, что $\operatorname{arctg} \delta = \arccos \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}$ и $\sin \frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{1-\cos \alpha}{2}}$, а $\cos \frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{1+\cos \alpha}{2}}$, будем иметь:

$$\begin{aligned}
 \cos \frac{1}{2} \arccos \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}} &= \sqrt{\frac{1 + \cos \arccos \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}}{2}} = \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}}{2}}; \\
 \sin \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \delta &= \sin \frac{1}{2} \arccos \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}} = \sqrt{\frac{1 - \cos \arccos \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}}{2}} = \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}}{2}}.
 \end{aligned}$$

Откуда

$$\begin{aligned}
 a &\approx \left| \frac{1 - \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}}{2}} - j \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}}{2}}}{1 + \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}}{2}} + j \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{\sqrt{1+\delta^2}}}{2}}} \right| = \\
 &= \left| \frac{\sqrt{2\sqrt{1+\delta^2}} - \sqrt{\sqrt{1+\delta^2} + 1} - j \sqrt{\sqrt{1+\delta^2} - 1}}{\sqrt{2\sqrt{1+\delta^2}} + \sqrt{\sqrt{1+\delta^2} + 1} + j \sqrt{\sqrt{1+\delta^2} - 1}} \right|.
 \end{aligned}$$

Поскольку, при $\delta^2 \ll 1$, $\sqrt{1+\delta^2} \approx 1 + \frac{\delta^2}{2}$, то

$$a \approx \sqrt{\frac{2+\delta^2 - \sqrt{0,5(2+\delta^2)(4+\delta^2)}}{2+\delta^2 + \sqrt{0,5(2+\delta^2)(4+\delta^2)}}}.$$

Введем обозначение $\delta^2 + 2 = x$. Тогда

$$a^2 = \frac{x - \sqrt{0,5x(x+2)}}{x + \sqrt{0,5x(x+2)}} \Rightarrow x = \frac{2(1+a)^2}{a^4 - 6a^2 + 1}; \quad \delta = \frac{4a}{\sqrt{a^4 - 6a^2 + 1}} \Big|_{a \ll 1} \approx 4a.$$

Так как $\frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \approx 4a$, то отсюда получаем основную формулу определения γ :

$$\gamma \approx \frac{\varepsilon'_a}{15\lambda} a \quad \text{или} \quad \varepsilon''_a \approx 4a\varepsilon'_a. \quad (3.14)$$

Проверим (3.14) по второму варианту вывода зависимости

$$\gamma = \Phi(a).$$

Так как при условии, что для диэлектрика величина $\varepsilon'_a \gg 60\lambda\gamma = \varepsilon''_a$, $\frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \ll 1$, то $\operatorname{arctg} \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \approx \frac{60\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}$, отсюда выражение (3.6) примет вид

$$a \approx \frac{\left| \frac{(\varepsilon'_a)^{\frac{1}{2}} - (\varepsilon'_a)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{j30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}}}{(\varepsilon'_a)^{\frac{1}{2}} + (\varepsilon'_a)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{j30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}}} \right|}{\left| \frac{1 - e^{\frac{j30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}}}{1 + e^{\frac{j30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a}}} \right|}, \quad (3.15)$$

а модули выражения (3.15) равны

$$a = \frac{\left[\left(1 - \cos \frac{30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \right)^2 + \sin^2 \left(\frac{30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \right) \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\left(1 + \cos \frac{30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \right)^2 + \sin^2 \left(\frac{30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \right) \right]^{\frac{1}{2}}}.$$

Так как $C = \frac{30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \ll 1$, то

$$\sin \frac{30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \approx \frac{30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} \ll 1, \quad \cos C \approx \sqrt{1 - C^2} \approx 1 - \frac{C^2}{2},$$

т.е. величина $(1 - \cos C)^2$ и $\sin^2 C$ одной величины малости

$$a \approx \frac{\left[\frac{(1 - \cos C)^2 + \sin^2 C}{(1 + \cos C)^2 + \sin^2 C} \right]^{1/2}}{1 + \cos C} = \frac{[2(1 - \cos C)]^{1/2}}{1 + \cos C};$$

откуда

$$\gamma = \frac{\varepsilon'_a}{30\lambda} \arccos \frac{\sqrt{4a^2 + 1} - a^2 - 1}{a^2}, \quad (3.16)$$

или

$$a \approx \left[\frac{1 - \sqrt{1 - C^2}}{1 + \sqrt{1 - C^2}} \right]^{\frac{1}{2}} \approx \left[\frac{1 - 1 + \frac{C^2}{2}}{1 + 1 - \frac{C^2}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{C^2}{4 - C^2} \right]^{\frac{1}{2}} \approx \frac{C}{2} \Rightarrow C \approx 2a.$$

Окончательно

$$\frac{30\lambda\gamma}{\varepsilon'_a} = 2a; \quad \gamma \approx \frac{\varepsilon'_a}{15\lambda} a, \quad (3.17)$$

что совпадает с (3.14).

Таким образом, величины γ или ε'' рассчитываются при известной длине волны λ_r , по измеренному коэффициенту отражения $|\hat{R}_{0\parallel}^B| = a$ и рассчитанному ранее, а по величине угла Брюстера ε' :

$$\varepsilon' = \operatorname{tg}^2 \theta_{0\parallel}^B. \quad (3.18)$$

При этом внутри слоя отсутствует медленная поверхностная волна, т.е. $\theta_{\text{пр}}(\theta_{0\parallel})$ всегда меньше угла полного внутреннего отражения $\sin \theta_{\text{пр}} = \sin \theta_{\text{во}} = \varepsilon^{-1/2}$.

По (3.14) и (3.15) рассчитываем согласно (3.12)

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} \exp\left(-j \operatorname{arctg} \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}\right),$$

где

$$|\dot{\varepsilon}| = \operatorname{tg}^2 \theta_{0\parallel}^B \sqrt{1 + 16 |R_{0\parallel}^B|_{\min}^2}, \quad (3.19)$$

$$\operatorname{arg} \dot{\varepsilon} = -\operatorname{arctg} 4 |R_{0\parallel}^B|_{\min}. \quad (3.20)$$

Далее, для определения величины толщины слоя b , увеличиваем угол θ_0 до величины, заведомо обеспечивающей полное внутреннее отражение, т.е. когда $\theta_{\text{пр}} > \theta_{\text{окр}}^{\text{вн}} = \varepsilon_{\text{max}}^{-1/2}$. При этом имеет место отраженная сверху волна и вытекающая снизу «быстрая» волна.

На основании (2.46) и (2.47), а также зная ε' и λ_r , измеряем α_E и по его величине определяем толщину покрытия в определенной точке сканирования.

На рисунке 3.6 представлена структурная схема реализации данного метода [39]. С помощью систем приемных вибраторов 1 и 3 измеряют затухание напряженности поля электромагнитной волны в нормальной плоскости относительно направления распространения волны и рассчитывают коэффициенты нормального затухания α_E из выражения $E(y) = E_0 \exp[-\alpha_E(y)y]$, а в микропроцессорном устройстве 2 рассчитывают толщину обтекателя из формулы

$$b = \frac{\alpha_E \lambda^2 \varepsilon'}{4\pi^2 (\varepsilon' - 1) - \alpha_E^2 \lambda^2}.$$

Таким образом, предлагаемый комплексированный СВЧ метод позволяет определить комплексную диэлектрическую проницаемость, толщину и удельную проводимость обтекателя.

Заметим, что при малых значениях градиентов диэлектрической проницаемости и толщины диэлектрического покрытия, в отличие от медленной волны, нет вытекающей «быстрой» волны, т.е. этот случай ничем не отличается от рассмотренного выше случая с металлической подложкой.

Остановимся на критерии выбора рабочей частоты (длины волны λ_2) рассматриваемого метода определения параметров обтекателя антенн РЛС при прохождении через него электромагнитной волны. Нами проведены исследования выбора рабочей частоты, которые хорошо согласуются с работой [5]. Прежде всего, рабочая частота выбирается из условия близости ее к несущей частоте самолетной РЛС, с тем, чтобы исключить погрешность, обусловленную влиянием целого ряда нежелательных факторов (изменение свойств материала обтекателя, вариации толщины и размеров сотовых ячеек), существенно влияющих на радиопрозрачность обтекателей в других диапазонах и не приводящих ее к изменению на рабочей частоте РЛС.

Рабочий частотный диапазон должен обеспечивать высокую чувствительность измерительных параметров электромагнитной волны к наличию в обтекателе РЛС дефектов, вызывающих поглощение и рассеивание электромагнитной энергии (участки обтекателя с повышенной влажностью, капли воды в сотовых ячейках и т.д.).

Проведенные исследования [41] показали, что ухудшение радиопрозрачности обтекателей самолетных РЛС связано в основном с проникновением в поверхностные слои и в ячейки сотового каркаса обтекателя влаги, а также нанесение защитных лакокрасочных покрытий, содержащих металлические добавки. При этом происходит ослабление радиоволн из-за потери части электромагнитной энергии, которая поглощается и рассеивается каплями воды, или отражается при наличии участков лакокрасочного покрытия обтекателя с относительно высокой электроприводностью. Проведенные экспериментальные исследования в частотном диапазоне 6...12 ГГц с помощью панорамного измерителя КСВН и ослабления Р2-60 показали:

а) Электромагнитная волна при прохождении через обтекатель, не содержащий влаги, практически не ослабляется в диапазоне 6...9,5 ГГц. С увеличением частоты от 9,5 до 12 ГГц ослабление также растет и на частоте 12 ГГц волна ослабляется на величину, примерно, 3 дБ по сравнению с частотой 9,5 ГГц.

б) Экспериментальные исследования в указанном частотном диапазоне для обтекателей, содержащих влагу, показали, что затухание волны пропорционально количеству воды, содержащейся в обтекателе, а частотная характеристика неравномерна. Неравномерность обусловлена интерференцией и рассеянием электромагнитной волны на каплях воды, содержащихся в сотовых ячейках. Проведенные экспериментальные исследования на более высоких частотах до 90 ГГц показали, что можно получить высокую локальность контроля, однако чувствительность к наличию влаги значительно снижается, а влияние мешающих факторов значительно возрастает. При этом сотовая конструкция каркаса обтекателей является основным мешающим фактором и маскирует наличие влаги при ее небольших количествах.

Таким образом, исходя из информационных и экспериментальных данных, рабочая частота 9,5 ГГц выбрана по следующим причинам:

- 1) близка к несущей частоте РЛС и наиболее полно отражает радиопрозрачность для излучаемой и принимаемой электромагнитной волны;
- 2) имеется высокая зависимость ослабления электромагнитной волны от влаги и электропроводящих компонентов в лакокрасочном покрытии;
- 3) геометрические размеры сотовых ячеек и свойства материала обтекателя не оказывают влияния на ослабление волны;
- 4) можно получить высокую локальность контроля при соответствующем выборе апертуры и типа антенной системы.

Таким образом, в силу того, что в данном методе отсутствует металлическая подложка и существует режим волн, практически близкий к чистому режиму бегущих волн ($K_{БВ} \rightarrow 1$), а измерения относительные и не зависят от расстояния вибраторов до поверхности, то это не требует специальных мер отстройки от зазора и наличия дополнительных устройств согласования. В результате повышается точность измерений и существует возможность быстрого сканирования поверхности без перемещения возбуждителя поверхностной волны.

Достоинства предлагаемого метода:

- отсутствие необходимости в металлической подложке.
- реализация только одностороннего доступа к измеряемой поверхности слоя.

3.4. ВНУТРЕННИЕ АПЕРТУРЫ

К внутренним апертурным излучателям относятся излучатели, включающие в апертуру металлическую основу, на которую наносится исследуемый слой материала. В зависимости от мощности излучения генератора сигналов (ГС) возможно применение маломощных стандартных ГС, генераторов фиксированных (дискретно-перестраиваемых) частот на миниклистронах (типа К-70), диодных задающих ГС и т.д. В этом случае необходимы апертуры с большой величиной КНД (достаточно остронаправленные). Так как измерения производятся по максимуму ДН, то должна быть предусмотрена возможность перемещения апертуры при сканировании совместно с блоком приемных вибраторов. Мощность в непрерывном режиме в этом случае не должна превышать величину 10 Вт. Так как у рупорного вида апертур всегда отсутствует гальванический контакт между верхней и нижней частями, то кроме излучения в раскрытие происходят паразитные излучения через щель по периметру апертуры вне раскрытия. Размеры этой щели должны быть больше величины толщины слоя b_{max} . Избавиться от этого возможно применением синфазной специальной апертуры с круговой ДН по азимуту. В этом случае

ной апертуры с круговой ДН по азимуту. В этом случае необходимо применения более мощных ГС (с мощностью более 10 Вт).

Во всех случаях работа с предлагаемыми устройствами должна соответствовать санитарным нормам при работе с источниками электромагнитных излучений СВЧ диапазона [41], согласно которым допустимое время облучения

$$T_p = 6800/x^2, \quad (3.21)$$

где T_p – допустимый период облучения (мин) в течение любого часа; x – плотность потока мощности на рабочем месте, но не более 100 мВт/см^2 .

Так, например, Американский национальный институт стандартов предлагает основываться при нормировании облучений на величине $1 \text{ мВт/см}^2 \cdot \text{ч}$. В процессе исследований практическая доза за время экспериментальной работы, не превышающей трех часов, была на два порядка меньше.

3.4.1. Разработка направленных внутренних апертур

К таким возбудителям поверхностных волн отнесем вибраторы с рефлектором, решетки щелей и рупорные антенны, как наиболее компактные и легко реализуемые (конверсионная техника СВЧ). Простейшей из рупорных апертур является открытый конец прямоугольного волновода ВВ [42].

Достоинством открытого ВВ является широкая ДН по углу места θ (в E -плоскости YOZ), что обеспечивает практическую синфазность поля \vec{E} по оси Y в ДЗ, в отличие от более остронаправленных рупорных апертур. Это обеспечивает инвариант поля по оси Y в отсутствие слоя и реализацию большой базы приемных вибраторов. Согласно [43] при стандартных размерах прямоугольного ВВ ($a = 0,71\lambda_r$, $b = 0,32\lambda$) ширина ДН в E -плоскости

$$\alpha_{\text{изл } E}^0 \cong 51 \frac{\lambda_r}{b} \cong 160^\circ, \quad (3.22)$$

а в H -плоскости (азимутальной)

$$\alpha_{\text{изл } H}^0 \cong 68 \frac{\lambda_r}{a} \cong 96^\circ. \quad (3.23)$$

Величина КНД

$$D_{\text{max}} \approx 0,84 \frac{\pi ab}{\lambda_r^2} \approx 2,4. \quad (3.24)$$

В этом случае требуется увеличение мощности излучения. К этому же выводу приводит невысокий КБВ $\leq 0,5$, а также тот факт, что на открытом конце прямоугольного ВВ возникают волны высших порядков (при основной – H_{10}), и появляются токи, затекающие на наружную поверхность ВВ.

Применение прямоугольных E - и H -секториальных, пирамидальных (с постоянными и переменными углами раскрытия) рупоров (рис. 3.9, a , b), обладающих меньшими значениями $\alpha_{\text{изл}}^0$, большими D_{max} и КБВ, позволяет уменьшить мощность излучения, но требует введения поправки на несинфазность фронта даже в ДЗ.

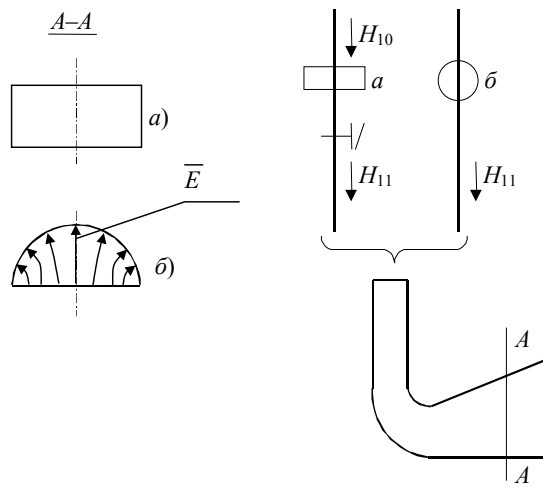


Рис. 3.9. Конструкции рупорных излучателей-возбудителей поверхностной волны:

a – на прямоугольном ВВ; *б* – на круговом ВВ

Вариантом является разработанная нами пирамидальная апертура с плавно-переменным углом раскрытия для реализации СВЧ метода локализации неоднородностей и оценки их относительной величины [28].

Согласно [44] конические апертуры обладают неустойчивостью поляризации электромагнитной волны. Этого недостатка лишен рупор с полуконической апертурой. При этом металлическая подложка (нижняя часть апертуры) обеспечивает стабилизацию поляризации ЭМВ. Поле в полурупорной апертуре в силу «зеркального» принципа по структуре совпадает с «половиной» поля основной волны H_{11} .

Кроме того, структура поля в раскрытии (рис. 3.9, б) говорит о том, что полуконические апертуры могут служить источником как E -, так и H -мод, ибо вектор \vec{E} в раскрытии имеет составляющие по осям x и y .

Если рассматривать систему апертуры совместно со слоем конечной длины l (рис. 3.10) и длиной металлической подложки, большей ее на величину l_3 , то всю эту систему в ДЗ относительно l_3 можно считать антенной поверхностной волны [42].

Важнейшим при этом является то, что параметры этой системы в ДЗ зависят не только от величин ϵ , μ и b слоя, но и от величин l и l_3 . Это позволяет измерять информативную величину различных ленточных материалов на металлических валах (рис. 3.11).

Рассмотрим подробнее вопрос зависимости параметра антенны от величины l и l_3 .

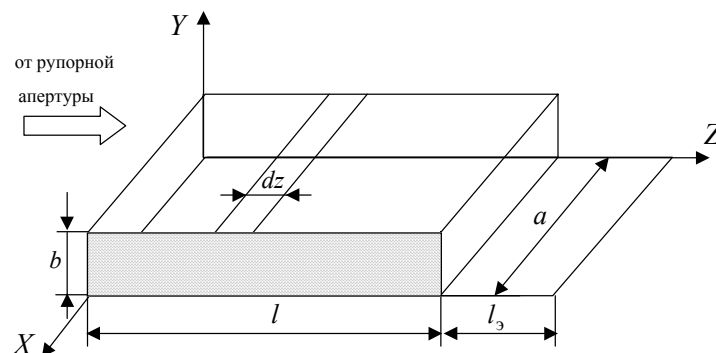


Рис. 3.10. Система апертуры совместно со слоем

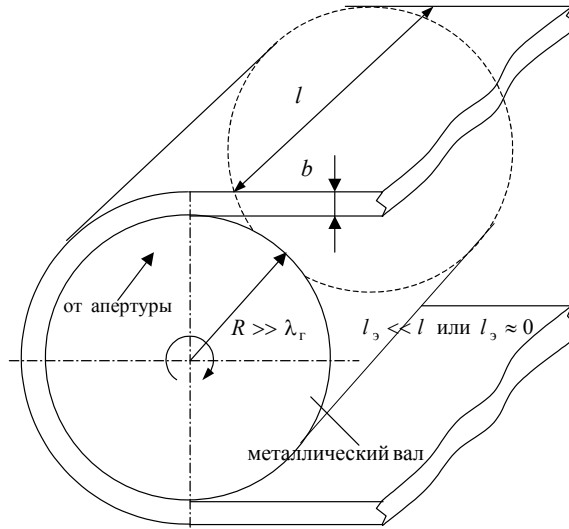


Рис. 3.11. Схема измерения ширины ленточных материалов

Для расчетной схемы (рис. 3.10) в ЗС существует смешанная волна (при конечной l) основной моды E_1 , не имеющей критической длины волны. В этом случае должно соблюдаться неравенство

$$b_{\max} < \frac{\lambda_r}{\sqrt{\varepsilon_{\max} - 1}}, \quad (3.25)$$

откуда можно выбрать длину волны λ_r , обеспечивающую одномодовый режим.

Модификация характеристического уравнения (2.19) в этом случае имеет вид

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi b}{\lambda_r} \sqrt{\varepsilon' - v_3^2} = \frac{\varepsilon' \sqrt{v_3^2 - 1}}{\sqrt{\varepsilon' - v_3^2}}. \quad (3.26)$$

В первом приближении [32] (рис. 3.10) при $0 \leq x \leq a$ распределение поля в системе (по срезу $a \times b$) как в срезе рупорной апертуры, по оси z фаза как у БВ, а амплитуда постоянна (пренебрегая диссипативными потерями). Диаграмма направленности в плоскости YOZ (по углу места θ) зависит только от величины l , и по теореме перемножения ДН

$$F(\theta) = F_0(\theta)F_c(\theta). \quad (3.27)$$

Здесь $F_0(\theta)$ – ДН полоски (элементарного излучателя); \vec{E}_z перпендикулярен полоске dz , являющейся аналогом прямоугольной щели; в плоскости YOZ $F_0(\theta) \approx 1$ (п. 10.3 [42]); $F_c(\theta)$ – ДН непрерывной прямолинейной равноамплитудной системы осевого излучения (п. 3.14 [42]):

$$F_c(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{\pi l}{\lambda_r} (v_3 - \cos \theta) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda_r} (v_3 - \cos \theta)}. \quad (3.28)$$

В связи с тем, что величина v_3 всегда больше единицы, то главный лепесток ДН направлен по оси Z . Так как величина v_3 зависит от b , то ее обычно выбирают среднее значение по длине l при оптимальной (по максимуму ДН) величине l [42, формула (3.59)]:

$$l_{\text{opt}} = \frac{\lambda_r}{2(v_3 - 1)} \quad (3.29)$$

в окрестностях, которого возможно эффективное ее измерение.

Диаграмма направленности в плоскости XOZ (по азимутальному углу φ) также определяется по (3.27), но F_0 – ДН полоски шириной a и длиной dz (в плоскости \vec{H}), т.е. F_0 – ДН возбуждителя в плоскости XOY . так как размер и амплитудно-фазовое распределение поля по оси X у полоски и возбуждителя (рупора) одинаковы (рис. 3.12).

Так как $l_3 \neq \infty$ (обычно $l_3 \approx 0$), то в этом случае под $F_0(\theta)$ следует понимать ДН излучателя Гюйгенса, расположенного в раскрыве апертуры

$$F_0(\theta) = \sqrt{v_3^2 - \cos^2 \theta}. \quad (3.30)$$

Так как максимумы $F_0(\theta)$ и $F_c(\theta)$ при $\theta = \pi/2$ и $\theta = 0$, соответственно, то главный лепесток ДН отклонен от металлической подложки на величину $\theta_{\max \text{ ДН}}$. Причем величина $\theta_{\max \text{ ДН}}$ уменьшается с увеличением l и v_3 .

Таким образом, при известной величине коэффициента замедления v_3 (b, ϵ'), измеренного по предлагаемому двухчастотному алгоритму (2.46) – (2.47), величина $\theta_{\max \text{ ДН}}$ является мерой длины l .

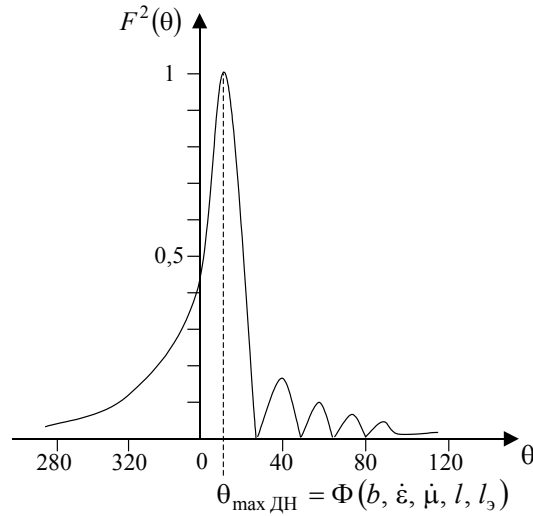


Рис. 3.12. Типичная ДН для ЗС конечной длины l при $l_3 = 0$

Моду $H1$, имеющую критическую длину волны такую, что

$$\frac{\lambda_r}{4\sqrt{\epsilon_{\min} - 1}} < b_{\max} < \frac{3\lambda_r}{4\sqrt{\epsilon_{\max} - 1}}$$

применять в этом случае нецелесообразно, так как в силу значения $F_0(\theta) \equiv \sin \theta$, для нее всегда $\theta_{\max \text{ ДН}} = 0$.

Нами разработан СВЧ метод измерения длины, толщины или поперечных размеров, а также диэлектрической проницаемости ϵ' неподвижной или движущейся диэлектрической ленты на металлической поверхности или ролике, заключающийся в следующем.

По алгоритму, разработанному в [41], на основной моде E_0 (E_1) медленной поверхностной волны на близких длинах волн генератора λ_{r1} и λ_{r2} при выполнении условия $\beta_{E1} b \ll \pi/2$, где $\beta_{E1} b$ – произведение коэффициента фазы волны на толщину покрытия, с помощью системы вертикально ориентированных приемных вибраторов в начальной точке на середине ленты по линии максимума ДН (x_0, z_0) вблизи диэлектрической ленты (покрытия) измеряют затухания α_{y1} и α_{y2} напряженности электрического поля E (x_0, z_0) в нормальной плоскости относительно направления распространения медленной поверхностной волны. По значениям измеренных коэффициентов затухания поля поверхностной медленной волны оп-

ределяют диэлектрическую проницаемость (ее действительную часть) и толщину диэлектрической ленты (покрытия) на ее середине.

Зная величины коэффициентов затухания и длины волн генератора, на которых возбуждается медленная поверхностная волна, определяем величины коэффициентов замедления $v_{3,1(2)}$ для данных длин волн генератора

$$v_{3,1(2)} = \sqrt{1 + \frac{\alpha_{y1(2)}^2 \lambda_{r1(2)}^2}{4\pi^2}} .$$

Определяется величина угла наклона максимума диаграммы направленности $\theta_{\max \text{ ДН (ДЗ)}} = \theta_{1(2)}$ возбуждающего рупора в дальней зоне ($l_{\text{ДЗ}} = \text{const} \gg \lambda_{r1(2)}$), индицируемой по максимальному значению тока (максимум электрического поля) вертикально ориентированного приемного вибратора ВЗ (см. рис. 3.13):

$$\cos \theta_{1,2} = \frac{l_{\text{ДЗ}}}{\sqrt{l_{\text{ДЗ}}^2 + y_{\max 1,2}^2}} .$$

В качестве приемной части вместо вертикально ориентированного вибратора можно использовать рупорную апертуру. В этом случае угол наклона максимума ДН будет соответствовать углу наклона приемной апертуры θ , регистрируемому по максимуму электрического поля в ней.

По измеренным значениям величин $\theta_{1(2)}$ и $v_{3,1(2)}$ определяется длина диэлектрической ленты $l = l_1 = l_2$ или $l = (l_1 + l_2) / 2$.

Произведем вывод зависимости угла наклона ДН от длины (ширины) ленты. Выражение для ДН в ДЗ для системы антенны поверхностных волн, причем $l = \text{varia}$ и $b = \text{varia}$, имеет вид

$$F(\theta) = F_0(\theta) F_c(\theta) = \sqrt{v_3^2 - \cos^2 \theta} \frac{\sin \frac{\pi l}{\lambda_r} (v_3 - \cos \theta)}{\frac{\pi l}{\lambda_r} (v_3 - \cos \theta)} ,$$

причем $v_3 = \Phi_1(b, \varepsilon')$, а $\theta_{\max \text{ ДН (ДДЗ)}} = \theta = \Phi_2(v_3, l)$ [42].

При условии поиска максимума первого лепестка ДН величины

$$\frac{\pi l}{\lambda_r} (v_3 - \cos \theta) \text{ и } \theta \in [0, \pi/2],$$

тогда величину максимального угла наклона ДН $\theta_{\max \text{ ДН (ДДЗ)}} = \theta$, соответствующую положению максимума ДН определяют из условия $F'(\theta) = 0$, откуда

$$\operatorname{tg} \frac{\pi l}{\lambda_r} (v_3 - \cos \theta) = (v_3^2 - \cos^2 \theta) \frac{\pi l}{\lambda_r v_3}. \quad (3.31)$$

Приближенно можно считать, что $\operatorname{tg} x \approx x + \frac{x^3}{3}$ и решая уравнение (3.31) с учетом (3.32) относительно $\cos \theta$, получаем

$$\cos \theta \cong v_3 + \frac{3}{2v_3} \left(\frac{\lambda_r}{\pi l} \right)^2 \left[1 \pm \sqrt{1 \pm \frac{3}{4} \left(\frac{v_3 \pi l}{\lambda_r} \right)^2} \right], \quad (3.32)$$

так как $0 \leq \cos \leq 1$, а v_3 всегда больше единицы, тогда

$$\cos \theta \cong v_3 + \frac{3}{2v_3} \left(\frac{\lambda_r}{\pi l} \right)^2 \left[1 - \sqrt{1 + \frac{3}{4} \left(\frac{v_3 \pi l}{\lambda_r} \right)^2} \right]. \quad (3.33)$$

Рассмотрим два случая.

а) Квазистационарный – $\frac{l}{\lambda_r} \gg 1$, в этом случае выражение (3.33) примет вид

$$\cos \theta \cong v_3 - \sqrt{3} \frac{\lambda_r}{\pi l} = v_3 - 0,552 \frac{\lambda_r}{l}$$

или

$$l = \sqrt{3} \frac{\lambda_r}{\pi(v_3 - \cos \theta)} = 0,552 \frac{\lambda_r}{(v_3 - \cos \theta)},$$

на основании чего по измеренным и вычисленным значениям v_3 и $\theta(\cos \theta)$ определяют величину l (длину диэлектрической ленты). Заметим, что при увеличении длины диэлектрической ленты l и коэффициента замедления v_3 , величина θ уменьшается. В этом случае угол θ близок к нулю.

б) Квазиоптимальный – $\frac{l}{\lambda_r} \ll 1, |x \ll 1|$. В данном случае с учетом того, что $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2} - \frac{x^2}{8}$, где

$\left[x = \frac{4}{3} \left(\frac{\pi l v_3}{\lambda_r} \right) \right]$, то выражение (3.33) примет вид $\cos \theta \approx \frac{2}{9} \left(\frac{\pi l v_3}{\lambda_r} \right)^4$, откуда находят

$$l = 0,464 \frac{\lambda_r}{v_3} (\cos \theta)^{1/4}.$$

Из последнего выражения видно, что при увеличении длины диэлектрической ленты l и коэффициента замедления v_3 , величина θ уменьшается. В этом случае угол θ стремится к $\pi/2$, что подтверждает адекватность рассмотренного метода.

3.4.2. Разработка круговых синфазных апертур

Применение мощных ГСВЧ (ГС) при $P > 10$ Вт позволяет реализовать апертуру, обеспечивающую синфазность поверхностной волны в ДЗ – круговой синфазной апертуры, с шириной ДН по азимуту $\varphi = 360^\circ$ [45].

Нами разработана специальная излучающая система с азимутальным углом излучения 360° – круговой «тарельчатый» излучатель E – поверхностной волны E_n , показанный на рис. 3.14.

Устройство состоит из круглого отрезка волновода l с волной E_{01} , сопряженного с верхней «тарелкой» излучателя $2'$. Внутри l и $2'$ находится конструкция держателя нижней тарелки $2''$, состоящего из радиопрозрачной вставки 3 и крепления 4 согласующего конуса $б$, являющегося частью $2''$. Вместо $2''$, удобно использовать в ее качестве подстилающую металлическую поверхность 5 . Величина диаметра конуса $б$ – d_{\min} , выбирается в этом случае, значительно меньше d_{\max} (диаметр $2'$ и $2''$, соответственно). Конус $б$ диаметром d_{\min} может быть всей нижней тарелкой, а подстилающая поверхность 5 – ее продолжением, т.е. при $d_{\min} \ll d_{\max}$ роль нижней тарелки выполняет конус $б$ с подстилающей поверхностью 5 .

Такое устройство обладает непрерывной по азимуту всенаправленностью, не требует вращения, хорошо согласовано, имеет достаточно простую конструкцию, но требует повышенной мощностью излучателя.

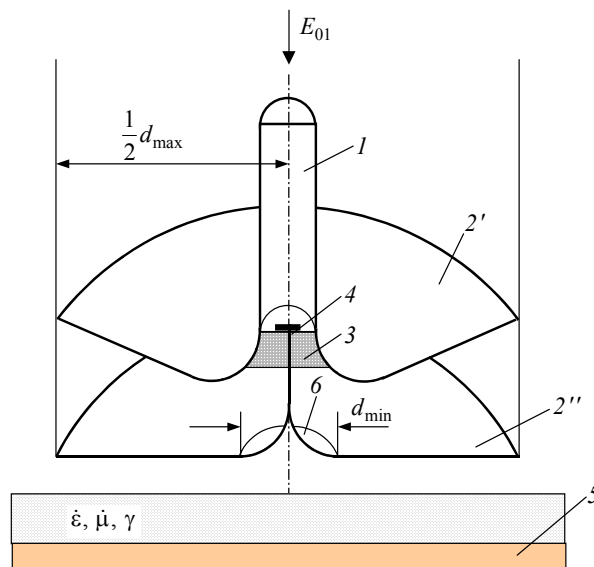


Рис. 3.14. Круговой тарельчатый излучатель поверхностной волны

Для минимизации мощности неинформативной прямой «быстрой» БВ разработаны варианты круговой апертуры с ее «отсекателем»

(рис. 3.15), а также вариант с поглощающим покрытием, уменьшающим паразитное излучение токов, затекающих на внешнюю поверхность апертуры (рис. 3.16).

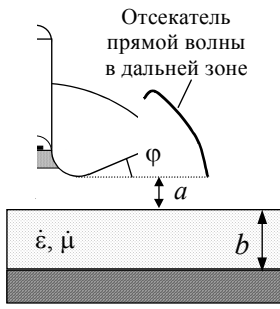


Рис. 3.15. Круговая апертура с «отсекателем»

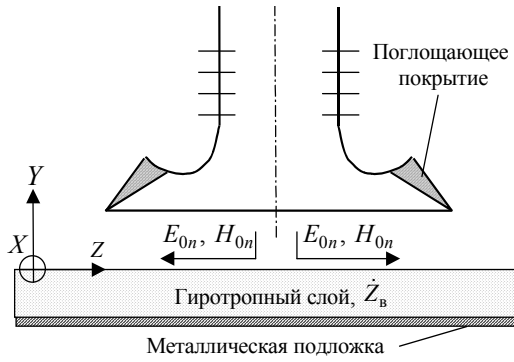
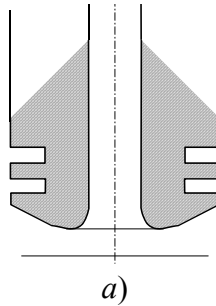
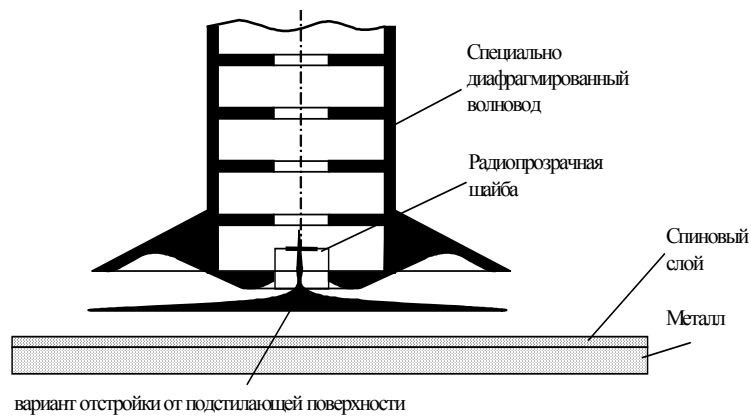


Рис. 3.16. Круговая апертура с поглощающим покрытием

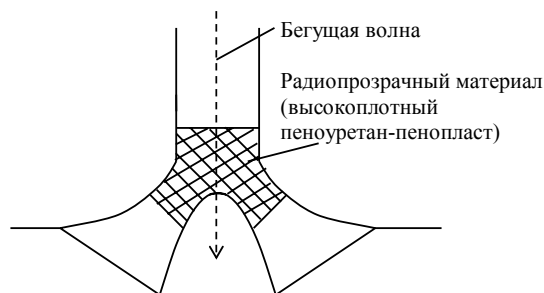
Технологические особенности вариантов апертур на длинах волн порядка 2...3 см показаны на рис. 3.17.



а)



б)



в)

Рис. 3.17. Варианты излучающих апертур

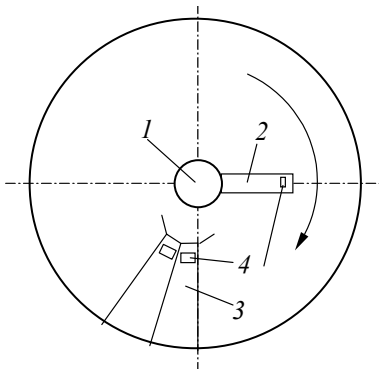


Рис. 3.18. Устройство секторного кругового рупора

Вариантом, без необходимости перемещения рупорных излучателей, является разработанный секторный «круговой» рупор (рис. 3.18), собранный из состыкованных одиночных рупоров 3 с углом раскрытия в азимутальной плоскости меньше 28° (13 рупоров по окружности).

Колебания из круглого волновода 1 через щель возбуждения 4 поступают в прямоугольный резонатор 2. Эта система, дискретно вращаясь, через щель связи 4, возбуждает последовательно рупоры 1р, 2р...13р. Синхронно с 1 и 2 вращается приемное устройство, подобное приемному устройству кругового «тарельчатого» излучателя. Измерения проводятся по линии максимума основного лепестка ДН.

К недостаткам такого устройства излучения поверхностной волны следует отнести конструктивную сложность и дискретность сканирования по углу азимута φ , по максимуму основного лепестка ДН.

Зато такое устройство также как и однорупорное, обладает большой мощностью остронаправленной поверхностной волны.

3.4.3. Разработка излучателя для реализации трехчастотного алгоритма измерения электрофизических свойств покрытия

Конструктивные особенности апертурного излучателя для реализации трехчастотного алгоритма измерения электрофизических свойств покрытия состоят в следующем:

- 1) $a \rightarrow \min$, т.е. $a - b_{\max} \rightarrow \min$;
- 2) величина θ_0 выбирается минимальной для при достижении компромисса между минимумом энергии прямой волны и удовлетворительным согласованием со свободным пространством;
- 3) диаграмма направленности секториальной круговой электронно-коммутируемой апертуры тем ближе к ДН круговой синфазно-азимутальной апертуры, чем больше число секторов n ;
- 4) условие реализации режима двух мод $E1$ на $\lambda_{1,2}$ и моды $H1$ на λ_3 , при которых в круглом ВВ на $\lambda_{1,2,3}$ режим для волн $E_{01}(\lambda_{1,2})$ и $H_{01}(\lambda_3)$ будет эффективно одномодовым. Необходимо из этих соображений выбрать величины a_1 и a_2 . Волна E_{01} при эффективном радиусе a_1 ВВ как диафрагмированной ЗС будет медленной при условии $\lambda_{\min} \gg d \gg t$, где $\lambda_{\min} = \min(\lambda_1, \lambda_2)$. H_{01} – ВВ с эффективным радиусом $a_2 < a_1$, из-за кольцевой структуры E -силовых линий ее поля [37]. Для ВВ моды E_{01} условие одномодовости

$$1,64a_1 < \lambda_{1,2} < \lambda_{\text{кр} E_{01}} = 2,61a_1. \quad (3.34)$$

Оно не исключает возможности существования паразитной моды H_{11} , у которой аналогичное условие имеет вид

$$2,05a_1 < \lambda_{1,2} < 3,41a_1. \quad (3.35)$$

Однако при этом диафрагмированный ВВ является ее фильтром (критичен для данного a_1 , выбранного из условия (3.9)). Кроме того, если разность $a_1 - a_2$ близка к величине $\lambda_{1,2}/4$ для H_{11} , при соответствующем выборе a_1 и a_2 , коэффициент замедления будет столь велик, что существованием волны можно практически пренебречь.

По выражению (3.34) при экспериментально выбранных $\lambda_1 \approx 8,6$ см и $\lambda_2 \approx 8,1$ см значение $a_1 = 4$ см.

Для одной моды H_{01} : $\lambda_3 < \lambda_{\text{кр} H_{01}} = 1,638a_2$. При выбранной длине волны $\lambda_3 = 4,2$ см величина $a_2 = 3$ см.

Выбор a_1 и a_2 делался со стандартным запасом полосы $\Delta\lambda = \lambda_{\text{кр}} - \lambda_{1,2,3}$ (1,2...1,5 дБ).

На рисунке 2.45 показана электронно-управляемая по максимуму ДН секториальная апертура. Здесь 1 – круговой диафрагмированный волновод $\lambda_{\text{г} \min} \gg d \gg t$; 2 – верхняя «тарелка» апертуры с углом раскрытия $\theta_{\text{р} \text{ опт}}$ (удовлетворительное согласование при приемлемой мощности прямой волны), нижняя часть апертуры – подстилающая металлическая поверхность; 3 – согласующий конус; 4 – сектор, шириной по

азимутальному углу $\Delta\varphi = 2\pi/n$ (n – число секторов – рупоров с узкой ДН);

5 – электромагнитный экран – отсекающий прямой волны или ее «преломитель»; 6 – вентиль на намагниченном поперечно ($\vec{H}_{0\perp}$ – поле поперечного резонанса) феррите ба или на *pin*-диоде $VД$, управляемом величиной E_0 ($H_0 = 0$; E_0 – вентиль открыт – волна на выходе есть; $H_0 = H_{0\perp}$ или $E_0 > E_{0\text{обр}}$ – вентиль закрыт – волны на выходе нет).

Эта апертура сочетает в себе возможности синфазной круговой апертуры, но лишена ее недостатков: малой мощности излучения при ширине ДН по $\varphi = 2\pi$, необходимости перемещения синхронно с линейкой приемных вибраторов (ЛПВ). Она обеспечивает электронное обегание круговой синфазной ДН при большой мощности излучения в секторе n рупора с узкой ДН по ее максимуму. При этом отсутствует необходимость перемещения апертуры, но адаптивный алгоритм переключения секторов ДН требует синхронизации положения ЛПВ по максимуму ДН сектора.

Алгоритм обегания секториальной ДН последовательный по включению n вентилях (или, при необходимости, адаптивный).

Как показано ранее, рупорные возбудители (апертуры) наиболее эффективны для возбуждения поверхностной волны. Раскрыв рупора перехватывает не всю энергию поверхностной волны, а только ее часть, связанную с его площадью и определяемую КПД возбуждения. Поэтому согласование раскрыва рупорного возбудителя производится не с волновым сопротивлением этой волны $W_{E,H,ЗС}$, а с величиной $\rho W_{E,H,ЗС}$ ($\rho < 1$). В связи с этим имеется прямая БВ.

На рисунках 2.22, 2.23, 3.15 и 3.19 показаны варианты повышения величины $\rho \rightarrow 1$ путем применения ЭМЭ отсекающей прямой волны. Улучшения согласования рупорной апертуры можно также добиться применением так называемой «крышки-преломителя», помещенной в раскрыве апертуры. В этом случае полный коэффициент отражения в месте перехода рупорного возбудителя к линии поверхностной волны будет определяться ее профилем и местоположением относительно раскрыва апертуры. Кроме того, обеспечивается защита внутренней полости рупора от влияния окружающей среды. С целью достижения минимума мощности прямой волны для резкого уменьшения коэффициента отражения целесообразно сделать форму «отсекателя» такой, чтобы в каждой точке своей поверхности он встречал волну в раскрыве рупорной апертуры под углом полного преломления θ_B – углом Брюстера; т.е. найти такую кривую профиля «отсекателя» (I или II), у которой угол между радиус-вектором \vec{r} и нормалью \vec{n} является величиной постоянной и равной углу Брюстера.

Такая постановка задачи приводит к следующему уравнению дифференциальной геометрии $\text{tg}\theta_B = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\theta}$, решение которого представляет собой логарифмическую спираль

$$r = r_0 \exp[\pm \text{tg}(\theta_p - \theta)]. \quad (3.36)$$

Для упрощения изготовления форма «крышки-преломителя» аппроксимируется конической поверхностью, что правомерно, поскольку участок логарифмической спирали (при малых θ_p) от края конуса до оси Z весьма близок к прямой линии.

3.5. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОКРЫТИЙ

Рассмотрим алгоритм измерения величин диэлектрической проницаемости и толщины покрытий по двухчастотному алгоритму измерения величин α_{y1} , α_{y2} .

В качестве приемных устройств нами разработаны матричные линейки приемных вибраторов (ЛПВ), конструкция и применение которых показаны на рис. 3.19 на примере их конструктивного объединения с круговой синфазной апертурой [46].

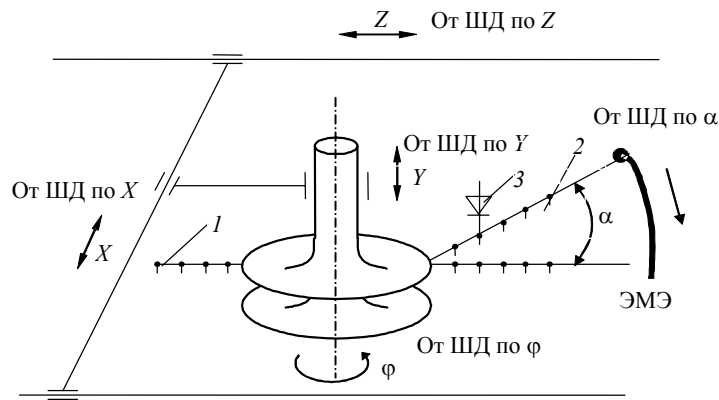


Рис. 3.19. К алгоритму определения распределения параметров по поверхности:

1 – линейка приемных вибраторов γ (ЛПВ γ); *2* – ЛПВ ϵ, γ (двойная с *1*); *3* – диод СВЧ детекторный (точечный) входит в диодную, коммутируемую матрицу совместно с ФНЧ; ЭМЭ – электромагнитный экран; ШД – шаговые двигатели

При постоянстве угла тангажа α измеряется отношение показаний пар вибраторов при постоянном расстоянии Z . Расстояние между этими парными вибраторами может быть постоянным, либо меняться дискретно, увеличиваясь от пары к паре на величину d или по закону $\cos(nd)$. Измерения диэлектрической проницаемости и толщины покрытия проводятся с электромагнитным экраном (ЭМЭ) в режиме, близком к СВ. Для развязки СВЧ генераторов в этом режиме, в волноводной линии связи с излучателем предусмотрена вентильная развязка на неуправляемом Y -циркуляторе с поглощающей нагрузкой.

Алгоритм измерения состоит в следующем. Работает ЛПВ ϵ и b по оси Y , первый вибратор находится у ЭМЭ – в месте положения первого минимума поля поверхностной СВ. Измеряется напряженность поля соседним вибратором, и далее волной включения вибраторов, до нахождения приблизительного значения соседнего минимума поля, при этом номер вибратора, соответствующий приблизительному минимуму, запоминается в микропроцессорном устройстве (МПУ). Изменением угла β производится поиск точного минимума поля, по номеру вибратора и величине β' ($\cos \beta$), вычисляется $\lambda_{ЭС}$ и, соответственно, ϵ и b . К сожалению, этот алгоритм не является локальным, в отличие от алгоритма измерения α_y .

Для разработанного нами круглого «тарельчатого» излучателя положение линеек вибраторов ϵ и b , скрепленных с электромагнитным экраном (ЭМЭ), и ЛПВ γ противофазное. Излучатель неподвижен, а линейки могут вращаться вокруг оси. Величины ϵ и b измеряются в режиме близком к СВ, а γ – в режиме близком к БВ. Существует возможность пространственного разнесения «разливающего» поле поверхностной волны «тарельчатого излучателя и совокупности ЛПВ, со сканированием поверхности при неподвижном, в геометрическом центре поверхности, излучателе. Это случай, правда, не позволяет определить величины γ поверхностного слоя по величине α_z , по линии распространения поверхностной волны, без усложнения алгоритма сканирования, который должен обеспечивать распространение ЛПВ γ по этой линии [47].

1. *Адаптивный алгоритм с выбором шага Δx и Δy :* Гиперболическая зависимость дискретного шага сканирования в режиме измерения диэлектрической проницаемости, удельной электропроводности и толщины покрытия ($\beta = \text{const}$) имеет вид

$$\Delta x (\Delta z) = k \ln^{-1}(E_2 / E_1 - (E_2 / E_1)_{\min}). \quad (3.37)$$

Заметим, что при двухчастотном измерении диэлектрической проницаемости и толщины покрытия, отношение (E_2 / E_1) инвариантно к величине КБВ, т.е. к пространственной структуре по оси Z . Режим СВ с ЭМЭ существенно повышает чувствительность измерения диэлектрической проницаемости ϵ и

толщины b по сравнению с БВ для противофазной ЛПВ, для определения удельной электропроводности [47].

С помощью шагового двигателя осуществляется управление перемещением комплекса «излучатель – ЛПВ» по соответствующей координате: 1 – ЛПВ – γ ; 2 – ЛПВ – ε и b (двойная). ЛПВ снабжены точечными СВЧ диодами, входящими в параллельно-последовательную диодную матрицу (логическая матрица серии 556), управляемую МПУ, совмещенным с фильтром низких частот.

Расстояние между соседними вибраторами $\leq 0,2 \lambda_r$, а длина всех вибраторов ЛПВ (ε , b) и ЛПВ (γ) равна четверти длины волны генератора.

1. Алгоритмы сканирования поверхности:

а) Простой алгоритм сканирования. Здесь 1 – введение предельных координат сканирования; 2 – линейное сканирование с π -вращением ЛПВ. Δx меняется до удвоенной длины ЛПВ дискретно в простейшем случае, или адаптивно, как Δz (рис. 3.20, а).

б) Алгоритм полного заполнения поверхности сканирования (менее быстродействующий, чем алгоритм а) – алгоритм правильных мозаик (рис. 3.20, б).

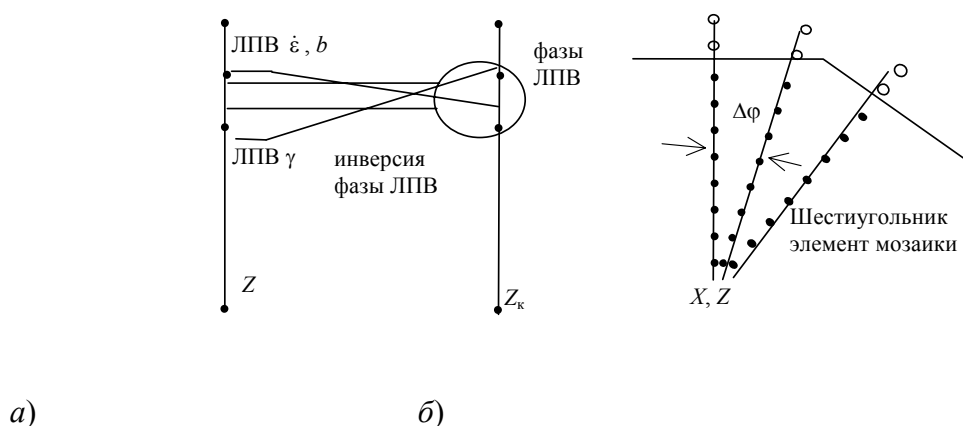


Рис. 3.20. Схема алгоритма полного заполнения поверхности сканирования

Дискретное сканирование по φ от 0 до 2π : вибраторы находятся вне заполняющего многоугольника, при дискретном вращении на $\Delta\varphi$, отключаются. Величины координат x и z меняются дискретно, от центра к центру соседних заполняющих многоугольников мозаики.

Алгоритм вариации y разрабатывается для сканирования неплоских поверхностей большого радиуса кривизны, для введения поправок определение величины b , и вариации угла β – в режиме измерения λ_{3C} = $\lambda_{3C}(\varepsilon, b)$, т.е. когда $\beta = \beta(\lambda_{3C})$.

Используется механизм и трансформированный алгоритм перемещения стандартной каретки плоттера. Здесь МПУ выполняет функции:

- управления и приема информации от диодной матрицы ЛПВ ε , b и ЛПВ γ ;
- управления адаптивным сканированием поверхности по разным алгоритмам.

Микропроцессорное устройство через интерфейс и модем связано с персональным компьютером (PC), где по модифицированной программе MathCAD строятся в экспоненциальном масштабе, поля рас-

пределения диэлектрической проницаемости, толщины покрытия и удельной электропроводности по осям x и z . Реализована возможность обратной связи с клавиатурой РС через модем с мануальным сканированием

(с возвращением к сканированию по рассмотренным алгоритмам).

Возможен режим определения удельной электропроводности металлической поверхности без покрытия, так как металлическая поверхность с конечной удельной проводимостью также является ЗС, но с малым v_3 .

Нами также проводятся исследования путевого сканирования по комплексному критерию максимального быстрого действия с весовым учетом расчетного значения фрактального коэффициента размерности сетевых путей сканирования [48, 49].

4. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ВЕЛИЧИН И МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В этой главе рассмотрены методы наиболее простой и доступной исследователям аппаратурной реализации измерений поверхностных волн. Показанная ниже методика не требует сложных апертурных и волноводных устройств. Следует отметить, что переход на другую длину волны, например, на широко применяемую стандартную длину $\lambda = 3$ см, требует лишь адекватного применения при интерпретации результатов принципа электродинамического подобия. Далее рассмотрим простейшую методику измерений информативных параметров слоев покрытий на металле на основе решения одной из прикладных задач определения электрофизических параметров и толщины теплоизоляционного покрытия, применяемого, в том числе и в космической технике – кремнеземная составляющая, связующее бетонит (КССБ).

4.1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ

Измерения проводились на двух основных частотах генератора $f_{r1} = 3712$ МГц и $f_{r2} = 3483$ МГц. Размеры исследуемого слоя составляли 205×205 мм. Измерения производились по максимуму ДН (по центру слоя $x = 0$). Шаг перемещения вибратора $d = 5$ мм (рис. 4.1). При этом использовалась излучающая апертура с раскрывом (рис. 4.2).

4.1.1. Источники методической погрешности экспериментального определения коэффициента затухания

1. Абсолютная погрешность измерения $J \equiv E$ равна $\Delta J = 0,5$ мА (класс прибора 1).
2. Абсолютная погрешность установки вибратора $\Delta y = 1$ мм.
3. Абсолютная погрешность реализации и эталонного измерения толщины слоя $\Delta b = 0,3$ мм.
4. Относительная погрешность, вызванная нестабильностью ГСВЧ $\Delta f / f_r = 1 \cdot 10^{-5}$.
5. Относительная погрешность измерения в промежуточной зоне ($R < 1,6\lambda$) и за счет многомодового режима (оценка): до 50 % при несоблюдении ограничения на реализацию одной моды $E1$ (появление моды $H1$).

6. Погрешностью алгоритмической процедуры вычисления величины α пренебрегаем:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{J_i}{J_{i+1}} = |d = 5 \text{ мм}| = 200 \ln \frac{J_i}{J_{i+1}}.$$

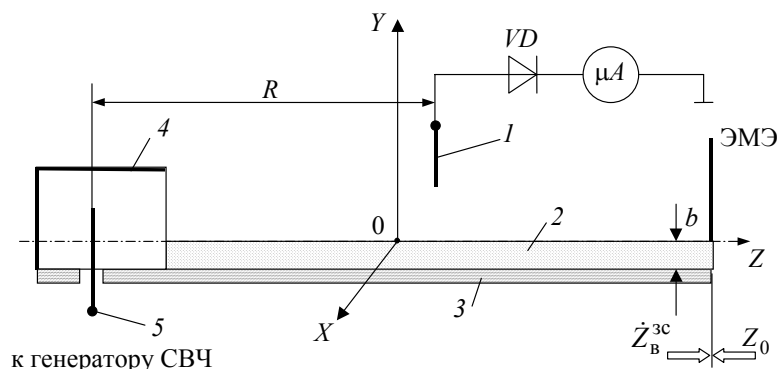


Рис. 4.1. Схема экспериментальной установки:
 1 – вибратор; 2 – измеряемый слой; 3 – металлическая подложка, входящая в нижнюю часть апертуры; 4 – волноводная апертура; 5 – вибратор излучателя

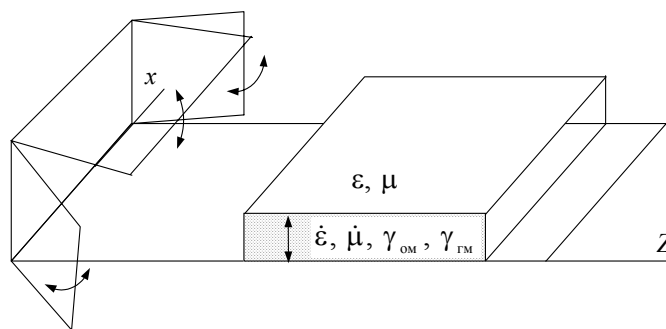


Рис. 4.2. Схема излучающей апертуры с раскрытием

Рассматривались два случая при $R < 1,6\lambda$ (промежуточная зона) и $R \geq 1,6\lambda$ (дальняя зона). Ограничения на реализацию моде $E1$:

$$b < \frac{\lambda_\Gamma}{4 \sqrt{\epsilon' - 1}} = \frac{8,1}{4 \sqrt{3,2 - 1}} \approx 1,4 \text{ см.}$$

4.1.2. Методика измерения коэффициента затухания

Детектируемый диодом VD ток J_i [мкА] в точке y_i (рис. 4.1) пропорционален величине ЭДС e_B , наводимой в вибраторе

$$1 - e_B = \int_{y_0}^{l_B} E(y) dy.$$

При $l_B \ll \lambda_\Gamma$ величина

$$e_B \cong E_{\text{ср}} l_B,$$

где $E_{\text{ср}}$ – среднее значение напряженности поля; l_B – длина вибратора.

Проводятся измерения отношений соседних величин J_{i+1} и J_i . Далее вычисляется отношение

$$\frac{J_{i+1}}{J_i} = \exp(-\alpha_i d) \Rightarrow \ln \frac{J_{i+1}}{J_i} = |-\alpha_i d| \Rightarrow \alpha_i = \frac{1}{d} \ln \frac{J_i}{J_{i+1}} = \frac{x_i}{d}. \quad (4.1)$$

Таким образом, величина α_i определяется по x и d (см. табл. 4.1).

4.1. К вычислению среднего арифметического значения α_{cp}

№ п/п	$k = J_{i+1}/J_i$	x
1	0,9	0,105
2	0,8	0,223
3	0,7	0,357
4	0,5	0,693
5	$e^{-1} = 0,368$	1
6	$e^{-2} = 0,135$	2

Варьированием выходной мощности ГСВЧ (Г4-80) величина J_i доводится до максимума шкалы микроамперметра (50 мкА) и измеряется J_{i+1} (или величина J_{i+1} доводится изменением d до величины kJ_i (табл. 4.1), а величина α_i рассчитывается по выражению x/d_i). Далее теперь уже для тока $J_{i+1} = 50$ мкА измеряется J_{i+2} и т.д.

4.1.3. Обработка (усреднение) результатов измерений величины коэффициента затухания

Среднее арифметическое значение α_{cp} по множеству, равно сглаживающему значению $\alpha_{cгп}$ по максимальной базе при $y_{\min} \geq b_{\max}$

$$\alpha_{cp} = \frac{1}{dn} \sum_{i=1}^n \ln \frac{J_i}{J_{i+1}} = \alpha_{cгп} = \frac{1}{dn} \ln \frac{J_1}{J_{n+1}}. \quad (4.2)$$

При увеличении базы d точность измерений увеличивается при условии сохранения точности определения малых значений y и J (рис. 4.3).

Вычисляется среднее геометрическое (среднеквадратичное) по n измерениям при значениях k от 0,9...0,135, которое усредняется по шести значениям k (табл. 4.1).

Окончательное усреднение производится по переменной базе, т.е. по нормализованному ряду $d, 2d, \dots, (n-1)d$.

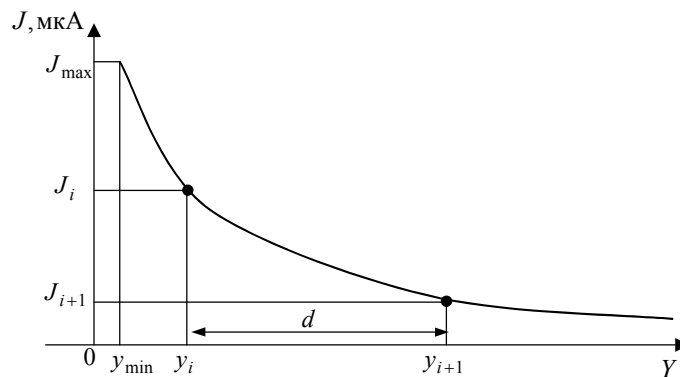


Рис. 4.3 Экспоненциальная зависимость тока от координаты

4.2. БАЗОВАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ

Первоначальная структура поля вне апертуры при $b=0$ по координатам X, Y, Z при $z>0$, представляет собой базовую картину поля для разных апертур. В силу симметрии поля относительно максимума ДН в плоскости XOY , рассматривается один квадрант.

Апертура должна выбираться из соображений, чтобы при минимальном значении b (порог чувствительности) информативная деформация базовой структуры поля по максимуму ДН была бы наибольшей.

На рисунках 4.4 – 4.6 показана измеренная структура напряженности электрического поля ($J \equiv E$) в отсутствии слоя для ближнего симметричного квадранта ($\Delta x = 2$ см, $\Delta y = 2$ см). Здесь y_0 – расстояние от вибратора до поверхности. При $x=0$ мы имеем максимум ДН.

На основании экспериментальной базовой структуры поля над металлической поверхностью в отсутствие измеряемого слоя покрытия рассмотрим вопросы адекватности модели и ее погрешности, вызванной несинфазностью излучателя и ограниченностью размеров исследуемой поверхности.

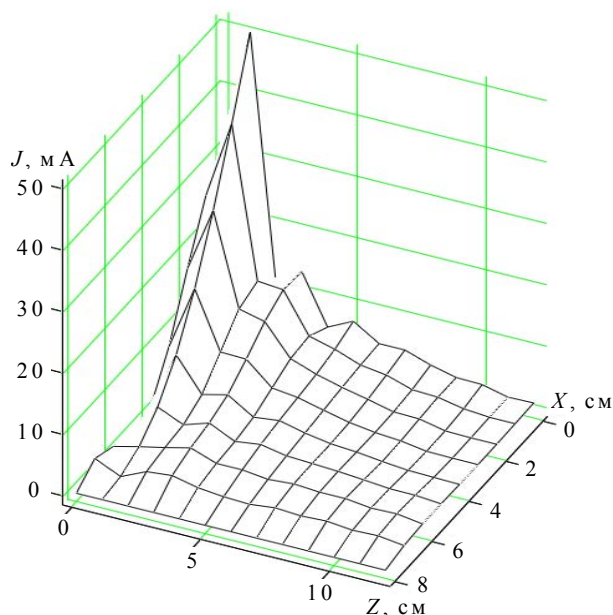


Рис. 4.4. Базовая картина поля при $y_0 = 1$ мм, $f = 3705$ МГц, $\lambda = 8,1$ см

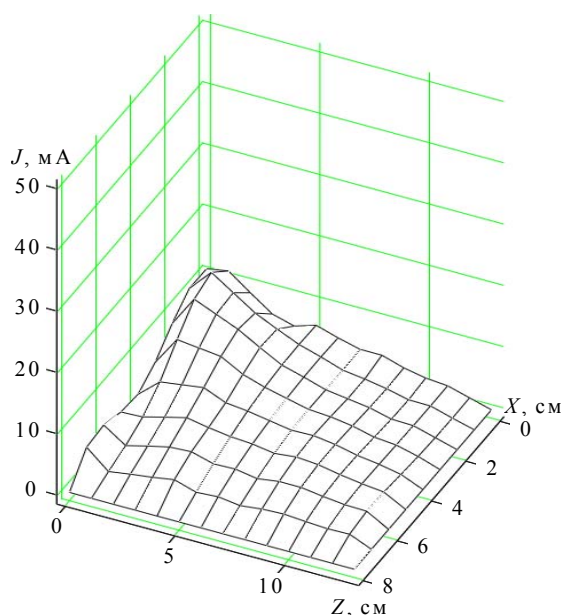


Рис. 4.5. Базовая картина поля при $y_0 = 15$ мм, $f = 3705$ МГц, $\lambda = 8,1$ см

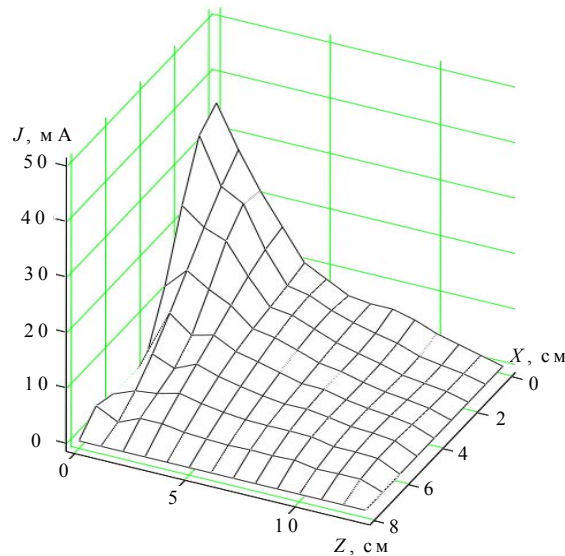


Рис. 4.6. Базовая картина поля при $y_0 = 30$ мм, $f = 3705$ МГц, $\lambda = 8,1$ см

Очевидным следствием ограниченности поверхности является смешанный характер волны. В этом случае она уже не чисто бегущая, а определяется суммой бегущей и стоячей волн.

Это объясняется тем, что у рассматриваемой системы как разновидности длинной линии на границах с окружающим пространством не совпадают волновые сопротивления длинной линии $Z_{дл}$ и окружающего воздуха $Z_0 \approx 377$ Ом (рис. 4.1).

В таблице 4.2 приведены значения измеренных токов в функции напряженности поля E по максимуму ДН на базовых расстояниях от металлической поверхности: $y_1 = 0$, $y_2 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м и $y_3 = 3 \cdot 10^{-2}$ м при дискретном шаге $\Delta z = 2 \cdot 10^{-2}$ м.

Анализ базовой структуры поля позволяет сделать следующие выводы.

4.2. Значение тока J [мА] по y и z по максимуму ДН и расчетные величины коэффициента затухания

	z, см								
y, см	0,00	2,00	4,00	6,00	8,00	10,0	12,0	14,0	16,0
$y_1 = 0$	50,0 0	27,5 0	10,0 0	13,1 0	6,10	7,10	4,50	4,50	3,10
$y_2 = 1,5$	35,0 0	21,0 0	13,1 0	11,0 0	6,00	8,00	6,00	5,50	5,50
$y_3 = 3$	10,5 0	11,1 0	8,50	6,00	5,00	6,10	4,20	4,10	4,10
$\alpha_{10}^{1,5}$, 1/м	9,53	8,73	5,09	7,94	6,78	5,92	5,00	5,45	3,76
$\alpha_{10}^{1,5}$, дБ/м	19,5 8	18,8 2	14,1 3	18,0 0	16,6 2	15,4 5	13,9 8	14,7 3	11,5 0
$\alpha_{21,5}^3$, 1/м	22,2 2	12,6 1	10,2 7	12,2 0	8,00	8,74	9,52	8,94	8,94

$\alpha_{21,5}^3$, дБ/м	26,9 3	22,0 1	20,2 3	21,7 3	18,0 6	18,8 3	19,5 7	19,0 3	19,0 3
α_{30}^3 , 1/м	15,8 7	8,25	3,92	7,27	4,06	3,88	3,57	3,66	2,52
α_{30}^3 , дБ/м	24,0 1	18,3 3	11,8 7	17,2 3	12,1 7	11,7 8	11,0 5	11,2 7	8,03

1. Распределение поля по оси y не является постоянным. Поле затухает по оси y , причем затухание по базе от 0 до $1,5 \cdot 10^{-2}$ м, α_1 приведено к величинам в м^{-1} (в размах) или в дБ/м, т.е. $\alpha_1 = \alpha_0^{1,5 \cdot 10^{-2}}$ и $\alpha_2 = \alpha_{1,5 \cdot 10^{-2}}^{3 \cdot 10^{-2}}$, а сглаживающее значение затухания $\alpha_3 = \alpha_0^{3 \cdot 10^{-2}}$. Это затухание недиссипативно и определяет ДН реального излучателя в плоскости угла θ ($Y0Z$).

Расчетные выражения для α_1, α_2 при переводе в размерность м^{-1} умножаются на 20/3, а α_3 на 10/3, а $\alpha_{\text{дБ}} = 20 \lg \alpha \text{ м}^{-1}$.

2. На рисунке 4.7 показана зависимость $\alpha_3 = \alpha_{\text{сглк}} = \Phi(\Delta z)$. Видно, что в ДЗ при $Z_{\text{ДЗ}} > 0,15$ м данное неинформативное затухание из-за несинфазности излучателя становится порядка $2,5 \text{ м}^{-1}$, т.е. меньше, чем 7 дБ/м. Таким образом, в этой зоне погрешность несинфазности при средних величинах информативного затухания порядка 200 м^{-1} (не менее 46 дБ/м) составляет не более 2 %.

Заметим, что в погрешность $\Delta \alpha = \alpha_3 = \Phi(z)$ входит и затухание из-за наличия окисной полупроводниковой пленки на металлической поверхности. Тем не менее, система без слоя также является замедляющей структурой, хотя и с очень мало отличным от единицы значением v_3 и, соответственно, малым коэффициентом α .

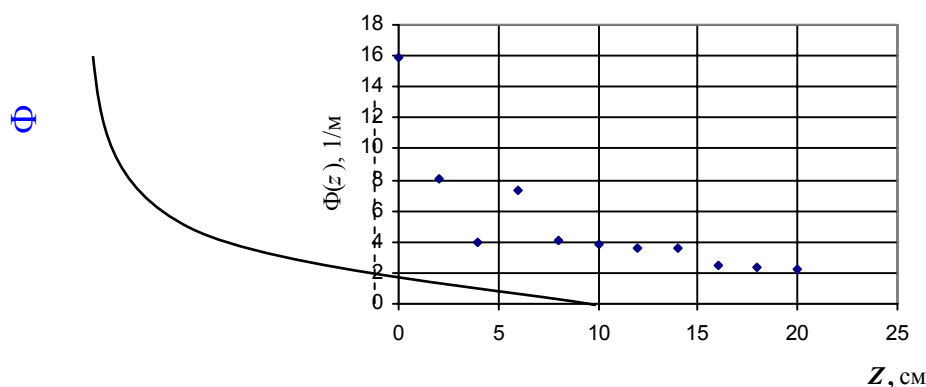


Рис. 4.7. Зависимость погрешности измерения $\Delta \alpha = \alpha_3 = \Phi(z)$ из-за несинфазности излучателя по максимуму ДН
4.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

На рисунках 4.8 – 4.10 показаны теоретические и экспериментальные зависимости толщины покрытия от коэффициента затухания для материалов со следующими характеристиками: толщина измеряемого слоя b выбиралась из дискретного набора 1,5, 2,5, 3,0 мм. Его диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = 2,3$, $\epsilon_2 = 3$, $\epsilon_3 = 4$. Магнитная проницаемость для всех материалов $\mu = 1$.

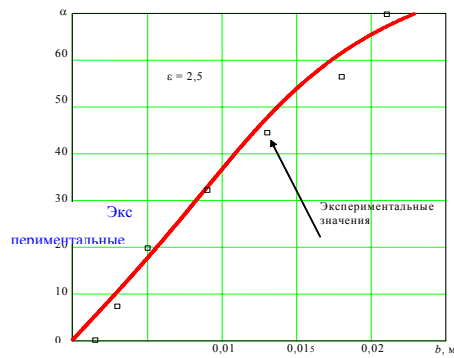


Рис. 4.8. Теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента затухания от толщины покрытия при $\epsilon = 2,5$

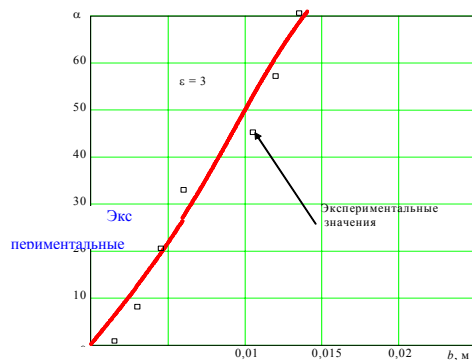


Рис. 4.9. Теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента затухания от толщины покрытия при $\epsilon = 3$

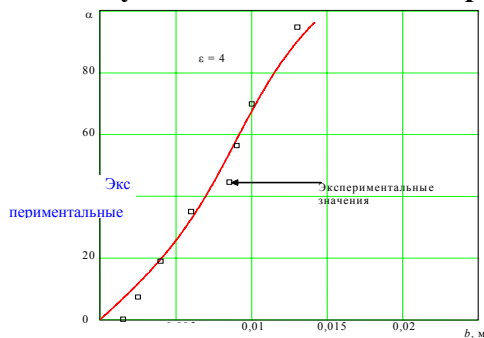


Рис. 4.10. Теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента затухания от толщины покрытия при $\epsilon = 4$

На рисунках 2.21 и 2.22 показано экспериментально измеренное распределение поля $E = f(z)$. Волновое сопротивление линии передачи $Z_{\text{лп}}$ поверхностных волн зависит в частности от толщины слоя. Режим волн оказывается тем ближе к режиму стоячих волн, чем больше не согласование $Z_{\text{лп}}$ с волновым сопротивлением окружающей среды Z_0 . Однако в ДЗ величина коэффициента затухания α не зависит от характера волн. Таким образом, добавление в экспериментальную установку электромагнитного экрана нецелесообразно в силу указанной инвариантности α .

В режиме смешанной волны при наличии жесткой связи излучающей апертуры и приемных вибраторов целесообразно производить измерения в точках максимумов напряженности поля, так как при этом уменьшается погрешность вычисления.

Метод позволяет по деформации экспоненциального распределения поля над слоем индцировать наличие больших неоднородностей покрытия (в среднем на расстоянии, равном половине длины волны генератора). Алгоритм расчета приведен в [28] – [30].

4.4. МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ ПО МЕТРОЛОГИЧЕСКИМ СВОЙСТВАМ МЕТОДА

Метрологическое обеспечение измерения толщины покрытия b с известным по экспериментально-табличным данным значением диэлектрической проницаемости ε методами толщинометрии с точностью не хуже 0,1 мм. Точность измерения толщины согласно экспериментальным данным (рис. 4.8) не хуже 0,5 мм для длины волны генератора $\lambda_r = 8,6$ см. Согласно теории электродинамического подобия погрешность $\Delta b = 0,01\lambda_r$.

Метрологическое обеспечение измерения диэлектрической проницаемости по табличным данным с учетом дисперсии (для разных экспериментальных частот волн) с точностью измерения не хуже 5 %. Применялись методы СВЧ Q -метрии (Q -метр ВМ-302 [Венгрия]) с помощью стандартной методики измерения пробных круглых пластин диаметром 52 мм. Частота измерения $f = 1,5$ ГГц (для материала с малыми потерями). Точность измерения диэлектрической проницаемости согласно экспериментальным данным не хуже 10 %.

На графиках рис. 4.11 – 4.19 показаны экспериментальные зависимости нормированных значений напряженности поля по высоте. Каждой точке графиков рис. 4.8 – 4.10 соответствуют усредненные значения величины коэффициента затухания по графикам рис. 4.9 – 4.19.

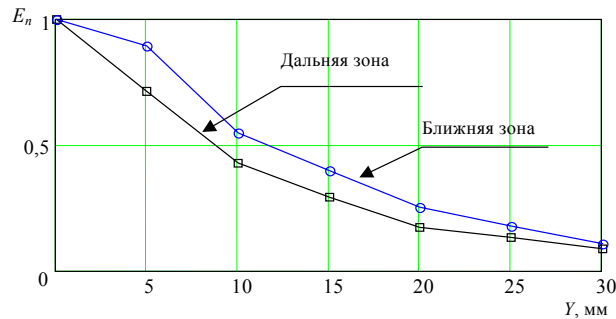


Рис. 4.11. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3$, $b = 26$ мм) в ближней и дальней зонах

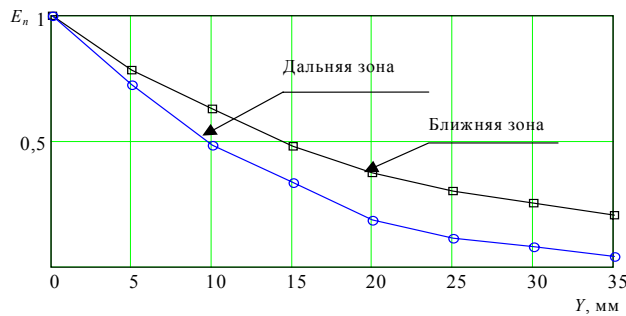


Рис. 4.12. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3$, $b = 21$ мм) в ближней и дальней зонах

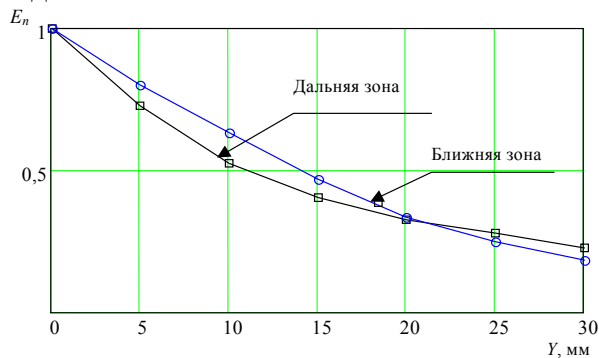


Рис. 4.13. Нормированные значения напряженности поля для слоя
 ($e = 2,3, b = 18$ мм) в ближней и дальней зонах

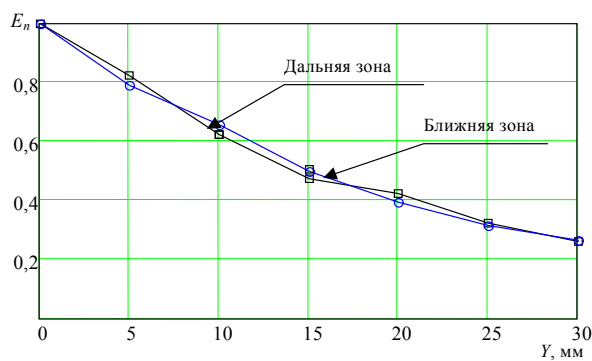


Рис. 4.14. Нормированные значения напряженности поля для слоя
 ($e = 2,3, b = 13$ мм) в ближней и дальней зонах

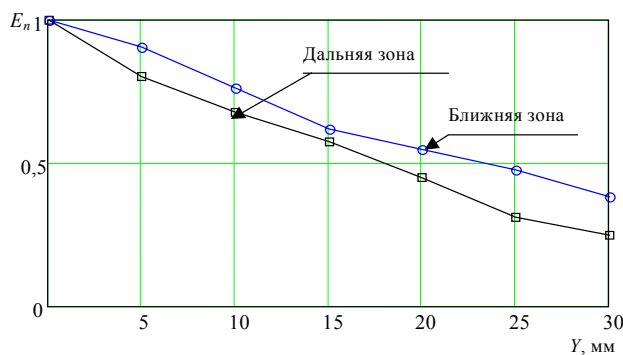
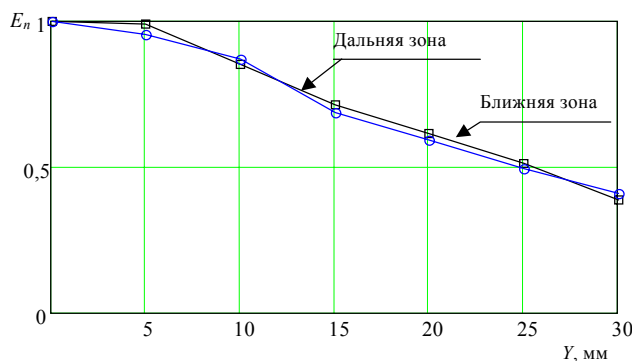


Рис. 4.15. Нормированные значения напряженности поля для слоя
 ($e = 2,3, b = 9$ мм) в ближней и дальней зонах



**Рис. 4.16. Нормированные значения напряженности поля для слоя
 ($e = 2,3, b = 6$ мм) в ближней и дальней зонах**

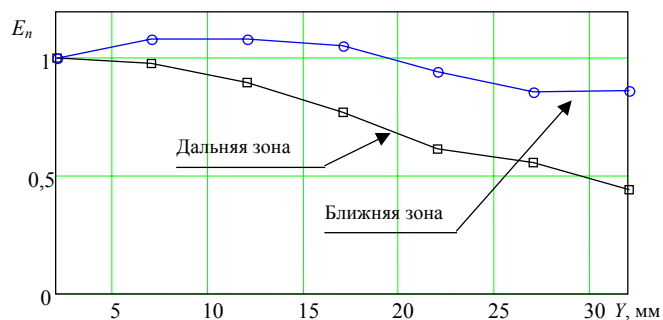


РИС. 4.17. НОРМИРОВАННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ДЛЯ СЛОЯ

($e = 2,3$, $b = 3$ мм) в ближней и дальней зонах

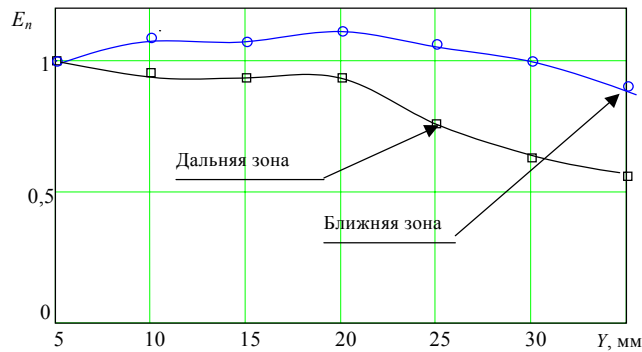


Рис. 4.18. Нормированные значения напряженности поля для слоя

($e = 2,3$, $b = 1,5$ мм) в ближней и дальней зонах

4.5. УНИВЕРСАЛЬНАЯ АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА СКАНИРОВАНИЯ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ И КОНТРОЛЯ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ СРЕДСТВ

Роль малозаметных ЛА в боевых действиях, по мнению зарубежных и отечественных специалистов, заключается в подавлении сил и средств ПВО противника и наращивании усилий на решающих направлениях для поражения хорошо защищенных целей. Малозаметные самолеты способствуют повышению боевых качеств всей авиационной группировки и оказывают влияние на развитие тактики действий авиации. Таким образом, поддержание защитного покрытия, систем и устройств в исправном состоянии малозаметных ЛА является одной из основных задач стоящих перед инженерно-техническим составом авиационных частей и подразделений.

При этом важной проблемой является большое время получения контрольно-измерительной информации. Сокращение времени контроля измерений и обработки результатов при сохранении (и даже расширении) объема измерений и контроля, уменьшение общих затрат на измерения, повышение достоверности контроля, преимущества которых обеспечивает внедрение автоматизации во все процессы измерений и контроля сложных технических устройств ЛА. Эти преимущества проявляются тем в большей степени, чем выше уровень автоматизации и быстродействия.

Унифицированная автоматизированная измерительная система (АИС) может стать основой такого контрольно-диагностического оборудования, которое при указанных вариантах объекта контроля не требовало бы изменения состава основных средств, за исключением программного обеспечения и присоединительно-коммутируемых устройств. Реализация вышеуказанной задачи может быть достигнута на основе АИС, построенной из средств измерений общего применения, имеющих встроенные интерфейсные функции КОП. Состав измерительных приборов АИС будет определяться, прежде всего, измерительными задачами, т.е. свойствами объекта контроля. Некоторые технические средства АИС при смене объекта контроля могут оставаться неизменными по функциональному назначению, в других случаях изменяется число кабелей интерфейса КОП, коммутаторов, а также специальных приспособлений и устройств (например, для контроля качества защитного покрытия ЛА). Один и тот же состав аппаратуры включаемой в комплектацию АИС, предназначенный для контроля технического состояния различных объектов контроля, будет представлять базовую часть (ядро) АИС. Адаптация базовой АИС к новым видам контролируемых объектов заключается в уточнении состава измерительных приборов и функционального программного обеспечения.

Идея построения АИС на вышеуказанном принципе использована фирмой Hewlett-Packard при разработке автоматического контрольно-диагностического оборудования для четырех вариантов шведских самолетов Viggen: штурмовика, разведчика, истребителя и учебной «спарки». Оборудование АИС для контроля аппаратуры самолетов Viggen включает в себя около 40 различных автоматических устройств и измерительных приборов, размещенных в четырех стойках. Все контрольно-диагностическое оборудование Viggen размещается в двух фургонах. Один из фургонов обеспечивает электроэнергией, техно-

логическими жидкостями и газами авиационное оборудование, а в другом размещена АИС для контроля электрорадиоаппаратуры ЛА. Система приспособлена к проверкам аппаратуры на трех уровнях.

Уровень А – контроль на взлетной полосе, когда АИС диагностирует аппаратуру с точностью до сменного блока (требуется несколько минут). Полный контроль выполняется за несколько часов. При применении ранее неавтоматизированных средств контроля на это уходило несколько дней.

Уровни В и С – контроль сменных блоков соответственно в ремонтной мастерской и на ремонтной базе. При этом локализация отказа осуществляется до сменной платы.

Измерительные автоматизированные приборы выбраны из приборов серии НР 9500, основу которой составляют стандартные приборы общего применения для формирования стимулирующих сигналов, измерений и вычисления значений контролируемых параметров связи с объектом контроля. Использование средств измерений общего применения позволило более качественно отработать техническую документацию на АИС в целом, повысить надежность ее эксплуатации, более эффективно решить вопрос с обеспечением запасными частями и существенно сократить срок разработки системы контроля. Благодаря применению стандартных средств измерений существенно упростилось метрологическое обеспечение. Поэтому одной из сложнейших и ответственных сфер деятельности технических служб, а также частей связи, РТО и АСУ является *обеспечение безопасности полетов авиации*. Здесь можно выделить следующие аспекты:

1. С целью повышения живучести ЛА за счет нанесения специальных защитных неотражающих покрытий используются новые композиционные материалы. Для отработки технологии их производства, контроля показателей качества готовой продукции возникает необходимость определения электрофизических параметров дисперсных жидких сред, важнейшими из которых являются диэлектрическая ϵ_a и магнитная μ проницаемости и удельная проводимость γ . Эти параметры связаны с другими физико-химическими и механическими характеристиками, определяющими состав и свойства жидких сред. Примером таких специальных жидкостей, как уже ранее отмечалось, являются гетерогенные жидкие смеси с ферромагнитными частицами – ферромагнитные жидкости, применяемые в технологиях специальных покрытий летательных аппаратов и изделий СВЧ техники локации и навигации. Важнейшим параметром ферромагнитной жидкости является концентрация частиц твердой фазы. К примеру, оптимальная концентрация СВЧ-феррита радиопоглощающих и переотражающих покрытий ЛА обеспечивает согласование со свободным пространством и нужную степень поглощения электромагнитной волны, что обеспечивает повышение боевой живучести ЛА в воздухе.

Контроль электрофизических параметров μ_a , ϵ_a и γ специальных жидкостей, от которых зависит поглощение и рассеяние СВЧ энергии, принципиально возможен лишь в указанном диапазоне.

2. Велика зависимость безопасности полетов современных летательных аппаратов от безотказной работы наземных средств радио- и проводной связи и подготовленности личного состава. В то же время, из-за низкой укомплектованности частей связи, РТО и АСУ квалифицированными специалистами, а также значительным количеством средств радиосвязи (СР) на типовом аэродроме, техническое состояние которых контролируется в период проведения предварительной подготовки, задача повышения безопасности полетов существенно усложняется. Это обусловлено, прежде всего, тем, что система контроля технического состояния СР в основе своей является ручной, в ней набор контролируемых параметров, набор средств контроля заданы в эксплуатационной документации на средство. Анализирующим и управляющим элементом системы является оператор, осуществляющий подключение средств контроля, измерение параметров, анализ результатов контроля и дающий заключение о техническом состоянии средств радиосвязи. Таким образом, несоответствие возможностей существующей системы эксплуатационного контроля современным требованиям по обеспечению высокой технической готовности средств радиосвязи, порождает проблему ее совершенствования.

4.5.1. Универсальная передвижная автоматизированная лаборатория неразрушающего контроля покрытий и технического состояния радиоэлектронных средств

Нами совместно с Тамбовским НИИ радиотехники «ЭФИР»¹ разработана универсальная передвижная лаборатория, которая предназначена для неразрушающего контроля защитных покрытий антенн и

¹ В разработке лаборатории принимали участие М.В. Игнатенко, В.А. Васильев, (сотрудники Тамбовского ВАИИ) и В.С. Лунев (ФГУП Тамбовский НИИ радиотехники «ЭФИР»).

покрытий летательных аппаратов, а также технического обслуживания и ремонта радиотехнических средств, используемых при обеспечении полетов авиации [45 – 48]. Она позволяет значительно снизить трудозатраты на проведение неразрушающего СВЧ-контроля защитных покрытий и технического обслуживания радиотехнических средств; повысить достоверность и оперативность контроля; прогнозировать техническое состояние радиотехнических средств, ускорить поиск неисправностей в аппаратуре, а также выполнять ремонт. Лаборатория отмечена дипломами V и VI Международных Салонов промышленной собственности

«Архимед–2003» и «Архимед–2003», а также Международной выставки-конгресса «Промэкспо–Российский промышленник – 2003».

Лаборатория размещена в кузове-фургоне автомобиля КАМАЗ-4314 (рис. 4.19) и оборудована: автоматизированным рабочим местом (АРМ) на основе ПЭВМ – 1; местом ремонта радиотехнических средств – 2; системой энергоснабжения – 3; средствами жизнеобеспечения экипажа – 4 и трансформируемым местом отдыха экипажа (стол-лежак) – 5. Имеются шкафы для хранения личного оружия, сухого пайка, средств обнаружения, средств индивидуальной защиты, средств ликвидации последствий применения оружия массового поражения.

АРМ в составе лаборатории реализовано по агрегатному приборно-модульному принципу на основе стандартного интерфейса и функционирует в режимах программного и ручного управления. В программном режиме обеспечивается управление измерительными приборами, измерительными цепями и режимами работы объекта контроля (ОК) по заранее записанной в ПЭВМ программе. В ручном режиме обеспечивается управление приборами и ОК дистанционными командами, устанавливаемыми вручную на устройстве самоконтроля. Для повышения оперативности проведения контроля в составе АРМ имеются сменные блоки сопряжения ОК с измерительными каналами, которые позволяют осуществлять программно-дистанционное управление режимами работы ОК и переключение измерительных цепей. электрической проницаемости ε методами толщинометрии с точностью не хуже 0,1 мм. Точность измерения толщины согласно экспериментальным данным (рис. 4.8) не хуже 0,5 мм для длины волны генератора $\lambda_r = 8,6$ см. Согласно теории электродинамического подобия погрешность $\Delta b = 0,01\lambda_r$.

Метрологическое обеспечение измерения диэлектрической проницаемости по табличным данным с учетом дисперсии (для разных экспериментальных частот волн) с точностью измерения не хуже 5 %. Применялись методы СВЧ Q-метрии (Q-метр ВМ-302 [Венгрия]) с помощью стандартной методики измерения пробных круглых пластин диаметром 52 мм. Частота измерения $f = 1,5$ ГГц (для материала с малыми потерями). Точность измерения диэлектрической проницаемости согласно экспериментальным данным не хуже 10 %.

На графиках рис. 4.11 – 4.19 показаны экспериментальные зависимости нормированных значений напряженности поля по высоте. Каждой точке графиков рис. 4.8 – 4.10 соответствуют усредненные значения величины коэффициента затухания по графикам рис. 4.9 – 4.19.

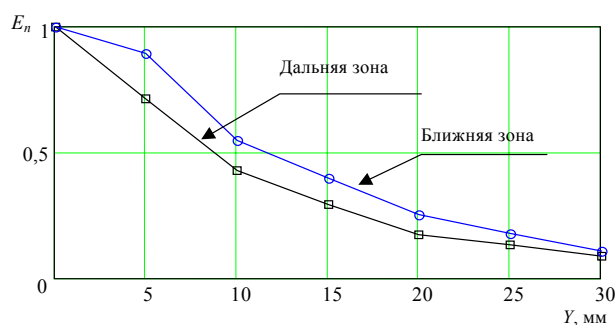


Рис. 4.11. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3$, $b = 26$ мм) в ближней и дальней зонах

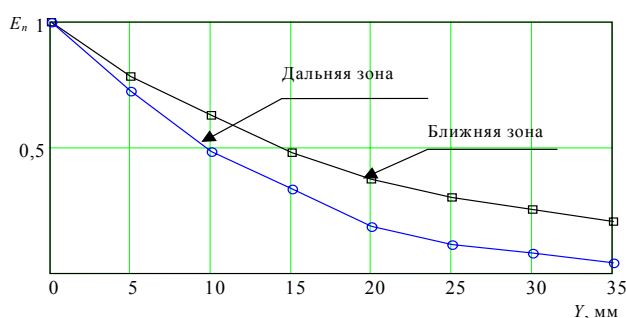


Рис. 4.12. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3$, $b = 21$ мм) в ближней и дальней зонах

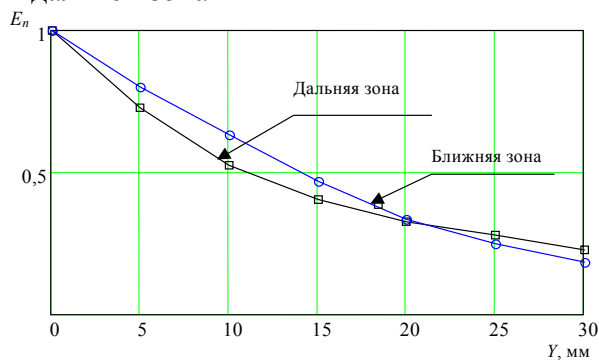


Рис. 4.13. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3$, $b = 18$ мм) в ближней и дальней зонах

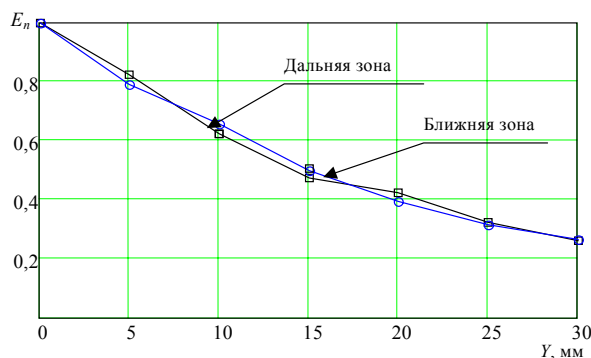


Рис. 4.14. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3$, $b = 13$ мм) в ближней и дальней зонах

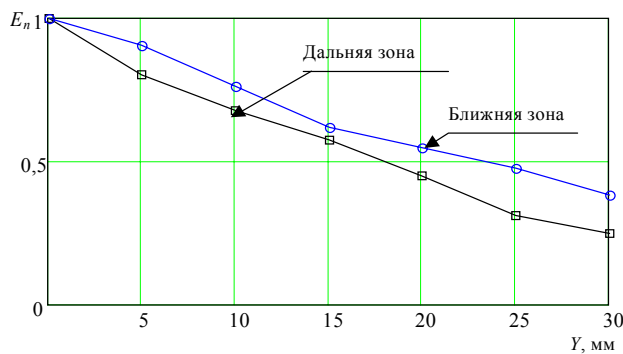


Рис. 4.15. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3$, $b = 9$ мм) в ближней и дальней зонах

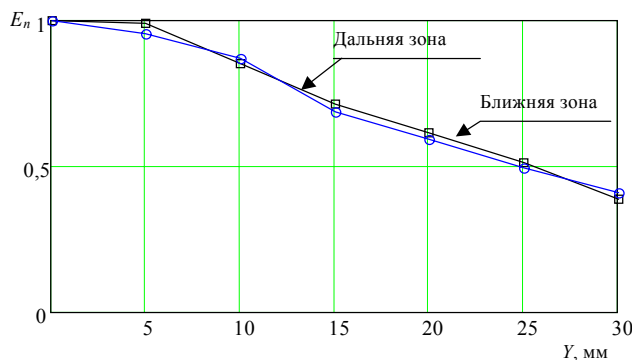


Рис. 4.16. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3$, $b = 6$ мм) в ближней и дальней зонах

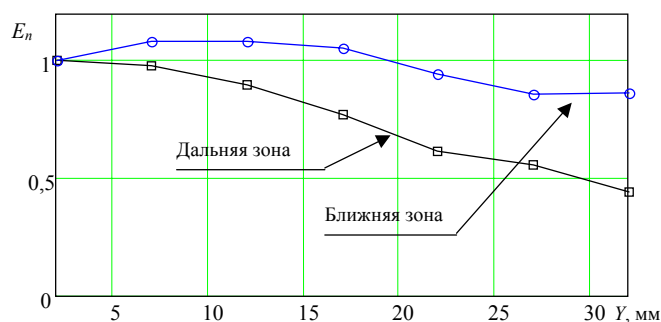


РИС. 4.17. НОРМИРОВАННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ДЛЯ СЛОЯ ($e = 2,3, b = 3$ мм) в ближней и дальней зонах

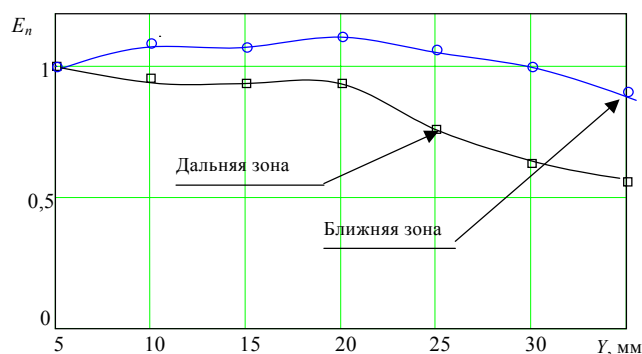


Рис. 4.18. Нормированные значения напряженности поля для слоя ($e = 2,3, b = 1,5$ мм) в ближней и дальней зонах

4.5. УНИВЕРСАЛЬНАЯ АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА СКАНИРОВАНИЯ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ И КОНТРОЛЯ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ СРЕДСТВ

Роль малозаметных ЛА в боевых действиях, по мнению зарубежных и отечественных специалистов, заключается в подавлении сил и средств ПВО противника и наращивании усилий на решающих направлениях для поражения хорошо защищенных целей. Малозаметные самолеты способствуют повышению боевых качеств всей авиационной группировки и оказывают влияние на развитие тактики действий авиации. Таким образом, поддержание защитного покрытия, систем и устройств в исправном состоянии малозаметных ЛА является одной из основных задач стоящих перед инженерно-техническим составом авиационных частей и подразделений.

При этом важной проблемой является большое время получения контрольно-измерительной информации. Сокращение времени контроля измерений и обработки результатов при сохранении (и даже расширении) объема измерений и контроля, уменьшение общих затрат на измерения, повышение достоверности контроля, преимущества которых обеспечивает внедрение автоматизации во все процессы измерений и контроля сложных технических устройств ЛА. Эти преимущества проявляются тем в большей степени, чем выше уровень автоматизации и быстродействия.

Унифицированная автоматизированная измерительная система (АИС) может стать основой такого контрольно-диагностического оборудования, которое при указанных вариантах объекта контроля не требовало бы изменения состава основных средств, за исключением программного обеспечения и присоединительно-коммутируемых устройств. Реализация вышеуказанной задачи может быть достигнута на основе АИС, построенной из средств измерений общего применения, имеющих встроенные интерфейсные функции КОП. Состав измерительных приборов АИС будет определяться, прежде всего, измерительными задачами, т.е. свойствами объекта контроля. Некоторые технические средства АИС при смене объекта контроля могут оставаться неизменными по функциональному назначению, в других случаях изменяется число кабелей интерфейса КОП, коммутаторов, а также специальных приспособлений и устройств (например, для контроля качества защитного покрытия ЛА). Один и тот же состав аппаратуры включаемой в комплектацию АИС, предназначенный для контроля

технического состояния различных объектов контроля, будет представлять базовую часть (ядро) АИС. Адаптация базовой АИС к новым видам контролируемых объектов заключается в уточнении состава измерительных приборов и функционального программного обеспечения.

Идея построения АИС на вышеуказанном принципе использована фирмой Hewlett-Packard при разработке автоматического контрольно-диагностического оборудования для четырех вариантов шведских самолетов Viggen: штурмовика, разведчика, истребителя и учебной «спарки». Оборудование АИС для контроля аппаратуры самолетов Viggen включает в себя около 40 различных автоматических устройств и измерительных приборов, размещенных в четырех стойках. Все контрольно-диагностическое оборудование Viggen размещается в двух фургонах. Один из фургонов обеспечивает электроэнергией, технологическими жидкостями и газами авиационное оборудование, а в другом размещена АИС для контроля электрорадиоаппаратуры ЛА. Система приспособлена к проверкам аппаратуры на трех уровнях.

Уровень А – контроль на взлетной полосе, когда АИС диагностирует аппаратуру с точностью до сменного блока (требуется несколько минут). Полный контроль выполняется за несколько часов. При применении ранее неавтоматизированных средств контроля на это уходило несколько дней.

Уровни В и С – контроль сменных блоков соответственно в ремонтной мастерской и на ремонтной базе. При этом локализация отказа осуществляется до сменной платы.

Измерительные автоматизированные приборы выбраны из приборов серии HP 9500, основу которой составляют стандартные приборы общего применения для формирования стимулирующих сигналов, измерений и вычисления значений контролируемых параметров связи с объектом контроля. Использование средств измерений общего применения позволило более качественно отработать техническую документацию на АИС в целом, повысить надежность ее эксплуатации, более эффективно решить вопрос с обеспечением запасными частями и существенно сократить срок разработки системы контроля. Благодаря применению стандартных средств измерений существенно упростилось метрологическое обеспечение. Поэтому одной из сложнейших и ответственных сфер деятельности технических служб, а также частей связи, РТО и АСУ является *обеспечение безопасности полетов авиации*. Здесь можно выделить следующие аспекты:

1. С целью повышения живучести ЛА за счет нанесения специальных защитных неотражающих покрытий используются новые композиционные материалы. Для отработки технологии их производства, контроля показателей качества готовой продукции возникает необходимость определения электрофизических параметров дисперсных жидких сред, важнейшими из которых являются диэлектрическая ϵ_a и магнитная μ проницаемости и удельная проводимость γ . Эти параметры связаны с другими физико-химическими и механическими характеристиками, определяющими состав и свойства жидких сред. Примером таких специальных жидкостей, как уже ранее отмечалось, являются гетерогенные жидкие смеси с ферромагнитными частицами – ферромагнитные жидкости, применяемые в технологиях специальных покрытий летательных аппаратов и изделий СВЧ техники локации и навигации. Важнейшим параметром ферромагнитной жидкости является концентрация частиц твердой фазы. К примеру, оптимальная концентрация СВЧ-феррита радиопоглощающих и переотражающих покрытий ЛА обеспечивает согласование со свободным пространством и нужную степень поглощения электромагнитной волны, что обеспечивает повышение боевой живучести ЛА в воздухе.

Контроль электрофизических параметров μ_a , ϵ_a и γ специальных жидкостей, от которых зависит поглощение и рассеяние СВЧ энергии, принципиально возможен лишь в указанном диапазоне.

2. Велика зависимость безопасности полетов современных летательных аппаратов от безотказной работы наземных средств радио- и проводной связи и подготовленности личного состава. В то же время, из-за низкой укомплектованности частей связи, РТО и АСУ квалифицированными специалистами, а также значительным количеством средств радиосвязи (СР) на типовом аэродроме, техническое состояние которых контролируется в период проведения предварительной подготовки, задача повышения безопасности полетов существенно усложняется. Это обусловлено, прежде всего, тем, что система контроля технического состояния СР в основе своей является ручной, в ней набор контролируемых параметров, набор средств контроля заданы в эксплуатационной документации на средство. Анализирующим и управляющим элементом системы является оператор, осуществляющий подключение средств контроля, измерение параметров, анализ результатов контроля и дающий заключение о техническом состоянии средств радиосвязи. Таким образом, несоответствие возможностей существующей системы

эксплуатационного контроля современным требованиям по обеспечению высокой технической готовности средств радиосвязи, порождает проблему ее совершенствования.

4.5.1. Универсальная передвижная автоматизированная лаборатория неразрушающего контроля покрытий и технического состояния радиоэлектронных средств

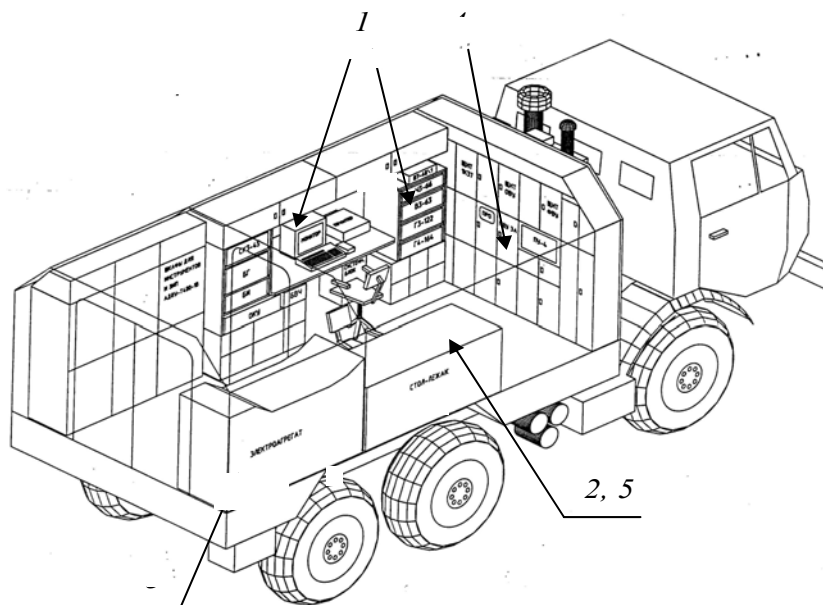
Нами совместно с Тамбовским НИИ радиотехники «ЭФИР»² разработана универсальная передвижная лаборатория, которая предназначена для неразрушающего контроля защитных покрытий антенн и покрытий летательных аппаратов, а также технического обслуживания и ремонта радиотехнических средств, используемых при обеспечении полетов авиации [45 – 48]. Она позволяет значительно снизить трудозатраты на проведение неразрушающего СВЧ-контроля защитных покрытий и технического обслуживания радиотехнических средств; повысить достоверность и оперативность контроля; прогнозировать техническое состояние радиотехнических средств, ускорить поиск неисправностей в аппаратуре, а также выполнять ремонт. Лаборатория отмечена дипломами V и VI Международных Салонов промышленной собственности

«Архимед–2003» и «Архимед–2003», а также Международной выставки-конгресса «Промэкспо–Российский промышленник – 2003».

Лаборатория размещена в кузове-фургоне автомобиля КАМАЗ-4314 (рис. 4.19) и оборудована: автоматизированным рабочим местом (АРМ) на основе ПЭВМ – 1; местом ремонта радиотехнических средств – 2; системой энергоснабжения – 3; средствами жизнеобеспечения экипажа – 4 и трансформируемым местом отдыха экипажа (стол-лежак) – 5. Имеются шкафы для хранения личного оружия, сухого пайка, средств обнаружения, средств индивидуальной защиты, средств ликвидации последствий применения оружия массового поражения.

АРМ в составе лаборатории реализовано по агрегатному приборно-модульному принципу на основе стандартного интерфейса и функционирует в режимах программного и ручного управления. В программном режиме обеспечивается управление измерительными приборами, измерительными цепями и режимами работы объекта контроля (ОК) по заранее записанной в ПЭВМ программе. В ручном режиме обеспечивается управление приборами и ОК дистанционными командами, устанавливаемыми вручную на устройстве самоконтроля. Для повышения оперативности проведения контроля в составе АРМ имеются сменные блоки сопряжения ОК с измерительными каналами, которые позволяют осуществлять программно-дистанционное управление режимами работы ОК и переключение измерительных цепей.

² В разработке лаборатории принимали участие М.В. Игнатенко, В.А. Васильев, (сотрудники Тамбовского ВАИИ) и В.С. Лунев (ФГУП Тамбовский НИИ радиотехники «ЭФИР»).



**Рис. 4.19. Передвижная автоматизированная лаборатория
для неразрушающего контроля покрытий ЛА и
технического состояния радиоэлектронных средств**

Для построения АРМ применены серийные средства измерений, имеющие углы сопряжения с одним из стандартных приборных интерфейсов (например, интерфейсы IEEE 488, IEEE 1149.1 и др.), и стандартные ПЭВМ. Преимуществами подобных систем являются относительная простота разработки и возможность многократного использования одних и тех же средств измерений в различных образцах АИС.

Наличие достаточно большого количества автоматизированных приборов (табл. 4.3) позволяет лаборатории [45] функционировать в двух режимах: 1) контроль защитных покрытий; 2) контроль технического состояния средств радиосвязи.

В первом случае при проведении контроля защитных покрытий структурная схема автоматизированной измерительной системы (АИС), реализующая методы, подробно рассмотренные в главах 2 и 3, приведена на рис. 4.20.

**4.3. Измерительные приборы,
входящие в состав универсальной лаборатории**

Наименование	Измеряемая или выдаваемая величина	Диапазон
Измерители КСВН панорамные Р2-86	КСВН	1,03...5,0 -50...+30 дБ в диапазоне 0,1...6 ГГц; СВЧ-тракты, мм: 7/3,04; 3,5/1,52
Измерители КСВН панорамные Р2-89	КСВН Модуль коэффициента передачи	1,03...5,0 -40...+30 дБ в диапазоне 0,1...6 ГГц; СВЧ-тракты, мм: 72 × 34, 58 × 25, 48 × 24
Частотомер электронно-счетный ЧЗ-66	Частота синусоидальной формы	10 Гц...37,5 ГГц; СВЧ-тракт, мм: 7/3,04; 11 × 5,5; 7,2 × 3,4 в тракте 7/3,04 до 12 ГГц
Синтезатор частот РЧ6-02, РЧ6-03	Синусоидальный сигнал, высокостабильный	4...8,15 ГГц (0,6...1,8 В) 8,15...17,85 ГГц (0,2...0,65 В)
Генератор сигналов РГ4-06	Синусоидальный сигнал с ИМ, ЧМ	40 мВт в диапазоне 3,2...5,6 ГГц
РГ4-07	Синусоидальный сигнал с ИМ, ЧМ	20 мВт в диапазоне 5,6 ...8,15 ГГц
РГ4-068	Синусоидальный сигнал с ИМ, ЧМ	20 мВт в диапазоне 8,15... 12,05 ГГц

Вольт-метр В7-40/1	Постоянное напряжение	0,01 мВ...1000 В
	Переменное напряжение	2 мВ...500 В
	Сила постоянного тока	0,01 мкА...2 А
Анализатор спектра С4-85	Частота	30 Гц...110 МГц
	Напряжение	70 нВ...2,2 В
	Мощность	10^{-16} ...0,1 В
	Спектральная плотность шума	10^{-16} ... 10^{-2} Вт/Гц
	Отношение уровней	0...90 дБ

Продолжение табл. 4.3

Наименование	Изменяемая или выдаваемая величина	Диапазон
Анализатор спектра С4-85	Временной интервал Частота непрерывного синусоидального сигнала Уровень непрерывного синусоидального сигнала	1 мс...2000 с 30 Гц...110 МГц 0,1 мВ...0,2 В
Генератор Г3-119	Частота	20 Гц...20 МГц Выходное напряжение 0,001 мкВ...1 В
Генератор Г3-122	Частота	0,001 Гц...2 МГц (с дискретностью 0,001 Гц) Выходное напряжение 0,02 мВ...2,5 В Коэффициент гармоник 0,5 %
Генератор Г4-164	Частота непрерывного синусоидального и импульсного сигнала (АМ, ЧМ, ИМ)	0,1...639,99 мГц
Генератор Г5-75	Для генерации одиночных вы-	0,1 мкс ...99,9 нс длительность 50 нс...1 с

	ходных последовательностей импульсов	
Осциллограф С8-23	Напряжение Частота	2 канала, 30 МГц, автоизмерения
Измеритель модуляции СКЗ-45	Изм. АМ, ЧМ, ФМ	0,1...1000 МГц с точностью 2 %
Инфракрасный бесконтактный измеритель температуры ТМ-908	Температура	10...300 °С Разрешение 0,1 °С Измерение на расстоянии до 100 см



Рис. 4.20. Структурная схема автоматизированной системы контроля защитных покрытий

В этом случае, АИС обеспечивает реализацию функций: проверки правильности функционирования АИС; единого управления элементами АИС в соответствии с конкретными задачами измерений; сопряжения элементов АИС, исходя из условий обеспечения требуемых видов совместимости; коммутации измерительных цепей; формирования и выдачи стимулирующих воздействий на объект контроля (ОК); измерения физических величин в соответствии с установленным алгоритмом контроля и

измерения физических величин в соответствии с установленным алгоритмом контроля и выдачи значений измеренных параметров ОК.

Во втором случае основу АРМ [47, 48] составляет общее коммутирующее устройство (ОКУ) со сменными блоками сопряжения, которые включают в себя программно управляемые коммутаторы измерительных цепей и режимов работы объекта контроля. В условиях эксплуатации оперативная настройка АРМ под средства радиосвязи различных типов осуществляется путем замены блоков сопряжения и установки соответствующего программного обеспечения. Структурная схема фрагмента АРМ и внешний вид блока ОКУ представлены соответственно на рис. 4.21 и 4.22.

Для проверки технического состояния контролируемого объекта с помощью автоматизированной системы характерен следующий обобщенный алгоритм:

- формирование и выдача на объект контроля в заданной временной последовательности стимулирующих сигналов;
- преобразование и обработка ответных контролируемых сигналов;
- формирование заключения о техническом состоянии ОК.

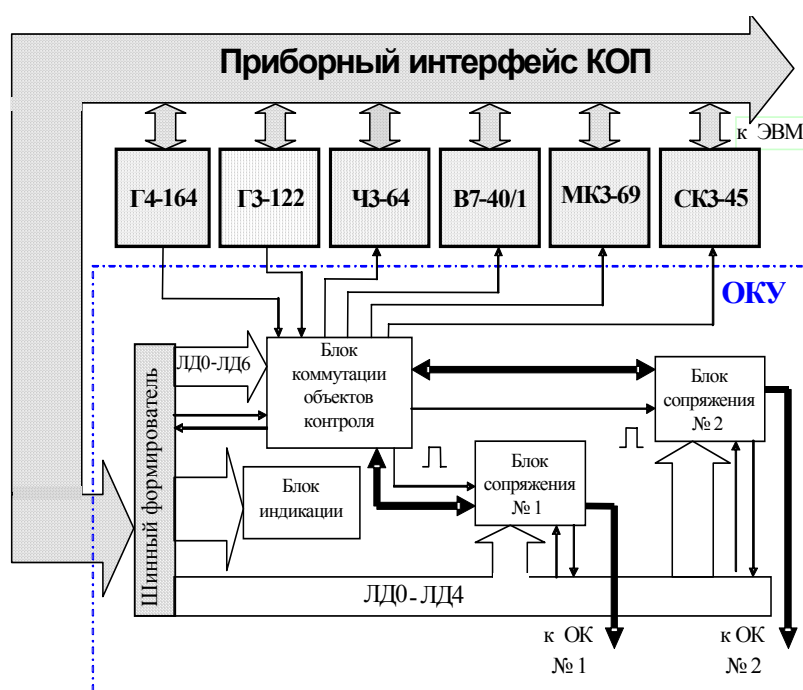


Рис. 4.21. Структурная схема АИС для контроля технического состояния средств радиосвязи

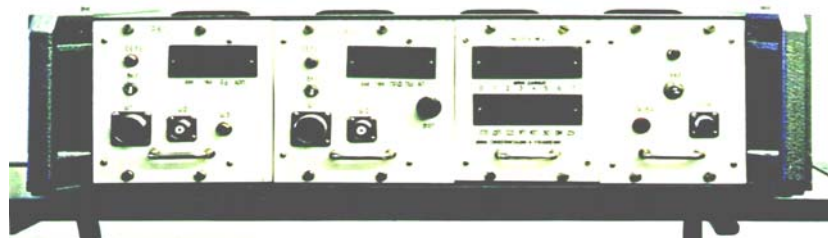


Рис. 4.22. Внешний вид общего коммутирующего устройства

Функции АИС: измерение мощности передатчиков радиостанций, измерение чувствительности радиоприемных устройств, измерение нестабильности частоты, измерение глубины модуляции и коэффициента девиации, измерение нелинейных искажений, измерение питающих и контрольных напряжений.

Информация, получаемая в процессе контроля, обладает достаточной полнотой для оценки состоя-

ния ОК. При формировании заключения по результатам контроля устанавливаются три оценки: "годен", "допустимо" и "негоден".

На основе текущих измерений, а также предыдущих результатов контроля, осуществляется прогноз технического состояния ОК.

Информация о контролируемом объекте выводится на экран монитора в форме, удобной для восприятия (таблицы, графики и т.д.). Для документирования проведенных измерений на печатный бланк выводятся номер и наименование контролируемого объекта, текущие результаты контроля и оценка, вид технического обслуживания, дата проверки, а также фамилия оператора, проводившего проверку.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существующие методы и устройства контроля электрофизических и физико-механических параметров радиопоглощающих материалов и покрытий обладают недостаточными возможностями в области измерения величин диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также волнового сопротивления покрытий в диапазоне СВЧ, что делает актуальной задачу разработки СВЧ методов сканирования диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также волнового сопротивления по большим поверхностям и их технической реализуемости.

Разработанный комплекс методов, алгоритмов, комплексированных и агрегатированных устройств поверхностных волн позволяет решить широкий класс задач измерения электрофизических и связанных с ними параметров широкого класса покрытий на металлических поверхностях, что обеспечивает измерение весьма тонких покрытий порядка $0,01\lambda$ миллиметрового диапазона. Отметим перспективные, на наш взгляд, направления конструкторских и алгоритмических путей реализации вышеуказанных методов.

1. Переход в более коротковолновый диапазон вплоть до длин волн миллиметрового диапазона. Исследование полосковых апертур, в том числе и фазированных. Необходимые исследования активных микроприемников, в том числе и поглотительного типа.

Переход в ближний миллиметровый диапазон ставит необходимость решения сложной задачи сканирования весьма больших поверхностей, что требует разработки весьма сложных робототехнических систем реализации микроперемещением с приемлемым быстродействием сканирования площадей.

Реальные адаптированные (используемые нами) плоттерные системы такими свойствами не обладают, так как погрешность измерений полностью определяется точностью реализации перемещений апертуры и приемной части.

2. Разработка математического и алгоритмического обеспечения цифровой обработки информации по предлагаемым алгоритмам локализации и оценки параметров неоднородностей по следующим направлениям:

- дискретный анализ информативного спектра пространственных гармоник и полей поверхностных волн;
- особенно важно дальнейшее исследование обработки результатов измерений методами фрактального анализа расчетов реального времени текущей фрактальной размерности Безековича.

3. Перспективным является выявление комплексной связи фрактальных характеристик покрытий с критериями степени радиолокационной невидимости, например эффективной площади рассеяния, обеспечиваемой в большей степени свойствами покрытий на металлических поверхностях.

4. Перспективным является создание высокоэффективных многофункциональных автоматизированных передвижных универсальных лабораторий способных с высокой точностью проводить не только контроль веществ, материалов и изделий, но выполнять операции технического обслуживания радиотехнических средств и, что немаловажно прогнозировать техническое состояние радиотехнических средств, а также выполнять их ремонт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

-
-
1. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник: 2-е изд., перераб. и доп. / Под ред. В.В. Ключева. М.: Машиностроение, 1986. 352 с.
 2. Sheppard N., Nucker R., Wu C. Electrical Conductivity Measurement Using Mikrofabricated Elektrodes // Analytical Chemistry. 1993. Vol. 65. 350.
 3. Шумиловский В. Метод вихревых токов. М.: Энергия, 1966. 100 с.
 4. Соболев В.С., Шкарлет Ю.М. Накладные и экранные датчики. Новосибирск: Наука, 1967. 144 с.
 5. Неразрушающий контроль металлов и изделий: Справочник / Под ред. Г.С. Самойловича. М.: Машиностроение, 1976. 450 с.
 6. Методы неразрушающих испытаний / Под ред. Р. Шарпа. М.: Мир, 1972. 496 с.
 7. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на СВЧ. М.: ГИФМЛ, 1963. 360 с.
 8. Фальковский О.И. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1978. 450 с.
 9. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. М.: Энергия, 1971. 400 с.
 10. Федоров Н.Н. Основы электродинамики. М.: Высшая школа, 1980. 400 с.
 11. Бугров А.В. Высокочастотные емкостные преобразователи и приборы контроля качества. М.: Машиностроение, 1982. 94 с.
 12. Михайловский Л.К. Радиопоглощающие бестоковые среды, материалы и покрытия (электромагнитные свойства и практические применения) // Успехи современной радиоэлектроники. 2000. № 9. С. 35–43.
 13. Мировицкий С. Современное состояние и практика применения радиопоглощающих материалов (РПМ) // Зарубежная электроника. 1987. № 5. С. 5–12.
 14. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Сов. радио, 1979. 450 с.
 15. Корбанский И.Н. Теория электромагнитного поля. М.: ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1964. 370 с.
 16. Вамберский М.В., Казанцев В.И., Шелухин С.А. Передающие устройства СВЧ. М.: Высшая школа, 1984. 417 с.
 17. Заявка 2002105214 РФ, МКИ G01 N 15/06. СВЧ способ измерения магнитодиэлектрических параметров и толщины спиновых покрытий на металле / П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев, Д.В. Карев; № 005206; Заявл. 26.02.02; Приоритет 05.03.02. 7 с.

18. Карев Д.В., Дмитриев Д.А., Федюнин П.А. Апертурные системы сканирования волнового сопротивления противорадиолокационных покрытий // Измерения, контроль, информатизация: Материалы междунар. науч. конф. (12 апреля 2001 г.) / БГУ. Барнаул, 2001. С. 86–87.
19. Трошин Г.И. Фидерные тракты средств радиосвязи и радиовещания // Антенны 2001. № 7(53). С. 23–34.
20. К проектированию излучающих апертур в системе измерения свойств материалов на поверхностных волнах / П.А. Федюнин, С.Р. Каберов, Д.В. Карев, Д.А. Дмитриев // Математические методы в технике и технологиях – ММТТ 15: Материалы междунар. науч. конф. (18 апреля 2002 г.) / ТГТУ. Тамбов, 2002. С. 312–313.
21. Алгоритмическое обеспечение измерения комплекса параметров гиромангнитных жидкостей в диапазоне СВЧ / П.А. Федюнин, С.А. Алешкин, Д.В. Карев, Д.А. Дмитриев // Материалы 5-й научно-методической конференции (14 сентября 2000 г.) / ТГТУ. Тамбов, 2000. С. 63–64.
22. Грем Ю.А. Методы расчета поглотителей электромагнитных волн // Зарубежная радиоэлектроника. 1965. № 4. С. 12–23.
23. Федюнин П.А., Карев Д.В., Каберов С.Р. Алгоритмы измерения комплекса электромагнитных параметров радиопоглощающих покрытий в диапазоне СВЧ // Состояние и проблемы измерений: Материалы 7-й Всерос. науч.-техн. конф. (28 ноября 2000 г.) / МГТУ им. Баумана. М., 2000. С. 108–109.
24. Патент 2193184 РФ, МКИ G01 N 15/06. СВЧ способ определения диэлектрической проницаемости и толщины покрытий на металле / М.А. Суслин, П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев, (РФ). № 2001102116; Заявл. 23.01.01; Приоритет 23.01.01. 7 с.
25. Федюнин П.А., Каберов С.Р., Дмитриев Д.А. СВЧ методы поверхностных волн в локализации неоднородностей покрытий на металле // Состояние и проблемы измерений: Материалы 8-й Всерос. науч.-техн. конф. (26 ноября 2002 г.) / МГТУ им. Баумана. М., 2002. С. 83–85.
26. Натансон А.М. Радиопоглощающие материалы // Зарубежная радиоэлектроника. 1975. № 1. С. 27–36; № 2. С. 14–29.
27. Патент 2194270 РФ, МКИ G01 N 15/06. Способ бесконтактного определения диэлектрической проницаемости и удельной электропроводности жидких сред и устройство его реализации / П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев, М.А. Суслин (РФ). № 2001102807/002742; Заявл. 30.01.01; Приоритет 30.01.01. 11 с.
28. Заявка 2002123468 РФ, МКИ G01N 15/06. СВЧ способ локализации неоднородностей диэлектрических и магнитодиэлектрических покрытий на металле и оценка их относительной величины / П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев, С.Р. Каберов // № 024784; Заявл. 02.09.02; Приоритет 02.09.02. 12 с.
29. Неразрушающий метод локального определения параметров неоднородностей радиопоглощающих материалов и покрытий / П.А. Федюнин, М.А. Суслин, Д.В. Карев, С.Р. Каберов // Измерения, кон-

троль, информатизация: Материалы междунар. науч. конф. (12 апреля 2001 г.) / БГУ. Барнаул, 2001. С. 89–91.

30. Карев Д.В., Каберов С.Р., Федюнин П.А. Метрологические аспекты дифракции неоднородных поверхностных волн в измерениях параметров неоднородностей поглощающих покрытий // Теплофизические измерения в начале 21 века: Материалы 4-й междунар. теплофиз. школы (28 сентября 2001 г.) / ТГТУ. Тамбов, 2001. С. 55–57.

31. Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации. Основы теории рассеяния волн фрактальной поверхностью // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 5. С. 517–544.

32. Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации, элементы теории фракталов // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 11. С. 1285–1292.

33. Карев Д.В., Каберов С.Р. Система измерения теплофизических свойств и волнового сопротивления поглощающих покрытий // Теплофизические измерения в начале 21 века: Материалы 4-й междунар. теплофиз. школы (28 сентября 2001 г.) / ТГТУ. Тамбов, 2001. С. 53–54.

34. Федюнин П.А., Каберов С.Р., Дмитриев Д.А. Сканирование волнового сопротивления спиновых магнитодиэлектрических покрытий // Состояние и проблемы измерений: Материалы 8-й Всерос. науч.-техн. конф. (26 ноября 2002 г.) / МГТУ им. Баумана. М., 2002. С. 81–82.

35. Измерение волнового сопротивления гиротропных противорадиолокационных покрытий / Д.В. Карев, М.М. Мордасов, П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев // Математические методы в технике и технологиях – ММТТ 14: Материалы междунар. науч. конф. (14 сентября 2001) / СГТУ. Смоленск, 2001. С. 46–47.

36. Карев Д.В. Измерительно-вычислительная система поверхностного сканирования модуля волнового сопротивления спиновых согласованных покрытий // Труды ТГТУ: Сб. науч. ст. молодых ученых и студентов. Тамбов, 2001. Вып. 9. С. 96–100.

37. Дмитриев Д.А., Федюнин П.А., Алешкин С.А. Волноводные методы и устройства измерения электрофизических параметров специальных ферромагнитных жидких сред: Сообщение 7. Расчет интегральных специальных ферромагнитных смесей / ТВАИИ. Тамбов, 2000. 14 с. Деп. в ЦСИФ МО РФ 27.07.2000, № В 4443.

38. Дмитриев Д.А., Федюнин П.А. Волноводные методы и устройства измерения электрофизических параметров специальных ферромагнитных жидких сред: Сообщения 1-6 / ТВАИИ. Тамбов, 2000. Деп. в ЦСИФ МО РФ 27.01.2000, № В 4437–4442.

39. Заявка № 2003106528 РФ, МКИ G01N15/06/ СВЧ способ определения комплексной диэлектрической проницаемости и толщины диэлектрических пластин / П.А. Федюнин, Н.П. Федоров, Д.А. Дмитриев // Заявка № 2003106528. Приоритет от 07.03.03. 16 с.

40. «ПРИЗ-1» паспорт и техническое описание ОП-03-38/89. Минск, Институт прикладной физики АН БССР, 1989.

41. Золотухин А.Н. Воздействие ЭМИ на биологические объекты и физические основы защиты от него // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 1. С. 91–112.

42. Лавров А.С., Резников Т.Б. Антенно-фидерные устройства. Киев: КВИ НВУ, 1960. 569 с.

43. Калашников А.М., Степук Я.В. Колебательные системы. М.: Моениздат МО СССР, 1972. 376 с.
44. Дрaбкин Н.А., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. М.: Сов. радио, 1974. 536 с.
45. Федоров Н.П., Дмитриев Д.А. Автоматизированная измерительная система для определения диэлектрической проницаемости и толщины диэлектрических пластин // Измерение. Контроль. Информатизация: Материалы междунар. науч.-техн. конф. «ИКИ-2003» / АГТУ. Барнаул, 2003. С. 71–73.
46. Федоров Н.П., Васильев В.А. Алгоритмы контроля и обработки информации о техническом состоянии радиотехнических средств // Математические методы в технике и технологиях – ММТТ 16: Материалы междунар. науч. конф. СПб., 2003.
47. Федоров Н.П. Дмитриев Д.А., Васильев В.А. Передвижная лаборатория неразрушающего контроля защитных покрытий и технического обслуживания радиотехнических средств // Промэкспо–Российский промышленник – 2003: Материалы Междунар. выставки-конгресса. СПб., 2003.
48. Федоров Н.П. Васильев В.А., Игнатенко М.В. Автоматизированная аппаратная технического обслуживания средств радиосвязи // Материалы VI Московского Международного салона промышленной собственности «Архимед–2003». М., 2003. С. 52.