

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Իվանյան Միքայել Իվանի

ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՂԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ
ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.04.02. -«տեսական ֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների
դոկտորի գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ - 1998

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Иванян Михаил Иванович

ТЕОРИЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧАЮЩИХ
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук
по специальности 01.04.02.- теоретическая физика

ЕРЕВАН - 1998

Ատենախոսության բեման հաստատվել է Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտում

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ. Ֆիզմաթ. գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր
Ն. Ենգիբարյան (ԳԳԱԱ ԲԱ)
Ֆիզմաթ. գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր
Յու. Կրավցով (ՏՀԻ ՌԴ)
Ֆիզմաթ. գիտությունների դոկտոր, Կ. Իսախրյան (ԵրՖԻ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ ԳԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի Ինստիտուտ

Պաշտպանությունը կայանալու է 1998թ. դեկտեմբերի 15 -ին ժամը 14.00 - ին Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտի 024 մասնագիտական խորհրդում (Երևան-36, Ալիխանյան եղբայրների փ. 2):

Ատենախոսությանը կարելի է մասնակցել ԵրՖԻ-ի գրադարանում:

Սեղմագիրը առաքված է 1998թ. Նոյեմբերի 15-ին

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար *Վ. Մարգարյան* Ա.Յ. Մարգարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском физическом институте

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук, профессор Н.Б.Енгибарян (БАО НАН РА) доктор физ.-мат. наук, профессор Ю.А.Кравцов (ИКИ РФ) доктор физ.-мат. наук К.А.Испирян (ЕрФИ)

Ведущая организация: Институт радиофизики и электроники НАН РА

Защита состоится 15 декабря 1998г. в 14.00 часов на заседании специализированного совета 024 Ереванского физического института (Ереван 36, ул. Братьев Алиханян 2).

Диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института

Автореферат разослан 15 ноября 1998г.

Ученый секретарь спец. совета *Վ. Մարգարյան* А.Т.Маргарян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Актуальность темы. Потребность в новых аналитических и численных методах решения проблем, связанных с граничными задачами электродинамики, постоянно возникает в связи с развитием экспериментальных методов в самых различных областях физики - таких как необходимость мониторинга пучков заряженных частиц сверхкороткой длительности или их двухпучковое ускорение - в ускорительной физике проблема высокоточной электродинамической аттестации объектов - в радиолокации. Актуальными и представляющими как теоретический, так и чисто прикладной интерес продолжают оставаться проблемы поиска электродинамических решений в таких классических телах, как трехосный эллипсоид, эллипсоиды вращения, тороид, бигелиндрические структуры.

Целью работы является:

- разработка методов определения продольной функции распределения зарядов в ступке по измеренному временному профилю вспышки ПИ и черенковского излучения. Учет наличия шероховатостей на поверхности мишени.
- разработка методики восстановления полной картины рассеивающих свойств объекта по данным ближнезонных измерений.
- разработка равномерных коротковолновых методов асимптотического разделения переменных в уравнениях Гельмгольца и Максвелла, их применение к конкретным внешним и внутренним задачам электродинамики.
- распространение методов геометрической теории дифракции (ГТД) на задачу об излучении из открытого конца круглого волновода с фланцем. Учет многократных дифракций на кромке раскрыва волновода.
- разработка методики численного расчета собственных функций в регулярных бигелиндрических структурах. Интерпретация результатов численных расчетов и разработка теории собственных бигелиндрических мод.

Научная новизна. Впервые получены следующие результаты:

- Найдены условия адекватного воспроизведения временным профилем вспышки ПИ и черенковского излучения ступка заряженных частиц продольной функции распределения зарядов в ступке. Установлена возможность получения информации о распределении зарядов в ступке по интегральным характеристикам его переходного излучения - по функции почернения фотопленки, экспонируемой в течении всего времени прохождения ступки через границу раздела.
- Разработана теория ПИ на границе раздела с шероховатостями произвольного типа. Получены условия адекватного воспроизведения вспышки ПИ продольной

функции распределения зарядов в ступке при наличии шероховатостей на границе раздела.

Разработана теория восстановления рассеивающих свойств объекта по данным измерений на двух поверхностях сканирования, охватывающих объект и расположенных вблизи него. Методика учитывает воздействие диаграмм измерительного зонда и излучателя, подсвечивающего объект.

Решена в приближении ГТД задача о построении равномерной (на границе света и тени первичного поля и на каустике крайних лучей) асимптотики поля излучения из открытого конца круглого волновода с осесимметричным отогнутым назад коническим фланцем. Исследована степень совпадения полученных результатов с точным решением для волновода без фланцев.

Разработана теория построения согласованных с геометрической оптикой и равномерных на каустических поверхностях коротковолновых асимптотических решений уравнений Гельмгольца и Максвелла. Развита методология применения теории к внутренним задачам электродинамики. Найдены равномерные коротковолновые асимптотические решения для собственных электромагнитных колебаний в полой трехосном эллипсоиде, полых сплюснутом и вытянутом сфероиде, в тороиде с неоднородным заполнением и в полой тороиде, в сферической полости с радиально - неоднородным заполнением и в круглом волноводе с аксиально - неоднородным заполнением.

- Разработан численный метод расчета собственных симметричных и антисимметричных E-мод и их поперечных собственных значений для регулярных бицилиндрических структур (волновода и резонатора). Выявлены закономерности генерации собственных мод в упомянутых структурах. Выработана система классификации бицилиндрических мод.

Обоснованность и достоверность полученных в диссертации результатов определяется следующим:

- непосредственная связь между продольным распределением зарядов в ступке и временной зависимостью вспышки его переходного излучения обусловлена связью между мгновенной интенсивностью ПИ ступка и количеством частиц, пересекающих в данный момент границу раздела.

- методы восстановления рассеивающих свойств объекта основаны на математически корректных алгоритмах восстановления электромагнитных полей (по распределениям их тангенциальных электрических компонент на охватывающей объект поверхности) и на принципе взаимности. Их применение к объектам, для которых существует точное решение задачи рассеяния (таких как шар), дает

ожидаемые результаты. Интерпретируемые результаты получаются также в случаях конкретизации диаграмм излучателя и измерительного зонда в приведенных в диссертации примерах (элементарные электрический и магнитный диполи).

- решения, полученные для излучения круглого волновода с фланцем, в пределе для волновода без фланцев совпадают с существующим для этого случая точным решением вплоть до второго члена его коротковолновой асимптотики.

- решение, полученное для переходного излучения на идеально - проводящей границе раздела с произвольными шероховатостями в пределе плоской границы раздела переходит в известное решение. Для малых и пологих шероховатостей или шероховатостей с большими (по сравнению с длиной волны) периодами решение дает интерпретируемые результаты.

- теория построения коротковолновых равномерных асимптотических решений апробирована на нескольких внутренних электродинамических задачах. Решения этих задач удовлетворяют граничным условиям и, будучи конечными на каустиках геометрических лучей, сводятся к известным геометрическим решениям вдали от каустических поверхностей. Применение методики к задачам, имеющим точное решение, приводит к тому же точному решению.

- результаты численных расчетов бицилиндрических структур совпадают с результатами разработанной теории предельных состояний бицилиндрических мод. Установлено также совпадение результатов расчетов и теории с экспериментальными данными, полученными в лаборатории радиофизики ЕрФИ.

Практическая ценность.

Работы по определению условий адекватности временного профиля вспышки ПИ выполнялись по договору с LBL (США) в связи с экспериментальными работами по генерации ступков пикосекундной длительности и необходимостью их мониторинга. Фиксирование временного профиля переходного излучения ступков упомянутой длительности является задачей, технически осуществимой и необходимость проведения теоретических исследований заключалась в правильной ее интерпретации. Отчеты по проделанной работе были опубликованы в ряде препринтов LBL [1-3]. Об актуальности и практической ценности проведенных исследований свидетельствует также наличие экспериментальных работ по определению временного профиля вспышки оптического переходного излучения ступка с целью выявления продольного распределения зарядов в нем [Л.1].

Фиксация временного профиля черенковского излучения каналируемого ступка может служить базой для разработки методики по неразрушающему контролю распределения зарядов в ступке.

Практическая ценность фотометрических методов заключается в их простоте: при их использовании в эксперименте нет необходимости в фиксации мгновенных потоков интенсивностей. Промежутки времени, необходимые для проведения измерений, сравнимы в этом случае со временем прохождения сгустка через границу раздела.

Методы определения рассеивающих свойств объектов, обсуждаемые в диссертации, могут служить основой для создания нового поколения измерительных комплексов для определения этой важнейшей радиолокационной характеристики объекта.

Практическое применение результатов расчетов поля излучения из открытого конца круглого волновода с фланцем видится в плане расширения возможностей при подборе характеристик отрезков круглых волноводов, используемых в качестве излучателей или измерительных зондов, а также в распространении применяемой методики на волноводы с более сложным (например, эллиптическим) поперечным сечением.

Приведенные в диссертации примеры построения решений внутренних задач электродинамики демонстрируют широкие возможности разработанного метода равномерного асимптотического разделения переменных в уравнениях Гельмгольца и Максвелла. Последний значительно расширяет возможности метода разделения переменных за счет асимптотического их разделения. Метод расширяет границы применимости геометрической оптики, предоставляя равномерные на каустиках и согласованные с геометрооптическими вдали от них, решения. Фокальные и каустические разложения, полученные методом асимптотического разделения переменных, могут быть плодотворно применены к дифракционным полям, устраняя их расходимость на каустиках и границах света и тени.

Исследования по определению собственных функций и собственных значений бигиляндрических структур (бигиляндрического волновода или бигиляндрического резонатора), выполнялись в рамках проекта МНТЦ А-087, конечной целью которого является разработка высокоградиентной двухпучковой схемы ускорения сгустков заряженных частиц с разнесенными траекториями. Основным элементом этой схемы является блок, составленный из последовательности бигиляндрических резонаторов, размеры которых согласованы с частотой следования сгустков, совпадающей с частотой второй симметричной бигиляндрической моды с нулевым продольным индексом. По заданным размерам ($r_1 = 4,4952 \text{ см}$, $r_2 = 4,0457 \text{ см}$, $d = 8,0914 \text{ см}$ для частоты следования сгустков $\nu = 2,7972 \text{ ГГц}$) был изготовлен бигиляндрический резонатор. Измерения его электродинамических параметров, проведенные в лаборатории

радиофизики ЕРФН дали близкие к расчетным (разброс порядка 30-50 МГц) значения частот первых трех симметричных мод бигиляндрического резонатора и совпадающее с расчетным (в пределах точностей измерений) распределение продольной электрической компоненты второй симметричной Е-моды на оси симметрии поперечного сечения резонатора.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Обосновывается возможность воспроизведения временным профилем переходного и черенковского излучения сгустка заряженных частиц продольной функции распределения зарядов в нем. Учитывается: наклонный влет сгустка, его поперечные размеры, наличие шероховатостей на границе раздела вакуум-идеальный проводник и ограниченность частотной полосы пропускания измерительного прибора.
2. Развита теория переходного излучения заряженной частицы и сгустка заряженных частиц на идеально - проводящей границе раздела вакуум - идеальный проводник с шероховатостями произвольного типа.
3. Разработан алгоритм полного восстановления рассеивающих свойств объекта по данным измерений, производимых вблизи объекта.
4. Разработана теория излучения из открытого конца круглого волновода с осесимметричным фланцем, отогнутым назад.
5. Развита теория построения равномерных асимптотических решений уравнений Гельмгольца и Максвелла. Получены равномерные асимптотические решения для нескольких конкретных внутренних задач электродинамики.
6. Разработан метод численного расчета собственных Е - мод регулярных бигиляндрических структур. Выявлены закономерности их генерации и разработана система их классификации.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались на VI (Ростов- на - Дону, 1977) и VIII (Львов, 1981) Всесоюзных конференциях по дифракции и распространению волн, на III (1984) и IV (1987) Всесоюзных конференциях по антенным измерениям (Ереван, ВНИИРИ), на Научно - технической конференции по современным проблемам радиоэлектроники (Москва, МЭИ, 1988), на 17 Международной конференции по линейным ускорителям (LINAC-17, Цукуба, Япония, 1994), на Европейской конференции по ускорению элементарных частиц (EPAC-94, Лондон, 1994) и на III Международной конференции по антеннам и средствам связи (Воронеж, 1997). Материалы диссертации докладывались также на московском семинаре по теории дифракции (руководители - чл.-корр АН СССР А.А.Вайнштейн и

Я.Н.Фельд) на теоретических семинарах ВНИИ радиофизических измерений и на семинарах по новым методам ускорения ЕрФИ.

Публикация работы. Основные результаты диссертации опубликованы в 25 работах (статьи, доклады на всесоюзных и международных конференциях).

Объем и структура. Диссертация состоит из трех частей, каждая из которых включает две главы, введения, заключения и списка цитированной литературы. Все главы завершаются выводами к ним. Основной текст диссертации содержит 186 страниц (включая рисунки, графики и таблицы), список литературы на 4-х страницах, оглавление - на 4-х страницах.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснованы актуальность темы диссертации и ее соответствие специальности "теоретическая физика", физическая и математическая корректность методов исследований. Обосновывается разбиение материала на части и главы и приводится краткое содержание диссертации, при этом подчеркивается новизна и практическая ценность полученных результатов; сформулированы тезисы, выдвигаемые на защиту.

В Первой Части диссертации рассматриваются задачи, исходные данные для которых получаются в результате измерений.

В первой главе диссертационной работы показывается возможность определения продольной функции распределения зарядов в ступке (предполагается, что скорость движения всех частиц в ступке одинакова и равна \vec{v}) по временному профилю

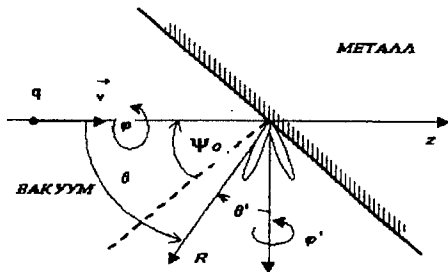


Рис.1. Наклонный влет ступки в границу раздела вакуум - идеальный проводник

вспышки его переходного излучения. Устанавливаются условия, при которых вспышка переходного излучения на границе раздела вакуум - идеальный проводник адекватно воспроизводит во времени продольную функцию распределения зарядов в ступке. Предполагаемые измерения временного профиля вспышки переходного

излучения производятся в оптической области его частотного спектра в предположении ограниченности полосы регистрации измерительного прибора (о конструкции и принципе действия прибора, разработанного в НИИОФИ, (Ереван), способного измерять временной профиль импульсной вспышки пикосекундной длительности см. в [2-4]). Рассматривается как нормальный, так и наклонный (рис.1) влет ступки в среду. Излучение регистрируется в вакууме в дальней зоне - на расстоянии R , превышающем длину зоны формирования излучения.

Установлено:

1; Вспышка переходного излучения линейного ступки при регистрации всего спектра излучения полностью адекватна во времени квадрату функции распределения зарядов $Z(z)$ в нем:

$$I(R, t) \cong Z^2(\beta R - vt) \quad (1)$$

Здесь $\beta = v/c$, c - скорость света в вакууме, t - время ($t=0$ соответствует моменту влета ступки в границу раздела).

2. При регистрации временного профиля вспышки переходного излучения в ограниченной полосе частот ($\Delta\omega = 2\Omega$) оптического спектра результаты измерений адекватны квадрату низкочастотной огибающей $Z_d(z)$ функции распределения зарядов в ступке:

$$I(R, t) \cong Z_d^2(\beta R - vt) \quad (2)$$

$$Z_d(L) = \int_{-d/2}^{d/2} Z(z) \frac{\sin \Omega(L-z)/v}{L-z} dz \quad (3)$$

где d - длина ступки.

3. В случае ступки с конечными поперечными размерами (a -его максимальный радиус) в общем случае наклонного влета ступки условиями адекватного воспроизведения временным профилем вспышки переходного излучения огибающей его продольной функции распределения заряда, являются:

$$\frac{\Omega}{v} a \sin \theta'(1 + tg \psi_0) = \frac{2\pi}{\beta} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} a \sin \theta'(1 + tg \psi_0) \ll 1, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

$$\frac{\Omega d}{2v} \geq 1, \quad \frac{2a}{d\beta} \sin \theta'(1 + tg \psi_0) \ll 1 \quad (4)$$

где λ - длина волны центральной частоты регистрируемого спектра, θ' - угол между направлением наблюдения и направлением геометрического отражения

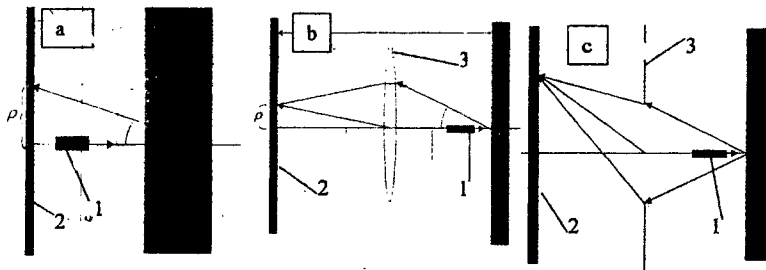


Рис.2. Регистрация переходного излучения на фотопленку: а-от дисперсной среды, б-при прохождении через линзу, с-при прохождении через щель; 1-сгусток, 2-фотопленка, 3-линза, 4-экран

траектории сгустка, ψ_0 - угол падения траектории сгустка (рис.1).

В той же главе (§1.3) показывается возможность получения информации о характере функции распределения заряда в сгустке с помощью интегральной характеристики переходного излучения сгустка - путем его регистрации на фотопленке в течении всего времени его прохождения через границу раздела. Зависимость формы функции почернения пленки от вида функции распределения зарядов в сгустке возникает при наличии частотной зависимости в спектральной амплитуде поля переходного излучения сгустка в области регистрации пленкой его оптического переходного излучения. Это может иметь место, в частности, в случае дисперсности среды (в области чувствительности пленки), в которую из вакуума влетает сгусток (рис.2а). Подобный эффект возникает также при наличии фактора, воздействующего на переходное излучение до его регистрации пленкой. Таким фактором, воздействующим на величины оптических путей лучей переходного излучения, может служить выпуклая оптическая линза (рис.2б) или отверстие в плоском экране (рис.2с), помещаемые на пути лучей ОПИ между границей раздела и фотопленкой. Установлена зависимость между функцией почернения пленки $I(\rho)$ и фурье - образом низкочастотной огибающей функции распределения зарядов в сгустке $F(\omega)$:

$$I(\rho) = B^2 \cos^2 \theta \int_{-\infty}^{\infty} |A(\rho, \omega)|^2 \left| F\left(\frac{\omega - \omega_0}{v}\right) \right|^2 d\frac{\omega}{v} \quad (5)$$

Здесь ρ характеризует точку на пленке, $A(\rho, \omega)$ - функция, форма зависимости

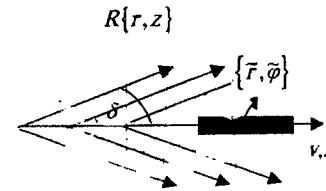


Рис.3. Черенковское излучение сгустка

которой от частоты обусловлена видом воздействия на переходное излучение.

В §1.4 Главы 1 обосновывается возможность определения продольной функции распределения зарядов в сгустке при измерениях мгновенной интенсивности его черенковского излучения (рис.3) в ограниченной полосе частот оптической области спектра. Найдены условия (аналогичные условиям для переходного излучения), при которых измеряемая временная функция $I(\vec{R}, t)$ адекватна квадрату низкочастотной огибающей продольной функции распределения зарядов в сгустке $L_z(vt - z - \eta g \delta)$ (3).

Основные результаты первой главы опубликованы в работах [1-5]

Во второй главе диссертации изложены методы и алгоритмы определения рассеивающих свойств объектов по измерениям полей в непосредственной близости от них. Показана возможность учета и исключения искажающих воздействий

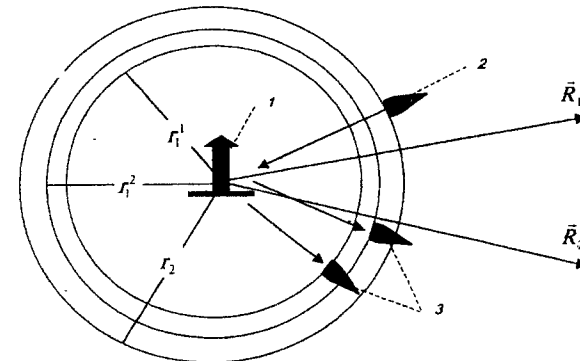


Рис.4. Основная схема измерений: 1-объект, 2-излучатель, 3-измерительные зонды

внешнего излучения и диаграмм зондов.

Основные результаты Главы 2 опубликованы в работах [6-11] и являются развитием идей акад. П.М.Геруни о возможности определения диаграмм направленности эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) различных объектов по данным измерений полей в "зоне раскрыва" объекта, т.е., вблизи от него или в его ближнем поле (ближней зоне) [А.2-А.5]. В работах [7,8] были разработаны методы и алгоритмы необходимой обработки данных измерений для перехода в дальнюю зону. Подсветка объекта и измерения компонент поля рассеяния вблизи от него производятся при этом с помощью двух элементарных электрических диполей (зондов), перемежающихся по заданным поверхностям сканирования, полностью или частично охватывающим объект и расположенным на любом расстоянии от него. В работах [9,10] приводятся модификации упомянутых алгоритмов, позволяющие в т.ч. исключать искажающее воздействие внешнего излучения (в т.ч. прямое воздействие своего излучающего зонда) на измерительный зонд. Алгоритмы обобщены на случай измерительного и излучающего зондов с произвольными диаграммами направленности [10].

Основной вариант схемы измерений предусматривает наличие трех (рис.4) концентрических сферических поверхностей (с радиусами $r_1 < r_2 < r_3$). Первые две поверхности являются поверхностями сканирования измерительного зонда (измерительных зондов). На поверхности третьей сферы сканирует излучатель. Как зонд, так и излучатель - элементарные электрические диполи: их моменты касательны поверхностям соответствующих сфер и могут принимать две взаимно-ортогональные ориентации вдоль угловых ортов e_θ , e_ϕ сферической системы координат, связанной с общим центром сфер. Данные измерений могут быть представлены в виде матрицы:

$$E_p^q(r_2, r_1^{1,2}); q = \theta, \phi; p = \theta, \phi \quad (6)$$

Здесь и далее: первый аргумент указывает на точку расположения излучателя, второй - на точку наблюдения; верхний индекс указывает на ориентацию излучателя, нижний - на ориентацию измерительного зонда. Под измеренными данными (6) понимаются регистрируемые зондом реальные компоненты полного поля системы излучатель - объект.

Набор данных измерений (6) позволяет реконструировать поле рассеяния объекта в произвольной точке пространства R_1 ($R_1 \geq r_1^2$), т.е., получить ДН ЭПР объекта. Излучающий диполь находится при этом также в произвольной точке пространства R_2 . Электрические составляющие поля рассеяния представляются в виде

разложения по комплексным электрическим векторным сферическим гармоникам $E_N(R)$ [А.6]:

$$E_p^q(R_2, R_1) = \sum_{N, M} \alpha_{NM} E_{Nq}(R_2) E_{Mp}(R_1) \quad (7)$$

Обобщенные индексы суммирования N, M включают параметры, характеризующие полный набор ортогональных векторных сферических гармоник. Коэффициенты разложения α_{NM} определяются по данным измерений (6) в два этапа:

1) Для каждого положения излучателя определяются коэффициенты разложения измеренного поля по векторным сферическим гармоникам для каждой из двух поверхностей сканирования измерительного зонда:

$$\alpha_{N, 1, 2}^q(r_2) = F \{ E_\theta^q(r_2, r_1^{1,2}), E_\phi^q(r_2, r_1^{1,2}), N, r_1^{1,2} \} \quad (8)$$

Оператор F представляется в виде интеграла по поверхности измерений:

$$F \{ E_\theta, E_\phi, N, r \} = \int_S [E_N \times H_N(r)] dS / \int_S [E_N \times H_N(r)] dS \quad (9)$$

Первые два его аргумента - угловые компоненты измеренных полей, третий аргумент указывает на индекс определяемого коэффициента (соответствующий индексу магнитной сферической гармоники $H_N(r)$); четвертый аргумент определяет радиус сферической поверхности интегрирования.

Зависимость коэффициентов разложения (8) от радиуса сферы измерений обусловлена наличием внешнего по отношению к сфере измерений источника излучения. Выделение коэффициентов разложения, соответствующих полю рассеяния объекта, производится с помощью (8)

$$\alpha_{N, 2}^q(r_2) = \{ \alpha_{N, 2}^q(r_2) \chi_N(r_1^1) - \alpha_{N, 1}^q(r_2) \chi_N(r_1^2) \} / \{ \chi_N(r_1^2) - \chi_N(r_1^1) \},$$

$$\chi_N(r) = F \{ \varepsilon_{N\theta}(r), \varepsilon_{N\phi}(r), N, r \}, \quad \varepsilon_N(r) = \text{Re} \{ E_N(r) \} \quad (10)$$

Внешнее излучение, обусловленное источником подсветки и возможными паразитными полями, в области внутри сферы измерений может быть представлено в виде разложения по действительным векторным сферическим гармоникам $\varepsilon_N(r)$:

$$\varepsilon_p^q(r_2, R) = \sum_N \beta_N^q(r_2) \varepsilon_{Np}(R), \quad R \leq r_2, \quad (11)$$

$$\beta_N^q(r_2) = \{ \alpha_{N, 2}^q(r_2) - \alpha_{N, 1}^q(r_2) \} / \{ \chi_N(r_1^2) - \chi_N(r_1^1) \}$$

2) Повторное применение оператора F :

$$\alpha_{NM} = F \{ \alpha_{N, 2}^q(r_2), \alpha_{N, 1}^q(r_2), M, r_2 \} \quad (12)$$

Эта операция применяется на основе принципа взаимности для двух элементарных электрических диполей. Для реальных излучателя и измерительного зонда необходима дополнительная математическая обработка данных измерений.

Связь между измеренными значениями полей и коэффициентами разложения полей, фиксируемых элементарным электрическим диполем, осуществляется через коэффициенты разложения $C_N^p(r_1^{1,2})$ и K_N поля измерительного зонда и поле элементарного электрического диполя:

$$E_p^q(r_2, r_1^{1,2}) = \sum_N C_N^p(r_1^{1,2}) \alpha_N^q / K_N \quad (13)$$

Коэффициенты разложения $\alpha_{M,1,2}^q(r_2)$ измеренного поля (искаженного диаграммой зонда) связываются с коэффициентами разложения поля, фиксируемого диполем, следующим образом:

$$\alpha_{M,1,2}^q(r_2) = \sum_N C_{NM}^q \alpha_N^q(r_2) / K_N \quad (14)$$

$$C_{NM}^q = F\{C_N^q(r_1^{1,2}), C_N^q(r_1^{1,2}), M, r_1^{1,2}\} \quad (15)$$

При конечных и равных N и M выражение (14) сводится к системе линейных уравнений относительно коэффициентов разложения поля объекта, фиксируемого диполем.

В большинстве случаев диаграмма зонда обладает определенной симметрией. Если она обладает азимутальной зависимостью (относительно оси, перпендикулярной к плоскости раскрытия зонда) типа

$$F_\vartheta(\vartheta, \phi) = f_\vartheta(\vartheta) \sin(\phi), \quad F_\phi(\vartheta, \phi) = f_\phi(\vartheta) \cos(\phi), \quad (16)$$

то, в этом случае $C_{NM} = \delta_{NM} C_M$ (где δ_{ij} - символ Кронекера), и

$$\alpha_{M,1,2}^q(r_2) = \alpha^q_{M,1,2}(r_2) K_M / C_M \quad (17)$$

В общем случае при выводе системы (14) метод не требует наложения ограничений к форме диаграммы зонда и может быть использован как при определении ЭПР пассивных объектов, так и при аттестации антенн. Метод применим и при наличии внешнего излучения.

На основе полученных результатов могут быть восстановлены истинные компоненты полей рассеяния испытуемого объекта $E_p^q(r_2, r_1^{1,2})$ на поверхностях измерений. Для дальнейших выкладок достаточно иметь распределения этих компонент на одной из поверхностей измерений, например, при $r_1 = r_1^1$. Их связь с коэффициентами разложения $d_N^q(r_2)$ поля излучателя может быть представлена следующим образом:

$$E_p^q(r_2, r_1) = \sum_N d_N^q(r_2) Q_{Np}(r_1), \quad (18)$$

где $Q_N(r_1)$ вклад соответствующей векторной сферической гармоники в поле рассеяния объекта. Приведенное соотношение (18) может быть сведено к независимым от точки расположения излучателя соотношениям

$$q_{Mp}(r_1) = \sum_N D_{NM} Q_{Np}(r_1)$$

$$q_p(r_1) = F\{E_p^q(r_2, r_1), E_p^\phi(r_2, r_1), M, r_2\}, \quad (19)$$

$$D_{NM} = F\{d_N^q(r_2), d_N^\phi(r_2), M, r_2\}.$$

Если диаграмма излучателя имеет азимутальную зависимость типа (16), то, как и в (17), можно записать:

$$D_{NM} = \delta_{NM} d_{N1}, \quad Q_{Mp}(r_1) = q_{Mp}(r_1) / d_M \quad (20)$$

В остальных же случаях, для конечных и равных максимальных значений индексов N и M , функциональная зависимость $Q_{Np}(r_1)$ может быть получена из соотношений (19), которые и в этом случае обращаются в систему линейных уравнений.

Поле рассеяния объекта при использовании произвольных диаграмм излучателя и измерительного зондов может быть записано, подобно (7), в виде разложения по векторным сферическим гармоникам:

$$E_p^q(R_2; R_1) = \sum_N K_N Q_{NM} E_{Nq}(R_2) E_{Np}(R_1) \\ Q_{NM} = F\{Q_{Ns}(r_1), Q_{N\phi}(r_1), M, r_1\} \quad (21)$$

Здесь, как и в (7), R_2 и R_1 указывают на произвольное расположение в пространстве излучателя и измерительного зондов.

В случае, если диаграммы зондов имеют азимутальную зависимость типа (16), то

$$Q_{NM} = \alpha_{NM} K_M / C_M d_M \quad (22)$$

где теперь α_{NM} - коэффициенты разложения реальных полей, полученных при облучении объекта произвольным излучателем типа (16) по показаниям измерительного зонда с произвольной диаграммой того же типа.

С помощью соотношений (21) могут быть определены амплитудные и фазовые характеристики полей рассеяния объекта в произвольной точке пространства. Излучатель при этом также может находиться в произвольной точке пространства и принимать две взаимно - ортогональные ориентации.

Для описания полей рассеяния объекта в дальней зоне следует перейти к асимптотическим выражениям для векторных сферических гармоник, справедливых для больших значений радиального аргумента:

$$E_{Np}(R) = E'_{Np}(R/R) e^{ikR} / R \quad (23)$$

Для получения абсолютных характеристик поля рассеяния объекта (в дальней зоне) следует избавиться в выражениях для полей (21) от неопределенного нормировочного множителя, возникающего при измерениях относительных величин. Такая возможность имеется при определении ЭПР испытываемого объекта, поскольку в определение этой величины входит отношение плотности энергии, испускаемой объектом в данном направлении, к плотности энергии падающей на него плоской волны.

В случае отсутствия паразитного внешнего излучения единственным источником внешнего (по отношению к поверхностям измерений) излучения является излучатель. В этом случае расчетные коэффициенты разложения поля излучателя с точностью до постоянного множителя совпадают с определяемыми с помощью (11) коэффициентами разложения внешнего излучения. Использование последних вместо расчетных коэффициентов $d_{Nq}^q(r_2)$ позволяет устранить неопределенность в выражениях для определения диаграмм ЭПР:

$$\sigma^q(R_2/R, R_1/R) = 4\pi \left\{ \sum_{N,M} |K_{NM} Q_{NM} E'_{Nq}(R_2/R) E'_{Nq}(R_1/R)|^2 \right\} / \left\{ \sum_N |K_N E'_{Nq}(R_2/R) E'_{Nq}(0)|^2 \right\}, \quad R_2 = R_1 = R \quad (24)$$

Здесь при $R_2 = R_1$ имеем однопозиционную диаграмму ЭПР; в противном случае ($R_2 \neq R_1$) - двухпозиционную.

Отметим, что все операции, связанные с компенсацией воздействия диаграмм зондов, не требуют дополнительных измерений. Для их осуществления необходима лишь дополнительная математическая (компьютерная) обработка данных измерений.

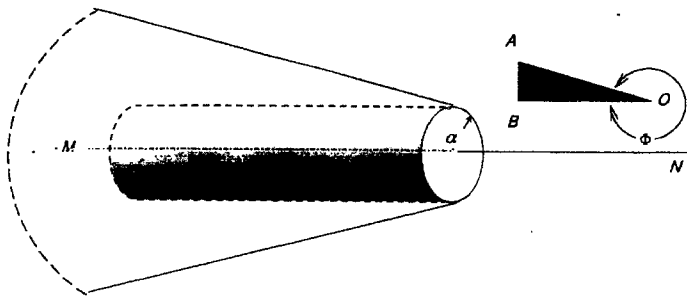


Рис.5. Круглый волновод с фланцем - фигура, образованная вращением вокруг оси MN полубесконечного сектора AOB

Во второй части диссертации рассмотрены внешние граничные задачи.

В третьей главе диссертации излагается теория излучения из открытого конца круглого волновода с осесимметричным коническим фланцем (рис.6). На раскрыв волновода набегают собственные волноводная мода бесконечного круглого волновода с азимутальной зависимостью произвольного порядка. Для построения поля излучения используется приближение ГТД [Л.7], приближение Кирхгофа [Л.8] и фокальные разложения осесимметричных полей по функциям Бесселя [Л.9, Л.10]. Рассмотрены скалярный и электромагнитный случаи [12-15].

Теоретический интерес данной проблемы заключается в отсутствии точного решения данной задачи и с трудностями, возникающими при попытках ее решения асимптотическими методами, в частности, в приближении ГТД - ввиду полутеневого характера полей вторичной и всех последующих дифракций на кромке раскрыва волновода. Критерием строгости получаемых решений является их сравнение с точным решением Вайнштейна для волновода без фланцев [Л.11]. Попытки решения этой задачи [Л.12, Л.13] давали совпадение с точным решением только в первом члене его неравномерной асимптотики. Методика расчета, приведенная в диссертации, обеспечивает совпадение с первыми двумя членами неравномерной асимптотики точного решения.

В геометрическом приближении поле волноводной моды как в скалярном, так и в электромагнитном случаях представляется (рис.6) в виде системы лучей, касательных к соосному цилиндру радиуса am/χ_{mn} , где α - радиус волновода, χ_{mn} - n-ый корень функции Бесселя m-ого порядка (для граничного условия Дирихле,

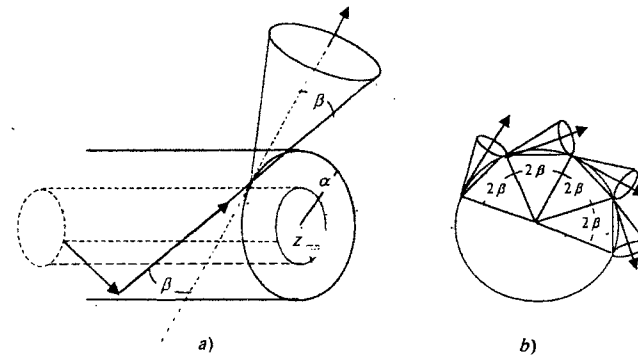


Рис.6 Дифракция на открытом конце волновода
а) конус дифракционных лучей
б) процесс образования многократных дифракций

$\epsilon = -1$) или ее производной (для граничного условия Неймана, $\epsilon = 1$). Геометрическая

картина дифракционного поля, обусловленная геометрией первичного поля и конструируемая согласно законам ГТД [Л.7], такова: из каждой точки на кромке исходит совокупность дифракционных лучей, образующих коническую поверхность с углом полураствора $\beta = \arccos m/\alpha$, с вершиной в точке дифракции и осью, касательной к кромке в той же точке. Картина лучей дифракционного поля произвольного порядка дифракции идентична геометрической картине поля первичной дифракции.

В диссертации используется прием, примененный в [Л.14] для плоского волновода: значения дифракционного поля порядка выше первого на кромке волновода рассчитывается в приближении Кирхгофа. Значение поля n-кратной

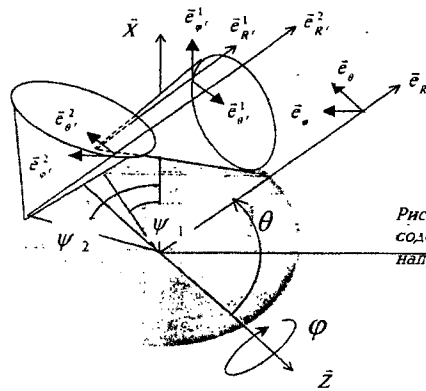


Рис.7. Дифракционные конусы, содержащие лучи, параллельные направлению φ .

дифракции на кромке в точке ψ представляет собой n-1 - кратный интеграл по поверхности волновода, асимптотика которого в приближении стационарной фазы имеет вид:

$$Q_n(\psi) = D\left(\varphi', \frac{\pi}{2}\right) \frac{i\epsilon^{n-1}}{\sqrt{2\alpha \sin \beta n^{3/2}}} e^{ik2\alpha(\sin \beta - \beta \cos \beta)n\psi} \quad (25)$$

где $D\left(\varphi', \frac{\pi}{2}\right)$ - дифракционный коэффициент [Л.15], $\varphi' = \arccos \frac{\cos \delta}{\sin \beta}$ - угол падения.

Как следует из геометрической структуры лучей краевого поля, каждому направлению в пространстве, характеризуемому угловыми координатами θ, φ ($\pi/2 - \beta < \theta < \pi/2 + \beta$, $0 \leq \varphi < 2\pi$) сферической системы координат, связанной с осью волновода и центром его раскрыва, параллельны два луча дифракционного поля.

исходящих из точек $\psi_{1,2} = -\frac{\pi}{2} \pm \arccos \frac{\cos \beta}{\sin \theta}$ (рис.7). Диаграмма краевого поля в

переднем полупространстве в скалярном случае записывается в виде:

$$U(\theta, \varphi) \approx \frac{\sin \beta}{\sqrt{|\sin^2 \theta - \cos^2 \beta|}} \left\{ \xi_1^{(\epsilon)} e^{iS(\theta)} + \xi_2^{(\epsilon)} e^{-iS(\theta)} \right\}, \quad (26)$$

где

$$\xi_{1,2}^{(\epsilon)} = D(\varphi', \varphi_{1,2}^{(\epsilon)}) + \sqrt{i} D\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_{1,2}^{(\epsilon)}\right) \sum_{n=0}^{\infty} Q_n(\psi) \quad (27)$$

диаграммы каждого из двух лучей, параллельных направлению $\theta, \varphi: \varphi_{1,2}^{(\epsilon)} = \pi \mp \arccos \frac{\cos \theta}{\sin \beta}$ - соответствующие им углы дифракции;

$$S(\theta) = k\alpha \sqrt{|\sin^2 \theta - \cos^2 \beta|} - m \arccos \frac{\cos \beta}{\sin \theta} - \frac{\pi}{4} \quad (28)$$

описывает фазовые соотношения между крайевыми полями. Фактор $\sqrt{|\sin^2 \theta - \cos^2 \beta|}$ обусловлен кривизной кромки и наклонным падением лучей первичного поля

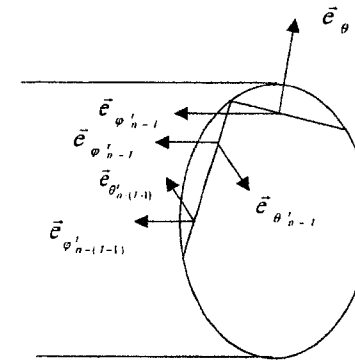


Рис.8. Связь между ортами локальных сферических систем координат при последовательных дифракциях

($\beta \neq \pi/2$) и обращается в ноль на каустике (однополостный гиперболоид вращения), асимптота которой - коническая поверхность. Цилиндрическая симметрия поля (26) позволяет произвести его асимптотическую сшивку со скалярным фокальным разложением [Л.10]. Несмотря на тождественность геометрической картины первичного и дифракционного полей в скалярном и электромагнитном случаях, рассмотрение их в электромагнитном случае усложняется их векторным характером. Процесс последовательных дифракций в этом случае можно рассматривать как последовательные дифракции двух скалярных волн - удовлетворяющих граничным условиям Дирихле ($\epsilon = -1$) и Неймана ($\epsilon = 1$), если компоненты дифракционных и

дифрагирующих полей записывать в локальных сферических системах координат, связанных с точкой дифракции. В этом случае при каждом взаимодействии с кромкой, полярная компонента преобразуется в полярную, а азимутальная - в азимутальную, причем первая преобразуется как волна, удовлетворяющая граничным условиям Дирихле, а вторая - граничным условиям Неймана (Рис.8).

Полное поле, как и в скалярном случае, образуется в дальней зоне от лучей, исходящих из точек $\psi_{1,2}$ на кромке. После проектирования суммарного вклада на угловые орты общей сферической системы координат производится асимптотическая шивка этого поля с векторным фокальным разложением [Л.9]. Вышеупомянутая процедура устраняет расходимости на границе свет-тень первичного поля и на каустике, но оставляет расходимость на границе свет-тень лучей многократных дифракций (плоскость раскрыва волновода).

Полученные асимптотики, как в скалярном, так и в электромагнитном случаях, совпадают с первыми двумя членами неравномерных асимптотик точного решения [Л.11] соответственно для скалярного и электромагнитного случаев.

В четвертой главе разработана методика расчета переходного излучения на идеально-проводящей поверхности раздела с шероховатостями (рис.9).

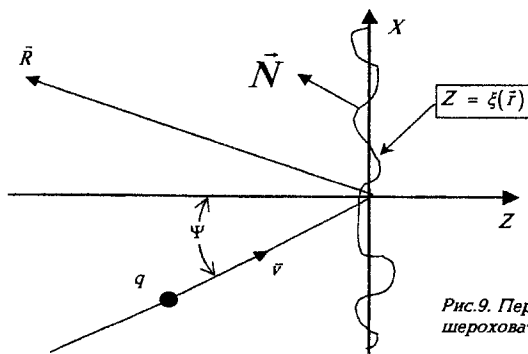


Рис.9. Переходное излучение на шероховатой границе раздела.

Теория переходного излучения (ПИ) на шероховатой границе раздела развита в основном в работах [Л.16, Л.17] и в ряде других работ тех же авторов. В работе [Л.16] рассматривается теория ПИ заряженной частицы в случае границы раздела с произвольными шероховатостями, но с малыми разностями диэлектрических проницаемостей сред, расположенных по обе стороны границы раздела. Методика, разработанная в работе [Л.17], пригодна для произвольных значений диэлектрических

проницаемостей сред по обе стороны от границы раздела при малых и больших шероховатостях.

В диссертации впервые рассмотрен случай шероховатой границы раздела вакуум-идеальный проводник с произвольной формой и размерами шероховатостей (рис.9). Используется аналогия с теорией рассеяния света на шероховатой границе раздела [Л.18]. Граничные условия налагаются на шероховатую границу раздела и приводятся к уравнению Фредгольма первого рода для Фурье-образа \vec{e}_r , тангенциальной к плоскости $z=0$ компоненты поля ПИ:

$$\vec{e}_r(\vec{q}, \omega) + \hat{Q}(\vec{e}_r, \vec{q}, \omega) = -\vec{G}(\vec{q}, \omega) \quad (29)$$

Здесь \hat{Q} - некоторый линейный интегральный оператор, \vec{G} - Фурье-образ поля заряда. Решение этого уравнения получается методом последовательных приближений в виде ряда Неймана:

$$\begin{aligned} \vec{e}_r^0(\vec{q}, \omega) &= -\vec{G}(\vec{q}, \omega) \\ \vec{e}_r^n(\vec{q}, \omega) &= -\hat{Q}(\vec{e}_r^{n-1}(\vec{q}, \omega), \vec{q}, \omega) - \vec{G}(\vec{q}, \omega) \end{aligned} \quad (30)$$

Определяются основные характеристики шероховатостей, при которых поведение во времени вспышки ПИ при наличии шероховатостей совпадает с ее поведением при идеально-плоской границе раздела. Налагаются ограничения на максимальную высоту $h = |\xi(\vec{r})|_{\max}$, максимальную крутизну $f = |\nabla \xi(\vec{r})|_{\max}$ шероховатостей, их средние периоды l_x, l_y и на полуширину полосы пропускания измерительного прибора Ω . В частности, если $\frac{\omega}{c} h^m \ll 1, f^m \ll 1$, то

$$l_{x,y} \gg \tilde{n} \lambda, \quad 2(2\tilde{n} - 1) \frac{\Omega}{\omega_0} \ll 1, \quad (31)$$

где $\tilde{n} = 2 \max(n, m)$; ω_0 и λ - центральная частота полосы пропускания измерительного прибора и соответствующая ей длина волны.

Сочетание полученных условий (31) с условиями для идеально - плоской границы раздела (4) составляет необходимый набор условий для адекватного воспроизведения временным профилем переходного излучения сгустка его подольного распределения заряда при наличии шероховатостей на границе раздела. Полученные соотношения (29) и (30) позволяют рассчитывать переходное излучение как заряженной частицы, так и сгустка заряженных частиц на идеально - проводящей границе раздела с шероховатостями произвольного типа.

Результаты, изложенные в Главе 4, опубликованы в работе [16].

В третьей части диссертации рассмотрены внутренние граничные задачи. В пятой главе диссертационной работы развивается теория построения равномерной коротковолновой асимптотики частных решений уравнений Гельмгольца и Максвелла для изотропных неоднородных сред с помощью произвольного набора функций $f_l(\xi_l)$, $l=1,2,\dots,s$, где $s=1,2,3$, удовлетворяющих линейным дифференциальным уравнениям второго порядка:

$$\frac{d^2}{d\xi_l^2} f_l(\xi_l) + \alpha_l(\xi_l) \frac{d}{d\xi_l} f_l(\xi_l) + \beta_l(\xi_l) f_l(\xi_l) = 0. \quad (32)$$

Решение строится соответственно в форме скалярной или векторной сумм:

$$U = \sum_{h_1, \dots, h_s=0,1} A^{h_1, \dots, h_s} e^{i \int a_l(\xi_l) d\xi_l} \dots e^{i \int a_s(\xi_s) d\xi_s} \frac{d^{h_1}}{d\xi_1^{h_1}} f_1(\xi_1) \dots \frac{d^{h_s}}{d\xi_s^{h_s}} f_s(\xi_s), \quad (33)$$

$$\vec{E} = \sum_{h_1, \dots, h_s=0,1} \left\{ \vec{A}^{h_1, \dots, h_s} \right\} e^{i \int a_l(\xi_l) d\xi_l} \dots e^{i \int a_s(\xi_s) d\xi_s} \frac{d^{h_1}}{d\xi_1^{h_1}} f_1(\xi_1) \dots \frac{d^{h_s}}{d\xi_s^{h_s}} f_s(\xi_s), \quad (34)$$

содержащих произведения всевозможных комбинаций функций $f_l(\xi_l)$ и их первых производных. Определение амплитуд A^{h_1, \dots, h_s} , $\vec{A}^{h_1, \dots, h_s}$, $\vec{D}^{h_1, \dots, h_s}$, представляемых, подобно геометрооптическим амплитудам, в виде разложений по обратным степеням ik (k - волновое число) и координат ξ_1, \dots, ξ_s , сводится к определению амплитуд и эйконалов некоторых лучевых представлений

$$U = \sum_{p_1, \dots, p_s=0,1} M^{p_1, \dots, p_s} \exp(ik\psi_{p_1, \dots, p_s}), \quad \vec{E} = \sum_{p_1, \dots, p_s=0,1} \left\{ \vec{M}^{p_1, \dots, p_s} \right\} \exp(ik\psi_{p_1, \dots, p_s}), \quad (35)$$

причем амплитуды лучевых представлений (35) связаны с амплитудами представлений (33) и (34) соотношениями:

$$M^{p_1, \dots, p_s} = \sum_{h_1, \dots, h_s=0,1} \frac{A^{h_1, \dots, h_s}}{\chi^{h_1, \dots, h_s}}, \quad \vec{M}^{p_1, \dots, p_s} = \sum_{h_1, \dots, h_s=0,1} \frac{\vec{A}^{h_1, \dots, h_s}}{\chi^{h_1, \dots, h_s}}, \quad (36)$$

$$\vec{N}^{p_1, \dots, p_s} = \sum_{h_1, \dots, h_s=0,1} \frac{\vec{D}^{h_1, \dots, h_s}}{\chi^{h_1, \dots, h_s}}, \quad \chi^{h_1, \dots, h_s} = \prod_{l=1}^s \left[e^{\int a_l(\xi_l) d\xi_l} \sqrt{\beta_l(\xi_l)} \right]^{-1/2}.$$

Члены их геометрооптического разложения $M_n^{p_1, \dots, p_s}$, $\vec{M}_n^{p_1, \dots, p_s}$, $\vec{N}_n^{p_1, \dots, p_s}$ по обратным степеням ik удовлетворяют рекуррентным дифференциальным уравнениям, при $n=0$ совпадающими с геометрооптическими уравнениями переноса. Аргументы ξ_l удовлетворяют уравнениям

$$\sum_l \beta_l(\xi_l) \left(\vec{\nabla}_{\xi_l} \vec{\nabla}_{\xi_l} \right)^2 = \epsilon \mu; \quad \vec{\nabla}_{\xi_l} \vec{\nabla}_{\xi_l} \xi_l = 0 \quad l \neq f. \quad (37)$$

Необходимым и достаточным условием равномерности конструируемой асимптотики на каустике $\xi_s = \bar{\xi}_l$, где $\bar{\xi}_l$ - корни уравнения $\beta_l(\xi_l) = 0$, является выполнение следующих предельных неравенств:

$$\left| \lim_{\xi_l \rightarrow \bar{\xi}_l} \left\{ \frac{M^{p_1, \dots, p_l, 0, p_{l+1}, \dots, p_s} - \bar{M}^{p_1, \dots, p_l, 1, p_{l+1}, \dots, p_s}}{\sqrt{\beta_l(\xi_l)}} \right\} \right| < \infty \quad (38)$$

для скалярного случая, и

$$\left| \lim_{\xi_l \rightarrow \bar{\xi}_l} \left\{ \frac{\vec{M}^{p_1, \dots, p_l, 0, p_{l+1}, \dots, p_s} - \vec{\bar{M}}^{p_1, \dots, p_l, 1, p_{l+1}, \dots, p_s}}{\sqrt{\beta_l(\xi_l)}} \right\} \right| < \infty \quad (39)$$

для электромагнитного случая. Эти неравенства выполняются, в частности, если функция $\beta_l(\xi_l)$ разлагается в ряд Тейлора в окрестности точки $\xi_l = \bar{\xi}_l$.

В той же главе приводятся ряд примеров построения равномерных коротковолновых асимптотических решений для полых и заполненных диэлектриком резонаторов и волноводов.

Основные результаты Главы 5 опубликованы в работах [17-24].

В шестой главе исследуются полые регулярные структуры, контур поперечного сечения которых составлен из внешних частей дуг двух пересекающихся окружностей с неравными радиусами - бицилиндрический волновод и бицилиндрический резонатор (рис.10). Геометрия их поперечного сечения определяется размерами радиусов окружностей r_1, r_2 и расстоянием между их центрами d . В дальнейшем полагаем: $r_1 = 1, r_2 \leq r_1, d_0 = r_1 - r_2 \leq d \leq r_1 + r_2 = d'$. Бицилиндрический резонатор является основным элементом перспективной двухлучковой ускоряющей системы с разнесенными траекториями ускоряемого и ускоряющего сгустков элементарных частиц. Ее реализуемость связана с

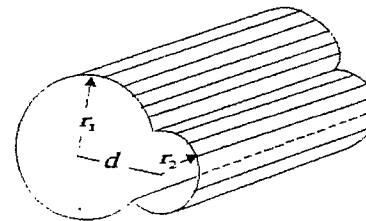


Рис.10. Бицилиндрическая структура.

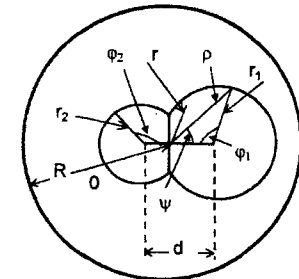


Рис.11. Поперечное сечение бицилиндрической структуры.

возможностью получения в поперечном сечении резонатора необходимых распределений полей. Исследования проводились в двух направлениях: изыскание способа расчета собственных мод бигиляндрической структуры и поиск закономерностей их формирования в зависимости от их порядкового номера и геометрии поперечного сечения.

Полная система электромагнитных собственных мод бигиляндрической структуры включает моды с равными нулю продольными магнитными (Е - моды) и электрическими (Н - моды) компонентами. Моды могут быть симметричными или антисимметричными относительно плоскости, содержащей оси цилиндров. Для каждой из четырех групп может быть получена дискретная последовательность расположенных в порядке возрастания поперечных собственных значений $k = k_n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Порядковый номер n присваивается соответствующей колебательной моде. Для Е - мод электромагнитная задача сводится к скалярной двумерной граничной задаче Дирихле для амплитуды $U(k, \vec{r})$ продольной электрической компоненты.

Решение ищется методом нулевого внешнего поля [Л.20, Л.21], обобщенным и модифицированным нами применительно к рассматриваемой задаче. Решение, подобно работам [Л.20, Л.21], ищется в виде интеграла по контуру поперечного сечения бигиляндрической структуры s .

$$U(k, \vec{r}) = \int T(s) H_0^{(1)}(k|\vec{\rho}(s) - \vec{r}|) ds, \quad (40)$$

$$T(s) = \frac{\sum_{p=p_0}^{N-p_0-1} C_p g_p(\psi)}{\{f(\psi)\}^v}, \quad f(\psi) = \rho^2(s) \cos^2 \psi, \quad (41)$$

где $p_0 = 0$, $g_p(\psi) = \cos p\psi$ для симметричных мод и $p_0 = 1$, $g_p(\psi) = \sin p\psi$ для антисимметричных мод. В (40) и (41): \vec{r} - радиус-вектор точки поперечного сечения, $H_0^{(1)}(x)$ - функция Ганкеля первого рода нулевого порядка, $T(s)$ - распределение амплитуды продольной компоненты тока на кромке, ψ - полярная координата радиуса-вектора $\vec{\rho}(s)$ точки на кромке поперечного сечения структуры, исходящего из точки пересечения двух отрезков: отрезка, соединяющего центры окружностей и отрезка, соединяющего изломы на кромке поперечного сечения (рис 11). Представление $T(s)$ в форме (41) обусловлено наличием у распределения

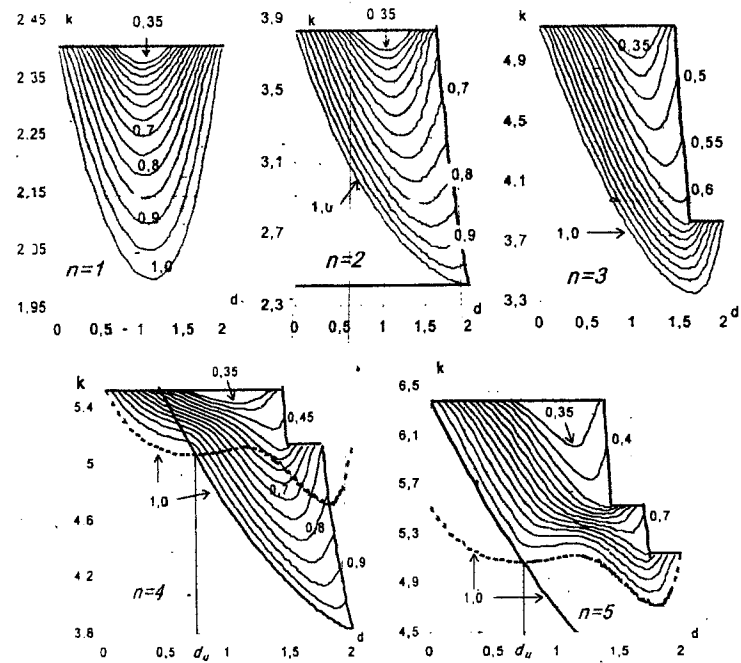


Рис.12. Зависимость поперечных собственных значений первых пяти ($n = 1, 2, 3, 4, 5$) симметричных Е - мод бигиляндрического волновода от расстояния между осями цилиндров и радиуса малого цилиндра.

тока сингулярностей на изломах кромки ($\psi = \pm \pi/2$). Оптимизация решения по параметру v производится путем минимизации функции

$$q(v) = \frac{|U(k_{nv}, \vec{\rho}_0)|}{|U(k_{nv}, \vec{r}_0)|}, \quad (42)$$

где $L(k_{nv}, \vec{r})$ - численное решение задачи для n -ной собственной моды (с собственным значением k_{nv}) при данном значении параметра v , $\vec{\rho}_0$ - точка на кромке поперечного сечения, где это решение имеет максимальное отклонение от нуля; \vec{r}_0 - точка в поперечном сечении, где то же решение имеет максимальное абсолютное значение. При численном счете (40) используется разложение Графа функций Бесселя. Параметр $q = q(v_{\min})$ (где v_{\min} - значение параметра v , при котором функция (42) минимальна) является численным критерием точности полученного решения. Достигаемые точности варьируются в зависимости от номера моды и

геометрии поперечного сечения структуры. При $N=11$ они содержатся в пределах от $q \approx 10^{-4}$ до $q \approx 10^{-2}$.

На рис.12 и 13 приведены графики, изображающие зависимость собственных значений k_n от параметра d для первых пяти симметричных и трех антисимметричных E - мод. Каждая кривая на них соответствует определенному значению радиуса малого цилиндра ($r_2 = 0.35, 0.4, 0.45, \dots, 0.9, 0.95, 1$). При исследовании зависимости собственных значений k_n от параметра d при фиксированных r_2 и l обнаруживаются некоторые закономерности. [25,26]. Их можно понять, проанализировав электродинамические состояния структуры при предельных значениях параметра d : при $d = d_0$ и $d = d'$. В первом случае бигиляндрическая структура вырождается в круговой цилиндр; во втором случае та же структура переходит в систему, состоящую из двух изолированных цилиндров. В первом случае симметричная бигиляндрическая E - мода

вырождается в моду кругового цилиндра. Ее собственное значение соответствует n -ому члену последовательности расположенных в порядке возрастания корней функций Бесселя, χ_n . Во втором случае та же мода в зависимости от значения радиуса r_2 может трансформироваться в определенную моду большого или малого цилиндра. При определенных (резонансных) значениях радиуса малого цилиндра моды с равными собственными значениями образуются в обоих цилиндрах. В этом случае $r_2 = r_{ji} = \chi_i / \chi_j$ ($j \geq i$, i, j - номера мод малого и большого цилиндров). При

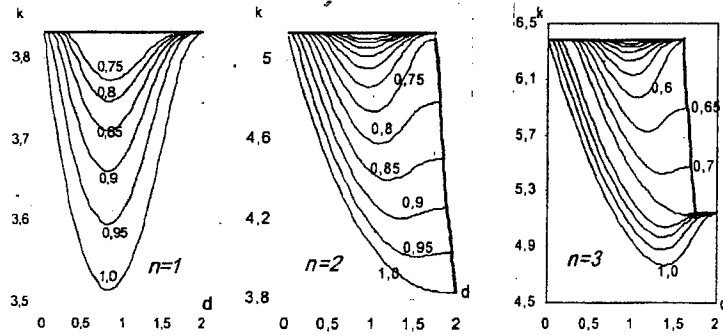


Рис.13. Зависимость поперечных собственных значений первых трех антисимметричных ($n=1,2,3$) E - мод бигиляндрического волновода от расстояния между осями цилиндров d и радиуса малого цилиндра.

анализе антисимметричных E - мод из последовательности корней функций Бесселя следует исключить корни χ_{2i} ($i=0,1,2,\dots$), соответствующие собственным значениям изотропных E - мод кругового цилиндра. При исследовании H - мод бигиляндрической структуры рассматриваются последовательности χ_n корней производных функций Бесселя. Исследование возможных предельных состояний системы приводит к последовательности значений резонансных радиусов, реализуемых при наличии n - ой моды в бигиляндрической структуре:

$$r_{n,0}, r_{n,1}, r_{n-1,1}, r_{n-1,2}, r_{n-2,2}, r_{n-2,3}, r_{n-3,3}, r_{n-3,4}, \dots, r_{n-s,1} \quad (43)$$

Для четных n $s = l = n/2$. для нечетных n $s = (n-1)/2, l = (n+1)/2, r_{n,0} = 0$.

Пересечение радиусом r_2 его резонансного значения приводит к переходу преобладающей моды кругового цилиндра из одного цилиндра в другой (рис.14).

Количество интервалов между резонансными радиусами, совпадающее с числом не равных нулю резонансных радиусов и равное номеру моды бигиляндрической структуры определяет число ее различных реализаций в зависимости от величины радиуса малого цилиндра. Для каждой из реализаций моды бигиляндрической структуры при слабой связи между цилиндрами характерно преобладание моды одного из цилиндров. При $r_2 \neq r_{j,i}$ и $d \rightarrow d'$ амплитуда моды

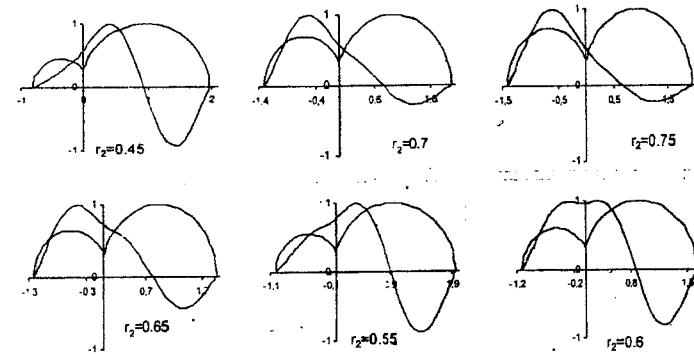


Рис.14. Распределение продольной электрической компоненты второй симметричной E - моды на оси симметрии поперечного сечения волновода при слабой связи между цилиндрами ($\Delta d = 0.14$) для различных значений радиуса малого цилиндра ($r_{2,1} = 0.62$..).

другого цилиндра затухает. Это происходит тем медленнее, чем ближе значение радиуса малого цилиндра к резонансному. Близость радиуса малого цилиндра к резонансному предопределяет моду, возникающую в другом цилиндре: ее номер соответствует второму индексу резонансного радиуса. Резонансное значение радиуса

r_1 малого цилиндра разграничивает две соседних реализации моды бицилиндрической структуры. В этом случае имеет место равноправная генерация j — той моды большого цилиндра и i — той моды малого цилиндра. При $d \rightarrow d'$ в этом случае абсолютное значение отношения максимумов мод малого и большого цилиндров стремится к определенному конечному пределу (рис.15).

Количество резонансных радиусов у симметричных и антисимметричных мод с одинаковыми порядковыми номерами совпадает. При этом имеет место несовпадение их величин (что обусловлено невозможностью реализации изотропных мод кругового цилиндра в антисимметричном случае).

Как для симметричных, так и для антисимметричных мод при $d \rightarrow d'$ возможны две взаимно противоположные ориентации мод круговых цилиндров, соответствующие двум последовательным модам бицилиндрической структуры. Нижней моде соответствует ориентация, порождающая меньшее число пересечений с плоскостью симметрии структуры (рис.15). Цилиндрические моды, составляющие

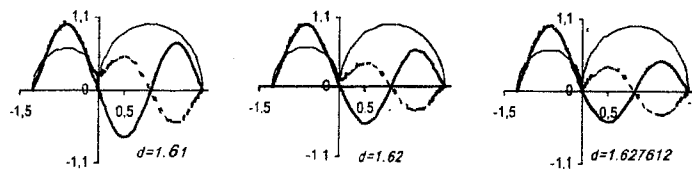


Рис.15. Распределение продольной электрической компоненты второй (пунктирная кривая) и третьей (сплошная кривая) бицилиндрической E-моды на оси симметрии поперечного сечения бицилиндрического волновода при $r_2=r_{2,1}=0.6276122375$ и $d \rightarrow r_1+r_{2,1}$.

симметричные и антисимметричные моды сдвинуты по фазе относительно друг друга.

При исследовании зависимости величины продольного собственного значения k_n от значений параметров d и r_2 обнаруживаются легко интерпретируемые закономерности, характерные для произвольных d : [25, 26]

1. Большему радиусу r_2 соответствует меньшее по величине собственное значение при фиксированных d и большой разброс собственных значений на протяжении области определения d , поскольку увеличению r_2 при фиксированных d сопутствует возрастание общего объема рассматриваемой структуры, сопровождающееся усилением связи между цилиндрами.

2. Конечный участок области определения параметра d , как правило, характеризуется возрастанием собственных значений с ростом d . Это происходит в

условиях ослабления связи между цилиндрами, когда рост d приводит к уменьшению эффективного объема системы.

3. Уменьшение собственных значений на начальном участке области определения d и их возрастание на конечном участке приводит к наличию пар

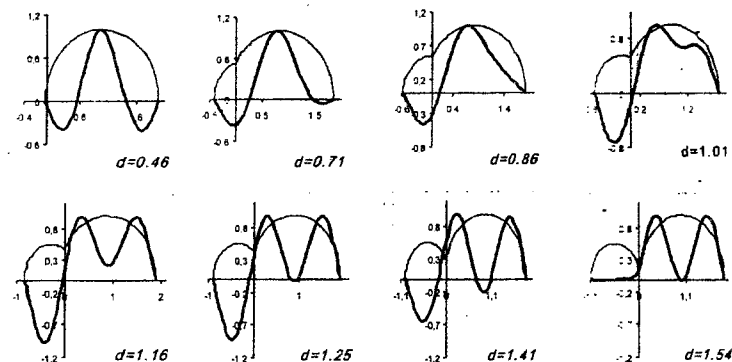


Рис.16 Трансформация четвертой симметричной E-моды ($r_2=0.55$) от $E_{0,0}$ при $d=0.46$ к $E_{2,1}$ при $d=1.54$.

значений параметра d ($d = d_1, d = d_2, d_1 < d_2$), при которых колебания при фиксированных r_2 имеют одинаковые собственные значения. При $d_2 \rightarrow d'$ колебания в целом определяются модой, близкой по своей структуре и собственному значению к одной из мод изолированного кругового цилиндра. Это обстоятельство обуславливает наличие подобного распределения поля в том же цилиндре и при $d = d_1$ (см., например, рис. 16 при $d = 1.25$ и $d = 1.54$).

4. В случае цилиндров с равными радиусами структура приобретает дополнительную плоскость симметрии, проходящую через линии стыков между двумя цилиндрами. Так, первая и третья моды симметричны, а вторая - антисимметрична относительно упомянутой плоскости на всем протяжении области, определения параметра d . Сложнее поведение четвертой моды: при $d < d_u \approx 0.735$ она симметрична относительно упомянутой плоскости, а при $d > d_u$ - антисимметрична (рис.12. $n=4$). Для пятой моды имеет место противоположное: при $r_1=r_2$ для $d < d_u$ колебания антисимметричны, для $d > d_u$ - симметричны (рис.12. $n=5$). В связи с этим при r_2 , близких к r_1 , кривые, описывающие собственные значения четвертой моды,

приближают точку перегиба, при прохождении через которую колебания плавно переходят от квазисимметричных к квазиантисимметричным (рис.17)

5. Каждой симметричной моде с порядковым номером j соответствует

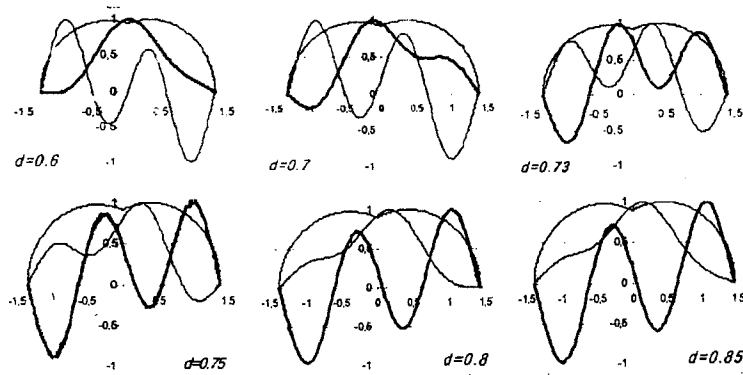


Рис.17. Трансформация четвертой (темная кривая) и пятой (светлая кривая) симметричных E- мод в случае квазиравных радиусов цилиндров ($r_2=0.98$) при изменении параметра d в окрестности $d=d_0$.

симметричная мода с номером i ($j < i$), для которых верхние границы диапазонов собственных значений совпадают и равны χ_i . Их минимальные не равные нулю резонансные радиусы равны соответственно χ_{0i}/χ_j и χ_{1i}/χ_j . Диапазон изменений собственных значений антисимметричной моды при малых размерах радиуса малого цилиндра имеет меньший разброс, чем диапазон изменений собственных значений соответствующей симметричной моды. Это может быть объяснено меньшим числом резонансных радиусов у антисимметричной моды и меньшим искажением структур круговых цилиндрических мод в антисимметричном случае.

В зависимости от величины радиуса малого цилиндра бицилиндрическая мода может иметь различные реализации. Колебание, соответствующее одной из таких реализаций, при изменении параметра d от $d=d_0$ до $d=d'$ постепенно трансформируется (см. рис. 16) от n -ой моды большого цилиндра (при $d=d_0$) до соответствующей моды большого или малого цилиндров (при $d=d'$) и может быть идентифицировано с помощью последовательной записи символов соответствующих мод при $d=d_0$ и $d=d'$. В последнем случае следует упомянуть, в каком именно из цилиндров генерируется колебание. Для большого цилиндра предлагается использовать символ В (Big), для малого - S (Small).

На основе предложенной идентификации может быть составлена структурная схема моды. Структурная схема третьей симметричной E- моды представлена на рис. 18.

Изложенные соображения позволяют предсказывать конфигурацию

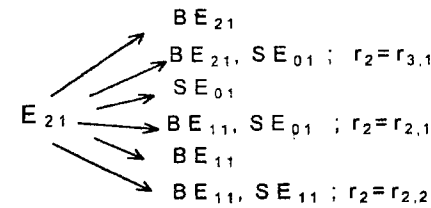


Рис.18 Структурная схема третьей симметричной E- моды

распределения поля произвольной бицилиндрической моды в поперечном сечении структуры и величину ее собственного значения для заданных геометрических параметров поперечного сечения структуры при слабой связи между цилиндрами и выбирать оптимальные геометрические параметры структуры, при которых генерируется мода с необходимым распределением поля в поперечном сечении структуры.

Основные результаты настоящей главы опубликованы в работах [25,26], а также в квартальных и годовом отчете по теме МНТЦ А-087.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Найдены условия адекватного воспроизведения временным профилем вспышки оптического переходного излучения сгустка заряженных частиц на идеально плоской границе раздела вакуум - идеальный проводник низкочастотной огибающей продольной функции распределения заряда в сгустке, отображающей макроструктуру сгустка.
2. Разработанная методика расчета переходного излучения на идеально-проводящей границе раздела с шероховатостями позволяет получить поле ПИ как отдельной частицы, так и сгустка при известной функции распределения шероховатостей. Исследование поведения поля ПИ во времени позволило получить условия неискаженного воспроизведения поведения во времени поля ОПИ отдельной частицы и сгустка при наличии шероховатостей. При условии некогерентности регистрируемого в узкой полосе частот оптического спектра черенковского

излучения показана адекватность его временного профиля продольной функции распределения зарядов в сгустке.

3. Найдены условия, при которых возможно получение информации о структуре сгустка при регистрации интегральной характеристики его переходного излучения - функции почернения пленки, экспонируемой в течении всего времени прохождения сгустка через границу раздела.

4. Разработан алгоритм восстановления рассеивающих свойств объекта по данным ближнезонных измерений тангенциальных составляющих электрической компоненты его поля рассеяния. Местонахождение и излучающие свойства реконструируемых источника подсветки и координаты точки наблюдения - произвольны

5. Схема проведения измерений и алгоритм обработки их результатов позволяет исключать непосредственное воздействие излучателя и иных паразитных источников излучения на измерительный зонд.

6. Без дополнительных измерений производится исключение искажений, возникающих вследствие воздействия диаграммы измерительного зонда: при известной диаграмме измерительного зонда восстанавливается истинное значение поля, измеренного элементарным электрическим диполем. При произвольной реальной диаграмме излучателя без дополнительных измерений восстанавливается картина поля рассеяния объекта, порождаемая элементарным электрическим диполем.

7. Разработана принципиальная схема измерительной установки для измерений на сферических поверхностях сканирования.

8. Разработан алгоритм восстановления рассеивающих свойств двух взаимодействующих объектов по данным ближнезонных измерений полей рассеяния каждого из них в отдельности.

9. В приближении ГТД получено равномерное на каустике и на границе света и тени первичного поля решение для поля излучения из открытого конца круглого волновода с фланцем в скалярном и электромагнитном случаях. Для случая волновода без фланцев установлено соответствие полученного решения с точным решением вплоть до второго члена разложения его неравномерной асимптотики

10. Развита перенормировочная теория, позволяющая получить равномерные асимптотические решения для уравнения Гельмгольца или уравнений Максвелла, правильно описывающие поля на геометрических каустиках и совпадающие с геометрической или дифракционной картиной полей вдали от каустики.

11. Разработан алгоритм численного расчета симметричных и антисимметричных (относительно оси симметрии поперечного сечения билиндрической структуры)

билиндрических E-мод. Алгоритм основан на методе внешнего нулевого поля. Исходная форма поиска решения содержит оптимизационные параметры, подбором которых обеспечивается наилучшее удовлетворение решения граничным условиям. Разработанная теория билиндрических мод и предложенная система их классификации подтверждает результаты численных расчетов.

Таким образом, в диссертационной работе разработаны основы новых направлений в области развития теории и создания алгоритмов решения широкого класса граничных задач электродинамики, соответствующих специальности "теоретическая физика" (01.04.02).

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- 1 Gazazian E.D., Ivanian M.I., Laziev E.M. "Relationship between a bunch charge distribution and the time profile of a transition radiation flash.", Preprint LBL - 35264(94/01, rec. Jul.), 1994, 23 p.
- 2 Gazazian E.D., Ivanian M.I., Laziev E.M. et al. "Construction of a setup for determination of longitudinal profile and duration of ultrashort electron bunches.", Preprint LBL - 35265(94/01, rec. Jul.), 1994, 11 p.
- 3 E.D.Gazazian, M.I.Ivanian, E.M.Laziev, et. al. R & D to Complete Construction of a Setup for Determination of the Longitudinal Profile and Duration of Ultrashort Bunches. Report LBL-36844 (95/03) 44p.
- 4 Gazazian E.D., Ivanian M.I., Laziev E.M. et al. "Setup for determination of the longitudinal profile and duration of ultrashort electron bunch.", 17 -th Linac Conference, Tsukuba, Japan, 1994, v.2, p. 869 - 871.
- 5 Gazazian E.D., Ivanian M.I., Laziev E.M. "Photometry method to determination charged particle longitudinal distribution function in the bunch.", EPAC - 94, London, v.2, p. 1711 - 1713, 1994.
- 6 Геруни П.М., Иванян М.И. "Определение ЭПР шара по измерениям в ближней зоне.", в кн.: "Антенные измерения.", Тез. Докл. III Всес. Конф. "Метрологическое обеспечение антенных измерений" (ВКАИ - 3), Ереван, ВНИИРИ, 1984, с. 219 - 221.
- 7 Геруни П.М., Иванян М.И. "Определение эффективных площадей рассеяния объектов по измерениям поля в ближней зоне.", ДАН СССР, 1987, т. 292, #4, с. 849 - 853.
- 8 Геруни П.М., Иванян М.И. "Определение эффективной площади рассеяния объектов с помощью планарных измерений в зоне раскрыва", в кн.: "Антенные измерения.", Тез. Докл. IV Всес. Конф. "Метрологическое обеспечение антенных измерений" (ВКАИ - 4), Ереван, ВНИИРИ, 1987, с. 398 - 400.
- 9 Herouni P.M., Ivanian M.I. "Determination of the scattering properties of the radar objects by near field measurements.", Proc. Of the III International Conf. "Antennas, Radiocommunication Systems and Means" (ICARSM-97), Voronezh-Msaya-97, 1997, v.3, p 50 - 56.
- 10 Газазян Э.Д., Иванян М.И. "К теории измерений характеристик антенн методом сферических гармоник.", Изв. ВУЗ-ов, Радиофизика, т. 30, #10, с.1221 - 1225, 1982.
- 11 Иванян М.И. "К проблеме электромагнитного взаимодействия объектов.", в кн.: Тез. Докл. НТК "Совр. проблемы радиозлектроники.", М, МЭИ, 1988, с. 239 - 240.
- 12 Иванян М.И. "Асимптотика геометрической теории дифракции и метод фокального разложения в теории излучения из открытого конца круглого волновода с фланцем.", Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1980, т. 15, #6, с. 444 - 447.

13. Иванян М.И. "Асимптотика ГТД и метод фокального разложения в теории излучения из открытого конца круглого волновода с фланцем.", в кн.: "Волны и дифракция." Тез. Докл. VIII Всес. Конф. по дифракции и распространению радиоволн, Львов, 1981, т. 2, с. 243 - 246.

14. Иванян М.И. "Излучение из открытого конца круглого волновода с коническим фланцем в приближении геометрической теории дифракции. Скалярная задача.", Радиотехника и электроника, т. 27, #4, 1982, с. 665 - 676.

15. Иванян М.И. "Излучение электромагнитного поля из открытого конца круглого волновода с коническим фланцем в приближении геометрической теории дифракции.", радиотехника и электроника, т. 27, #4, 1982, с. 677 - 684.

16. Газазян Э.Д., Иванян М.И., Лазиев Э.М. "К теории переходного излучения на идеально - проводящей границе раздела с шероховатостями.", Изв. НАН Армении, Физика, 1996, т. 31, #6, с. 235 - 246.

17. Газазян Э.Д., Иванян М.И. "Равномерные коротковолновые асимптотические решения уравнений Гельмгольца и Максвелла.", Радиотехника и электроника, т. 39, #5, 1984, с. 830 - 835.

18. Газазян Э.Д., Иванян М.И. "Асимптотическое разделение переменных в уравнениях Максвелла для неоднородной среды.", в кн.: "Теория дифракции и распространения волн." Тез. Докл. VI Всес. Конф., Ростов-на-Дону, 1977, т. 2, с. 78 - 81.

19. Газазян Э.Д., Иванян М.И. "Коротковолновая асимптотика электромагнитного поля замкнутого эллипсоида.", Радиотехника и электроника, 1976, т. 21, #10, с. 2052 - 2061.

20. Газазян Э.Д., Иванян М.И., Тер-Погосян А.Д. "Асимптотическая теория сферических резонаторов." Препринт ЕФИ 897(48)-86, Ереван, 1986, 9с.

21. Газазян Э.Д., Иванян М.И., Тер-Погосян А.Д. "О собственных электромагнитных колебаниях в тороидальных резонаторах.", Препринт ЕФИ 887(38)-86, Ереван, 1986, 9с.

22. Газазян Э.Д., Иванян М.И., Тер-Погосян А.Д. "Скалярные и векторные тороидальные колебания в приближении больших торов.", Изв. НАН Армении, т. 29, #4, 1994, с. 141 - 151.

23. Газазян Э.Д., Иванян М.И. "Коротковолновая асимптотика полей в замкнутой сферической области с неоднородным заполнением", Изв. АН Арм. ССР, Физика, т. 11, #4, 1976, с. 259-267.

24. Газазян Э.Д., Иванян М.И., Тер-Погосян А.Д. "Равномерная коротковолновая асимптотика собственных электромагнитных колебаний с аксиальной симметрией в заполнении", Препринт ЕФИ 886(37)-86, Ереван, 1986, 8 с.

25. Иванян М.И. "Собственные моды бицилиндрического волновода." Поступила в редакцию журнала "Радиотехника и электроника" 17.10.97. Подписана к печати.

26. Ivanian M.I. "Bicylindrical Modes." IEEE Trans. MTT (sent to print).

Список цитируемой литературы:

A.1 Ogawa Y, Chai Y, Suwada et al, "Beam Utiliting TR.", KEK-preprint, 93-97, June 1993.

A.2 Геруни П.М. "К вопросу об измерениях ЭПР объектов и их метрологическом обеспечении.", в кн.: "Антенные измерения", Тез. докл. III Всес. конф. "Метрологическое обеспечение антенных измерений", (ВКАИ-3), ВНИИРИ, Ереван, 1984, с.28-29.

A.3 Геруни П.М. "Способ измерения характеристик рассеивающих объектов", Заявка на авторское свидетельство от 21.03.84 N316052/09 и от 24.04.88 N40816753/09 (064718).

A.4 Геруни П.М. в кн.: "Метрология в радиоэлектронике.", М., 1970, т.1, с.82.

A.5 Геруни П.М. "Автоматические измерения характеристик антенн.", Ереван, ВНИИРИ, 1983.

A.6 Стреттон Дж.А. "Теория электромагнетизма.", М., ОГИЗ-Гостехиздат, 1948, 540с

A.7 B Keller, Geometrical Theory of Diffraction, J. Opt. Soc. of America, 52, No 2, pp. 116-130, 1962.

A.8 Зоммерфельд А., "Оптика.", М., ИЛ., 1953, 486с.

A.9 Газазян Э.Д., Кинбер Б.Е. Асимптотика осесимметричных пучков электромагнитных волн, Изв. вузов, Радиофизика, т.14, No 8, с.1219-1223, 1971.

A.10 Токатлы В.И., Кинбер Б.Е., "Коротковолновая асимптотика осесимметричных волновых пучков.", Радиофизика, 1971, т.14, N5, с.761-767.

A.11 Вайнштейн Л.А., "Теория дифракции и метод факторизации", М., "Сов. радио", 1966, 432с.

A.12 Vee H.Y, Felsen L.B., Keller J.B., "Ray theory of reflection from the open end of waveguide.", SIAM J.Appl. Math., 1968, v. 16, N2, p.268-300.

A.13 Бурма-Дж. "Геометрооптический метод решения задачи об отражении волн из открытого конца плоского волновода, ТЕ-волна", ТИИЭР, т.62, N11, 1974, с.71-79.

A.14 Боровиков В.А. "Дифракция на открытом конце волновода и смежные задачи", IV Всесоюзная школа-семинар по дифракции и распространению волн. Рязань, Изд-во Рязанского радиотехнического института, 1975б 60с.

A.15 Боровиков В.А., Кинбер Б.Е., "Геометрическая теория дифракции.", М., "Связь", 1978, 248с.

A.16 Тер-Микаэлян М.А., Багиян Р.А. ДАН Арм ССР, 55, 32, (1972)

A.17 Багиян Р.А. Письма в ЖТФ, 2, 1025 (1976)

A.18 Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, "Наука", Москва, 1972.

A.19 R.H.T. Bates, "The Theory of the Point-Matching Method for Perfectly Conducting Waveguides and Transmission Lines," IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-17, #6, pp. 294-301, June 1969.

A.20 F.L. Ng and R.H.T. Bates, "Null-Field Method for Waveguides of Arbitrary Cross Section," IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-20, #10, pp. 658-662, Oct. 1972.

Միջայել Իվանի Իվանյան

ՃԱՆՈՒՅԱԾՅՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՒԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ՊՐԻՄՏԵՐԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ:

ամփոփագիր

Ատենախոսության մեջ դիտարկված են էլեկտրադինամիկական արտաքին և ներքին խնդիրները: Քննարկվում են կարծախիցային մոտարկման լուծումների ստացման հիմնախնդիրները, թվային հաշվարկային եղանակները, չափումների տվյալների հիման վրա դաշտերի վերականգնման հիմնախնդիրները և ստացված են հետևյալ հիմնական արդյունքները:

Ստացված են թանձրուկում լիցքերի բաշխվածության և նրա անցումային և չերենկոկյան ճառագայթման ինտենսիվության ժամանակային կախվածության համապատասխանության պայմանները ներ օպտիկական համախալային տիրույթում չափման դեպքում: Դիտարկված են՝ գծային թանձրուկը, թանձրուկը վերջավոր լայնական չափսերով; թանձրուկի ուղղահայաց և թեք մուտքը հարթ իղեալական հաղորդիչ բաժանման սահմանի և անհարթ սահմանի դեպքերը: Մշակված է անցումային ճառագայթման հաշվարկի եղանակը անհարթ իղեալական հաղորդիչ սահմանի դեպքում (կամայական ձևի անհարթությունների համար) միավոր լիցքի և թանձրուկի համար:

Մշակված է ալգորիթմ, որի միջոցով վերականգնվում է մարմնի ցրման բնութագրերի իրականար պատկերը չափման արդյունքների հիման վրա: Չափումները կատարվում են մարմինը պարփակող մակերևույթի վրա չափող զոնդի տեղափոխությունների միջոցով: Ճառագայթիչը նույնպես տեղաշարժվում է (անկախ չափողից) մարմինը պարփակող այլ մակերևույթի վրայով: Երկու մակերևույթներն էլ գտնվում են փորձարկվող մարմնի մերձավոր

զոտում Չափումների եղանակը և չափման արդյունքները մշակման ալգորիթմը նախատեսում է ճառագայթի դաշտի (ինչպես նաև այլ արտաքին խանգարող ազդանշանների) չափիչի վրա անմիջական ազդեցության բացասումը: Մշակված են լրացուցիչ չափումներ չափահանող ճառագայթի և Իսպող զոնդի դիագրամների ազդեցությունը հաշվի առնող ալգորիթմներ:

Դիֆրակցիայի երկրաչափական տեսության մոտարկմամբ ստացված է լույսի ու սովերի սահմանի և դիֆրակցիոն ճառագայթների կառուստիկի վրա կցորդներով կլոր ալիքատարի բացվածքից ճառագայթման դաշտի, հավասարաչափ կարծալիքային մոտարկումը: Մոտարկումը ստացված է (սկայար կամ էլեկտրամագնիսական) ալիքատարի բացվածքի մի քանակ կամայական ալիքատարային միջի համար: Առանց կցորդների կիսաանվերջ ալիքատարի դեպքի համար հաստատված է ստացված լուծման համընկումը ճշգրիտ լուծման հետ:

Մշակված է կառուստիկ մակերևույթների վրա հավասարաչափ և կառուստիկներից դուրս երկրաչափական օպտիկայի լուծումների հետ համընկնող Գելմհոլցի և Մաքսվելի հավասարումների կարծալիքային լուծումների ստացման տեսությունը: Մշակված է այդ տեսության կիրառման եղանակը ներքին էլեկտրադինամիկական խնդիրների համար: Բերված են օրինակներ:

Դիտարկված են կանոնավոր բիցիլինդրական (երկու անհավասար շառավիղներ ունեցող և մասնակիորեն վերադրվող շրջանների տեսքի լայնական կտրվածք ունեցող) ստրուկտուրներ: Մշակված է թվային հաշվարկային եղանակ սիմետրիկ և անսիմետրիկ բիցիլինդրական E-մոդերի և նրանց սեփական աիծեքների հաշվարկի համար: Բացահայտված են հիշյալ մոդերի առաջացման օրինաչափությունները: Առաջարկված է բիցիլինդրական մոդերի դասակարգման եղանակը: Բերված է բիցիլինդրական մոդերի շարքի միջոցով հաշվարկված բիցիլինդրական ռեզոնատորի պատերի վրա թանձրուկի անցումային ճառագայթման հաշվարկի արդյունքները:

Տպագրված է ՀՀ ԲՈՀ-ի պատվերով

Հանձնված է տպագրության 08.11.98 թ: Պատվեր 242: Տպաքանակ 70:

Տպագրված է «Դավիթ» կոոպերատիվի տպարանում:
Սրբան, Տերյան 72: