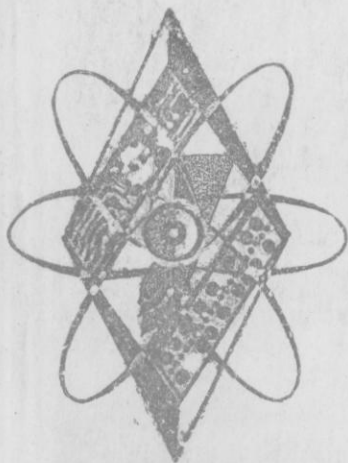


ПЗ27330

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ

ISSN 0453-8048

К-14038



ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 405

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

ХАРЬКОВ 1998

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ

ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 405

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

ОСНОВАН В 1971 г.

ХАРЬКОВ ХГУ 1998

Охвачен широкий спектр проблем современной радиофизики и электроники сверхвысоких частот, в частности, исследование, моделирование и прогнозирование процессов в ионосфере и ближнем космосе; излучение стационарных электромагнитных полей и нестационарных сигналов открытыми волноводами и щелевыми антенными системами. Обсуждаются проблемы радиолокации и классической теории дифракции радиоволн. Затронуты проблемы создания резонансных генераторов электромагнитных колебаний в миллиметровом диапазоне длин волн. Рассмотрены разнообразные применения электромагнитных излучений при взаимодействии с квазипериодическими слоистыми структурами, плазмой, нелинейными средами, биологическими объектами и др.

Для научных работников и специалистов.

Охоплюється широкий спектр проблем сучасної радіофізики і електроніки надвисоких частот, зокрема, дослідження, моделювання та прогнозування процесів в іоносфері та ближньому космосі; випромінювання стаціонарних електромагнітних полів і нестаціонарних сигналів відкритими хвильоводами та щілинними антенними системами. Обговорюються проблеми радіологації, класичної теорії дифракції та створення резонансних генераторів електромагнітних коливань у міліметровому діапазоні довжин хвиль. Розглядаються різні аспекти використання електромагнітного випромінювання при взаємодії з квазіперіодичними шаруватими структурами, плазмою, нелінійними середовищами, біологічними об'єктами тощо.

Для науковців і спеціалістів.

Редакционная коллегия: В. А. Свич (отв. ред.), О. А. Третьяков (зам. отв. ред.), В. Б. Казанский (отв. секр.), Н. Н. Горобец, С. Ф. Дюбо, В. Я. Малеев, Э. Д. Прохоров, Л. Ф. Черногор, А. А. Шматько.

Печатается по решению ученого совета радиофизического факультета.

Адрес редакционной коллегии: 310077 Харьков, пл. Свободы, 4, Харьковский государственный университет, радиофизический факультет, тел. 45-75-51.

Сборник научных трудов

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 405

Радиофизика и электроника

Подп. к печ. 26.05.98. Формат 60x84/16. Бумага офсетная.

Печать офсетная. Усл. печ. л. 10,46. Усл. кр.-отт. 10,9.

Тираж 300 экз. Зак. № 8-299. Цена договорная. 3-60

ХГУ. 310077 Харьков, пл. Свободы, 4.

Издательский центр ХГУ.

ЗАО Полиграфическая фирма "Принтал".

310093 Харьков, ул. Полтавский Шлях, 117.

УМЕНЬШЕНИЕ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ ПЛОСКИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Н.Н.ГОРОБЕЦ, Ю.Н.ГОРОБЕЦ, В.И.КИЙКО

При создании антенных систем имеет место противоречие между требованием обеспечить максимальный коэффициент использования площади и минимальную ширину главного лепестка диаграммы направленности (ДН), что позволяет реализовать высокое пространственное разрешение радиоэлектронной системы, и необходимостью обеспечить минимальный уровень боковых лепестков (УБЛ) ДН и минимум коэффициента рассеяния антенны. Последнее требование, возникающее из необходимости улучшить помехозащищенность РЭС и решить задачи межсистемной электромагнитной совместимости РЭС различного функционального назначения, в настоящее время приобретает все большее значение. Особенно важно обеспечение низкого УБЛ в аэрокосмических системах дистанционного зондирования поверхности и атмосферы Земли. Важными являются также вопросы уменьшения бокового и заднего излучения антенн для решения экологических проблем, связанных с биологическим воздействием излучения РЭС на окружающую среду. Целью настоящей статьи является исследование возможности уменьшения УБЛ плоских волноводно-щелевых антенных решеток при контроле ширины главного лепестка ДН.

Из теории антенн хорошо известно [1], что в общем случае УБЛ можно уменьшить путем использования спадающего к краям антенны амплитудного распределения источников поля в её излучающем раскрыве. Известно также, что боковые лепестки уменьшаются, если раскрыв имеет не квадратную (прямоугольную), а круглую, ромбическую или многоугольную форму. При этом должны быть исключены фазовые ошибки в распределении источников поля в раскрыве антенны как регулярного, так и случайного характера.

Отметим, что с точки зрения физики явлений при формировании ДН антенны уменьшение УБЛ изменением формы раскрыва эквивалентно использованию спадающего амплитудного распределения источников. Действительно, в любой плоскости наблюдения излучение апертурной антенны эквивалентно излучению линейной антенны с эффективным амплитудным распределением, которое определяется проекцией амплитудного распределения источников поля во всем раскрыве на линию, лежащую в

Центральна наукова бібліотека

ХНУ ім. В.Н.Каразіна

Інв. №

17-324330

плоскости наблюдения и проходящую через середину раскрыва. Например, если в синфазном раскрыве квадратной формы амплитудное распределение постоянно, то в плоскости наблюдения $\varphi=45^\circ$, т. е. в плоскости диагонали квадрата, амплитудное распределение имеет треугольную форму, что и приводит к значительному уменьшению УБЛ в диагональных плоскостях наблюдения.

ДН антенной решетки в самом общем случае определяется произведением ДН излучателя - элемента решетки на комплексный множитель, равный

$$\hat{f}_c(\theta, \varphi) = 20 \lg \left| \sum_{n=1}^N A_n e^{i\psi_n} e^{ik\vec{r}_n \cdot \vec{r}_p^0} \right|, \quad (1)$$

где A_n, ψ_n - амплитудное и фазовое распределение источников; N - число излучателей в решетке; $k=2\pi/\lambda$ - волновое число; $\vec{r}_n$ - радиус-вектор фазового центра n -го излучателя; $\vec{r}_p^0$ - орт направления на точку наблюдения. Выражение (1) вычисляется в явном виде лишь в некоторых простейших случаях (постоянное и синусоидальное амплитудное распределение в синфазной решетке). Поэтому для общности в алгоритме компьютерного расчета ДН решетки в соответствии с (1) амплитудное и фазовое распределение источников задается произвольно и на положение излучателей в решетке и расстояния между ними не накладывается никаких ограничений. Следует, однако, иметь в виду, что при этих предположениях необходимо задавать длину антенны или число излучателей в ней, что не позволяет анализировать ДН в обобщенных угловых координатах [1].

Далее будем рассматривать для конкретности эквидистантные волноводно-щелевые антенные решетки. Амплитудное распределение источников вдоль линейки будем принимать либо синусоидальным в виде

$$A_m = A_0 + (1 - A_0) \sin \left(\frac{N_1 - 2|m|}{2(N_1 - 2)} \pi \right), \quad (2)$$

либо экспоненциальным

$$A_m = e^{-\alpha(|m|-1)}, \quad (3)$$

где A_0 - pedestal амплитудного распределения; $\alpha = \ln A_0 / ((N_1/2) - 1)$; $m = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N_1/2$ - номер щели, начиная со середины линейки; N_1 - число щелей в линейке.

Амплитудное распределение в решетке в продольном направлении (вдоль линейки) и поперечном направлении принимаем одним и тем же. Во всех случаях фазовое распределение считаем постоянным.

В расчетах рассматривалась зависимость максимального УБЛ и ширины главного лепестка ДН по уровню -3 дБ в двух плоскостях наблюдения: в плоскости $\varphi=0$, и в плоскости диагонали квадратной решетки при $\varphi=45^\circ$. Поскольку для общности решения задачи рассматриваем только множитель антенной решетки и не учитываем направленные свойства одиночного излучающего элемента, то в плоскости $\varphi=90^\circ$ ДН будут мало отличаться от ДН в плоскости $\varphi=0$. Поэтому ограничимся рассмотрением ДН в плоскости $\varphi=0$.

Рассмотрим характеристики прямоугольной антенной решетки при постоянном амплитудном распределении, а также с различными видами спадающего к краям амплитудного распределения. Для примера приведем результаты анализа волноводно-щелевой решетки, содержащей 960 щелей и состоящей из 32 волноводно-щелевых линеек, в каждой из которых в шахматном порядке прорезано 30 продольных щелей (рис. 1).

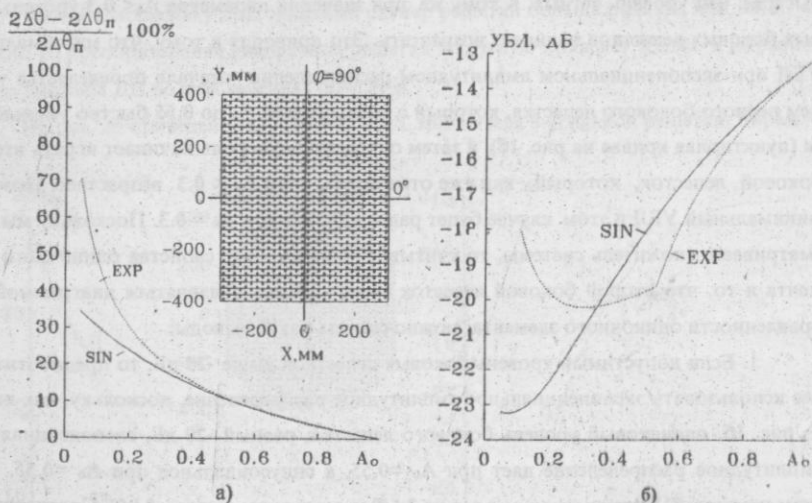


Рис. 1. Зависимость ширины ДН и УБЛ от уровня облучения края решетки

Координаты щелей в решетке выбраны из условия обеспечения максимума излучения в направлении нормали к решетке на длине волны λ . На практике для получения различного вида спадающего к краям амплитудного распределения в решетке используют смещение щелей от оси волновода по требуемому закону. Для общности рассматриваемой задачи в расчетах предполагалось, что смещение всех щелей от оси волновода постоянное и равное $\pm 0.195\lambda$. Расстояние между соседними щелями вдоль линейки со-

составляет 0.696λ, а между осевыми линиями соседних волноводов - 0.781λ. При постоянном амплитудном распределении такая антенна имеет наименьшую ширину ДН, равную $2\Delta\theta_{\text{п}}=2.34^\circ$ в Н-плоскости наблюдения ($\varphi=0$) и УБЛ, равный -13.2 дБ. Используя в ней спадающее по синусоидальному закону (2) амплитудное распределение можно получить минимальный УБЛ, равный -23.2 дБ при величине пьедестала $A_0 = 0.1$ (сплошная кривая на рис. 1б). При этом ширина ДН увеличивается на 30% (сплошная кривая на рис. 1а). Анализ зависимости уровней всех боковых лепестков от параметра A_0 показывает, что при синусоидальном амплитудном распределении наибольший уровень имеет первый боковой лепесток и все боковые лепестки с уменьшением A_0 монотонно убывают. Иная картина наблюдается при экспоненциальном амплитудном распределении (3). Здесь с уменьшением A_0 скорость убывания четных и нечетных боковых лепестков отличается. Уровень нечетных боковых лепестков уменьшается заметно быстрее, чем уровень четных. К тому же при значении параметра $A_0 < 0.3$ уровень четных боковых лепестков начинает возрастать. Это приводит к тому, что максимальный УБЛ при экспоненциальном амплитудном распределении сначала определяется уровнем первого бокового лепестка, который с уменьшением A_0 до 0.55 быстро уменьшается (пунктирная кривая на рис. 1б), а затем определяющую роль начинает играть второй боковой лепесток, который, как уже отмечалось, при $A_0 < 0.3$ возрастает. Поэтому минимальный УБЛ в этом случае будет равен -20.3 дБ при $A_0 = 0.3$. Поскольку мы рассматриваем множитель системы, то учитывая направленные свойства одиночного элемента и то, что второй боковой лепесток будет сильнее подавляться диаграммой направленности одиночного элемента, можно сделать такие выводы:

1. Если допустимый уровень боковых лепестков выше -20 дБ, то предпочтительнее использовать экспоненциальное амплитудное распределение, поскольку, как видно из рис. 1б, одинаковый уровень бокового лепестка, равный -20 дБ, экспоненциальное амплитудное распределение дает при $A_0 = 0.55$, а синусоидальное при $A_0 = 0.35$. При этом ширина ДН в первом случае равна 2.65° , а во втором случае - 2.85° . Соответственно в первом случае КИП и КУ антенны будут выше, чем во втором.

2. Если требуемый УБЛ должен быть ниже -20 дБ, тогда следует использовать синусоидальное амплитудное распределение.

3. В случае экспоненциального амплитудного распределения возрастание второго бокового лепестка можно компенсировать за счет неэквидистантного расположения излучателей в решетке, в частности, путем введения небольшого зазора между щелями в центре решетки [2].

Зависимость УБЛ от A_0 в плоскости $\varphi=45^\circ$ имеет такой же вид, как и в плоскости $\varphi=0$, но их значения будут меньше на величину от 16 до 25 дБ.

В рассмотренном выше случае спадающее к краям амплитудное распределение получается за счет уменьшения амплитуды полей одиночных излучателей по мере их приближения к краю решетки. Однако возможны и другие способы получения спадающего к краям амплитудного распределения. Одним из таких способов является уменьшение количества одиночных излучателей по мере приближения к краю решетки при сохранении постоянной амплитуды полей на всех щелях. Практически это можно реализовать исключая излучатели на краях квадратной антенной решетки и получая тем самым 8-угольную, а в пределе и ромбическую апертуру. Частным случаем этого варианта будет скругление 8-угольной апертуры до получения круглой апертуры.

Очевидно, что в таком варианте апертуры будет уменьшаться линейный размер решетки в диагональном сечении, что приведет к увеличению ширины ДН в плоскости $\varphi=45^\circ$. Однако, поскольку диагональный размер решетки больше размера каждой из ее сторон, то преобразование квадратной решетки в круглую приведет только к выравниванию ширины ДН во всех сечениях по углу φ .

На рис. 26 приведена зависимость УБЛ множителя 8-угольной решетки, образо-

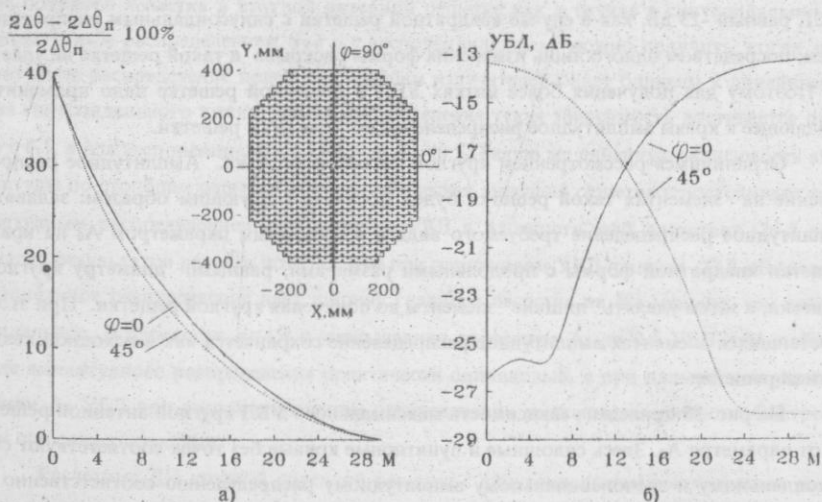


Рис. 2. Зависимость ширины ДН и УБЛ 8-угольной решетки от величины среза углованной из описанной выше квадратной, в плоскостях $\varphi=0$ (сплошная кривая) и 45° (пунктирная кривая) при постоянном амплитудном распределении на всех элементах

решетки от величины среза углов решетки (здесь M - число оставшихся излучателей на краю решетки). Видно, что при усечении краев решетки характер изменения УБЛ в плоскости $\varphi=0$ и $\varphi=45^\circ$ будет противоположным. В плоскости $\varphi=0$ с усечением решетки УБЛ уменьшается, достигая минимального значения -26 дБ. В плоскости $\varphi=45^\circ$ с усечением решетки УБЛ возрастает от -28 дБ до -13.2 дБ. В этом случае для 8-угольной антенной решетки симметричная по уровню боковых лепестков ДН будет при количестве излучателей на краю решетки, равным 12... 14. При этом УБЛ составляет -17.3 дБ а ширина ДН в зависимости от угла φ увеличивается в пределах 9...12% от значений для квадратной решетки. Число излучающих элементов в такой решетке уменьшается на 15% по сравнению с квадратной решеткой.

Круглая решетка с постоянным амплитудным распределением на всех щелях имеет УБЛ, равный -17.8 дБ и практически одинаковую ширину ДН во всех плоскостях наблюдения, равную 2.8° . Число излучателей в круглой решетке уменьшается на 40% по сравнению с прямоугольной.

Таким образом видим, что изменение формы раскрыва квадратной антенной решетки до круглой при постоянной амплитуде полей на всех щелях приводит к формированию несимметричной ДН. Однако получить максимально достижимый минимум УБЛ, равный -23 дБ, как в случае квадратной решетки с синусоидальным распределением, посредством одного лишь изменения формы раскрыва в такой решетке не удается. Поэтому для получения более низких УБЛ в усеченной решетке надо применить спадающее к краям амплитудное распределение по элементам решетки.

Ограничимся рассмотрением круглой антенной решетки. Амплитудное распределение на элементах такой решетки будем получать следующим образом: задавать амплитудное распределение требуемого вида и с требуемым параметром A_0 на краю решетки квадратной формы с продольными размерами, равными диаметру круглой решетки, а затем удалять "лишние" элементы до получения круглой решетки. При этом в оставшихся элементах амплитудное распределение сохраняется как в исходной квадратной решетке.

На рис. 36 приведена зависимость максимального УБЛ круглой антенной решетки от параметра A_0 . Здесь сплошные и пунктирные кривые без точек соответствуют синусоидальному и экспоненциальному амплитудному распределению соответственно в плоскости $\varphi=0$, а с точками - в плоскости $\varphi=45^\circ$.

Анализ зависимости между амплитудным распределением поля по столбцам излучателей в решетке и уровнем боковых лепестков показал, что максимальное подавление

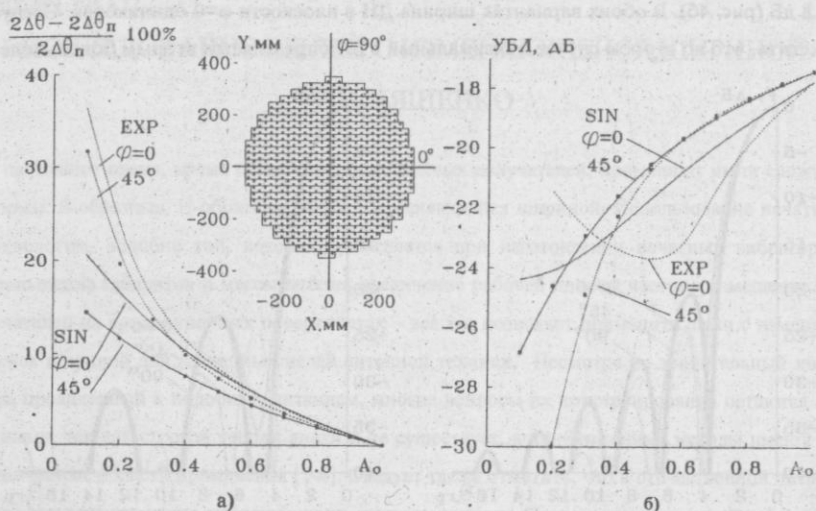


Рис. 3. Зависимость ширины ДН и УБЛ от уровня облучения края круглой решетки

ние бокового лепестка в круглой антенной решетке как в случае с синусоидальным амплитудным распределением, так и с экспоненциальным можно получить, когда амплитудное распределение полей по столбцам излучателей будет близким к линейному. Для синусоидального амплитудного распределения такая зависимость достигается при $A_0 \leq 0.1$, а для экспоненциального - когда $A_0 = 0.5$. Такую же линейную зависимость амплитуды по столбцам решетки имеет ромбическая антенная решетка с постоянным амплитудным распределением, для которой УБЛ в плоскости $\varphi=0$ достигает -26.5 дБ. Анализ результатов расчета показал, что при одинаковом УБЛ, равном -23.8 дБ экспоненциальное распределение дает ширину главного лепестка на 6% меньше, чем синусоидальное. В плоскости $\varphi=45^\circ$ с уменьшением параметра A_0 до 0.5 УБЛ при любом виде амплитудного распределения практически одинаковый, а при дальнейшем уменьшении A_0 УБЛ при экспоненциальном распределении уменьшается намного быстрее, чем при синусоидальном.

Расчетные ДН круглой антенной решетки с синусоидальным амплитудным распределением при $A_0=0.2$ в сечениях по $\varphi=0$ и 45° дают максимальный УБЛ в плоскости $\varphi=0$ равный -24.2 дБ и ширину ДН равную 3.26° (рис. 4а). Аналогичные ДН для круглой антенной решетки с экспоненциальным распределением при $A_0=0.3$ дают УБЛ, равный

-22.8 дБ (рис. 4б). В обоих вариантах ширина ДН в плоскости $\varphi=0$ одинаковая. Следует отметить, что во втором случае максимальный УБЛ определяется вторым боковым лобом

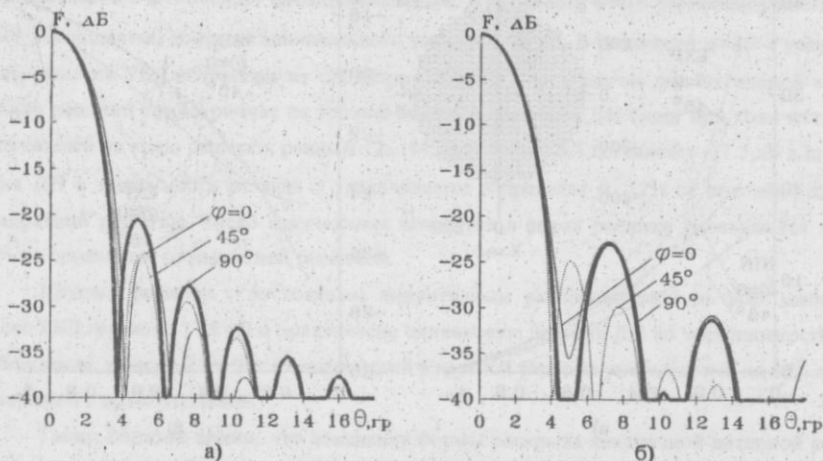


Рис. 4. ДН круглой антенной решетки с синусоидальным - а) и экспоненциальным - б) амплитудным распределением

пестком и может быть подавлен ДН одиночного излучателя. В обоих вариантах амплитудного распределения в плоскости $\varphi=45^\circ$ параметры ДН несколько лучше, чем соответствующие параметры в плоскости $\varphi=0$.

Список литературы: 1. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот - Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1960. - 284 с. 2. Блинова Н.К., Горобец Н.Н. Характеристики направленности секционированных антенных решеток с компенсацией бокового излучения. - В кн.: Радиотелескопы и интерферометры.: Тезисы докладов XVIII Всесоюзной конференции. Иркутск, 1986. С. 217-218.

SUMMARY

Dependences of side lobes level and pattern width for equidistant plane antenna arrays on shape of aperture (square, with 8-angles or circular) with constant and reducing toward the array edges distributions are considered by means of computer analysis. It is shown that choosing the aperture and amplitude distribution shapes one can reduce the side lobes level in the array to -23 dB with the pattern width increasing on 17% and saving the side lobes level axis-symmetry of the pattern.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЩЕЛЕЙ С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ШИРИНОЙ

В.А.ЛЯЩЕНКО

В настоящее время, кроме прямоугольных щелевых излучателей, применяют щели сложной формы: S-образные, H-образные, щели с изменяющейся шириной. Использование печатной технологии, подобно той, которая применяется при изготовлении печатных вибраторов, уменьшение габаритов и массы антенн, увеличение рабочей полосы частот, размещение излучателей на криволинейных поверхностях — все это позволяет применить щели с изменяющейся шириной для различных целей антенной техники. Несмотря на значительный интерес, проявленный к подобным антеннам, многие вопросы их конструирования остаются неясными, так как строгой теории анализа не существует, а приближенные методы имеют ограниченные области применения [1-4]. Следует также отметить, что в отечественной литературе отсутствуют какие-либо работы по данному вопросу. Поэтому целью данной работы является экспериментальное исследование щелевых излучателей с шириной, изменяющейся по линейному закону.

В металлической пластине, расположенной на диэлектрической подложке, прорезается щель, ширина которой изменяется по различным законам. Возможно линейное, экспоненциальное, ступенчатое изменение ширины. Щели можно возбудить волноводом (прямоугольным или круглым), щелевыми, микрополосковыми, коаксиальными линиями. Недостатком таких систем являются низкие пробивные мощности и потери в диэлектрических подложках. В данной работе исследованы щели переменной ширины в металлических пластинах на диэлектрической подложке и без нее, а также щели, прорезанные в боковой поверхности волновода.

В работе [1] предлагается линейно расширяющуюся щель аппроксимировать набором секций постоянной ширины. Каждая i -секция представляет собой участок щелевой линии, поле в которой можно определить. Далее для i -секции строится эквивалентный магнитный ток. Зная последний, можно определить поле в дальней зоне. Суммируя поля от всех секций, получаем поле нерегулярной щелевой антенны в дальней зоне. В данном методе учитывается только одна мода для каждой секции. Метод приближенный и дает удовлетворительные результаты лишь в случае больших значений максимальной ширины щели h (не менее шести длин волн в свободном пространстве).

В работе [2] описан метод, справедливый для любых значений h , но при отсутствии диэлектрической подложки. В основе математической модели лежит возможность решения с помощью метода моментов интегрального уравнения для поверхностных токов на проводящих пластинах антенны. Для упрощения расчетов геометрия антенны изменяется: трапецевидные пластины заменяются прямоугольными, которые затем представляются в виде диполей с поверхностными токами двух направлений. Интегральное уравнение для токов сводится к системе линейных уравнений, для решения которой необходимо определить взаимный импеданс произвольно ориентированных диполей.

Таким образом, все известные нам теоретические методы исследования линейно расширяющихся щелевых антенн являются приближенными. Поэтому необходимо проведение многочисленных экспериментов по изучению свойств подобных антенн.

Были проведены исследования линейно расширяющихся щелей с различными способами их возбуждения. Изучались диаграммы направленности, согласование, поляризация излучаемого поля и конструктивные особенности щелевых излучателей. Возбуждались нерегулярные щели волноводами, щелевыми линиями, коаксиальным кабелем.

Прежде всего, исследовались излучатели в виде щели с переменной шириной, прорезанные в металлической пластине, расположенной на диэлектрической подложке, толщина которой d была равной 0,025...0,1λ, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 2, 3, 4, 10$. Размеры щелей изменялись: $L/\lambda = 2, \dots, 7$, $h/\lambda = 1, \dots, 3$; угол расширения щели $2\gamma = 5^\circ, 7^\circ, 9^\circ, 12^\circ$. Здесь L - длина щели, λ - длина волны. При возбуждении волноводом линейно расширяющаяся щель (ЛРЩ) частично располагалась внутри волновода (участок длиной l). Вектор электрического поля в щели был параллелен вектору $\vec{E}$ в волноводе. Необходимо было согласовать переход от волновода к ЛРЩ. Для этого подбирались длина l и форма щели этого участка. Например, при линейном расширении основной щели участок l может быть экспоненциальным, постоянным по ширине или более сложным по форме. Подбором экспоненциального профиля и глубины погружения в волновод удалось получить коэффициент стоячей волны (КСВН) ЛРЩ антенны меньше 1,6 в 40% полосе частот. Отметим, что КСВН открытого конца волновода с поперечным сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$ в полосе одномодового режима волновода не меньше 1,8. Диаграмма направленности щелевого излучателя на средней частоте 10 ГГц с размерами $L/\lambda = 3$, $h/\lambda = 1,33$ в Е-плоскости имела ширину не более 22° , в Н-плоскости - 20° (по уровню 0,5 мощности). Толщина диэлектрической подложки была равной 2, $\epsilon = 2,5$, угол расширения 12° .

Далее была исследована щелевая антенна, выполненная следующим образом. Две медные пластины толщиной 3 мм трапецевидной формы располагались так, что между ними образовывалась щель переменной ширины. Для согласования антенны с волноводом применялся плавный переход (расширение щели от зазора антенны до высоты волновода), который можно было трактовать как Н-образный волновод с изменяющейся высотой центральной части. Сопротивление перехода рассчитывалось по формулам волнового сопротивления Н-волновода. Экспериментальный КСВН антенны, возбуждаемой прямоугольным волноводом с рассчитанным Н-образным переходом, оказался меньше 1,3 в 40% полосе частот. Диаграмма направленности ЛРЩ антенны без диэлектрика с размерами $L/\lambda=3$, $h/\lambda=1,33$, $2\gamma=12^\circ$ имела ширину (по уровню 0,5 мощности) в Е-плоскости 28° , в Н-плоскости $\sim 40^\circ$. Сравнивая эту антенну (в виде медных пластин) со щелью на диэлектрической подложке, видим, что введение диэлектрика существенно сужает диаграмму направленности.

Затем была проведена серия экспериментов со следующей антенной. В открытый конец волновода вставлялась диэлектрическая подложка с линейно расширяющейся щелью таким образом, что вектор электрического поля в щели и вектор $\vec{E}$ в волноводе оказывались перпендикулярными друг другу. Таким образом, исследован новый тип излучателя - комбинация открытого конца волновода и нерегулярной щели. Подбором размеров такого излучателя удалось создать антенну с параметрами, превосходящими параметры описанных выше антенн. Антенна с размерами $L/\lambda=2$, $h/\lambda=1$, $2\gamma=7^\circ$, $\epsilon=2,2$, $d=2$ мм в полосе частот не менее 50% имела коэффициент стоячей волны менее 1,3. В высокочастотной части рабочего диапазона КСВН уменьшался до значения 1,1. Диаграмма направленности была значительно уже диаграммы направленности открытого конца волновода, но шире, чем в случаях, описанных выше. Излучаемое поле было линейно поляризовано.

Таким образом, внесение в волновод нерегулярной щели, прорезанной в металлической пластине, расположенной на диэлектрической подложке, позволило: во-первых, согласовать открытый конец волновода со свободным пространством; во-вторых, существенно уменьшить ширину диаграммы направленности открытого конца волновода.

Для доказательства того, что именно нерегулярная щель на диэлектрической подложке влияет подобным образом на согласование, в открытый конец прямоугольного волновода помещали: 1) регулярную щель (такой же длины, как и нерегулярная); 2) диэлектрическую пластину такой же толщины, что и в описанном выше эксперименте. Результаты измерений показали, что открытый конец волновода с диэлектрической пластиной и открытый конец с

регулярной щелью в металлической пластине на диэлектрической подложке имели КСВН более 2.

С целью уменьшения габаритов и массы антенны были проведены исследования по созданию ЛРЩ антенн, возбуждаемых коаксиальным кабелем. Различные способы подключения кабеля, в том числе и с применением дополнительной согласующей секции, оказались несовершенными. КСВН антенны, возбуждаемой кабелем, оказался в 40% полосе частот не меньше 2. На отдельных частотах и в достаточно узких полосах частот КСВН достигал значения 1,5. Диаграммы направленности антенн, возбуждаемых коаксиальным кабелем, были шире как в плоскости Е, так и в плоскости Н по сравнению с антеннами, возбуждаемыми волноводами, при одних и тех же электрических размерах.

Исследовались щели с линейным изменением ширины, прорезанные в боковой поверхности прямоугольного волновода. Измерения показали, что такие излучатели обладают широкополосностью, т.е. в пределах 40% полосы частот коэффициент излучения остается не менее 0.2.

Таким образом, проведенные в работе экспериментальные исследования показали, что щели с линейно изменяющейся шириной являются широкополосными малогабаритными излучателями. Разработаны щелевые антенны, сохраняющие заданные параметры в 50% полосе частот. Предложен способ расчета переходного возбуждающего устройства.

Список литературы: 1. Janaswamy R., Schaubert D.H. Analysis of the Tapered Slot Antenna. //IEEE, Trans. Ant. Prop., 1987, v. AP-35, pp. 1058-1065. 2. Yngvesson K.S. An accurate moment method model for the tapered slot antenna. //IEEE, Trans. Ant. Prop., 1989, v. AP-37, pp. 1523-1528. 3. Johansson Joakim F. A moment method analyses of linearly tapered slot antenna. //Ant. and Prop.: AP-S Int. Symp., San Jose, Calif., 1989, pp. 383-386. 4. Yngvesson K.S. The tapered slot antenna - A new integrated element for millimeter wave application. //IEEE, Trans. Microwave, 1989, No. 8, pp. 365-374.

SUMMARY

Describes the linearly tapered slot antenna (LTSA) which has been etched in the metallization on a dielectric substrate. LTSA single element and arrays have some important advantages which make them potentially very well suited to different applications. This paper presents the results of an experimental investigation of radiation properties and matching antenna.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОДНОЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ С ОСЕСИММЕТРИЧНЫМ РЕФЛЕКТОРОМ

Н.Н. ГОРОБЕЦ, С.С. ВЯЗЬМИТИНОВА

Любую антенну, как электродинамическое устройство, можно охарактеризовать набором параметров, значения которых позволяют судить об ее эффективности. Параметры, характеризующие антенну обычно разделяют на первичные и вторичные параметры [1], причем вторичные параметры могут быть получены из первичных с помощью некоторых линейных преобразований. Однако с технической точки зрения некоторые из вторичных параметров являются гораздо более информативными, чем первичные и значительно удобнее при расчете важнейших характеристик радиосистемы в целом. Примером, иллюстрирующим сказанное, может служить широкое использование такого вторичного параметра, как коэффициент усиления (G) антенны, который весьма полно характеризует ее как электродинамическое устройство, преобразующее "фидерные волны" в "волны свободного пространства". В большинстве исследований коэффициент усиления вычисляется с помощью численно-аналитических, прямых численных или, чаще всего, приближенных численных методов. Имеется два физически тождественных определения коэффициента усиления [2], однако, с точки зрения алгоритмизации его вычисления более удобным является определение G как отношения плотности потока мощности, создаваемой исследуемой антенной в точке наблюдения, к среднему потоку мощности.

Целью настоящей статьи является численное исследование коэффициента усиления, ширины главного лепестка и уровня боковых лепестков диаграммы направленности однозеркальной антенны, а также уточнение взаимосвязи между ее геометрическими и электродинамическими параметрами. Программа расчета и алгоритм, разработанный на основе метода физической оптики, описаны в работах [3,4].

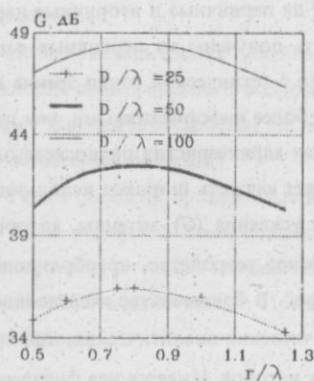
Рассмотрим результаты исследования коэффициента усиления однозеркальной антенны с осесимметричным параболическим рефлектором, который облучается открытым концом регулярного одномодового волновода круглого сечения,

возбуждаемого на основном H_{11} типе колебаний. Во всех случаях облучатель размещался в фокусе зеркала и сориентирован так, что максимум его излучения попадает на вершину рефлектора.

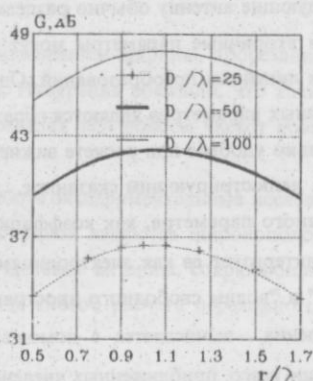
На рис. 1а,б приведены расчетные зависимости коэффициента усиления однозеркальной антенны от электрических размеров апертуры облучателя r/λ (r - радиус апертуры облучателя, λ - длина волны в свободном пространстве) для различных электрических размеров рефлектора D/λ (D - диаметр апертуры рефлектора) и относительных фокусных расстояниях F/D (F - фокусное расстояние). Как видно из рисунков, все зависимости имеют один максимум, что свидетельствует о наличии оптимального раз-

$F/D=0.75$

$F/D=1$



а)



б)

Рис.1. Зависимость коэффициента усиления антенны от размеров апертуры облучателя

мера и объясняется тем, что исследуемый параметр G представляет собой с точностью до постоянного множителя произведение эффективной поверхности рефлектора на коэффициент полезного действия. Таким образом, увеличение электрических размеров апертуры облучателя, сопровождающееся сужением главного лепестка его диаграммы направленности, приводит к тому, что до некоторых значений r/λ коэффициент полезного действия растет быстрее, чем уменьшается эффективная поверхность рефлектора за счет увеличения неравномерности облучающего его поля. После превышения r/λ некоторого оптимального значения снижение эффективной поверхности уже не может быть скомпенсировано ростом коэффициента полезного действия, что и приводит к плавному уменьшению коэффициента усиления. Такой вид зависимости коэффи-

цента усиления от r/λ при любых D/λ и F/D не является неожиданным и полностью соответствует хорошо известным физическим представлениям [5]. Интересным же является то, что оптимальное значение r/λ для всех размеров рефлекторов всегда коррелирует с относительным фокусным расстоянием и приблизительно равно ему, т.е.: $r/\lambda \approx F/D$. Наличие такой корреляции свидетельствует о существовании оптимального амплитудно-фазового распределения поля облучателя на поверхности рефлектора и, как показали расчеты, распределения полей облучателей для различных D/λ конгруэнтны при выполнении указанного выше условия. Так, на рис.2а изображены линии равных уровней поля облучателя на поверхности рефлектора для $D/\lambda = 100$. Такая же картина имеет место и для других значений D/λ , если сохраняется равенство: $r/\lambda = F/D = 1$. Для сравнения на рис.2б приведены изолинии поля облучателя при $r/\lambda \neq F/D$. Поскольку для фиксированных D/λ и F/D величина G определяется,

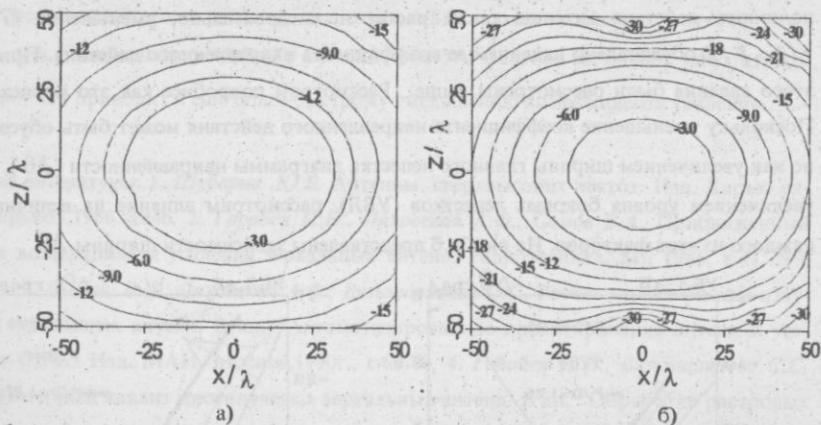


Рис.2. Амплитудное распределение магнитного поля облучателя на поверхности зеркала
 в основном, электрическими размерами апертуры облучателя, который возбуждается только одним типом колебаний (г.е.-работает в одномодовом режиме) [5], можно сказать, что обнаруженная корреляция между $(r/\lambda)_{оп}$ и F/D свидетельствует о существовании как минимум трех условий, при одновременном выполнении которых достигается максимум коэффициента усиления антенны, а именно:
 - фокусное расстояние должно быть таким, чтобы из фокуса апертура зеркала была "видна" под оптимальным углом;

-распределение поля облучателя на поверхности рефлектора должно соответствовать приведенному на рисунке 2а, т.е. распределению, которое обеспечивается излучением из открытого конца регулярного цилиндрического волновода круглого сечения, работающего в режиме возбуждения основным H_{11} -типом колебаний;

-облучатель должен работать на строго определенной длине волны, соответствующей значению аргумента производной от цилиндрической функции Бесселя первого рода с индексом, равным единице, которое лежит в интервале, ограничиваемом значениями ее первого и второго корня. Эти три условия взаимно связаны и нарушение любого из них автоматически влечет за собой невыполнение двух остальных.

Таким образом, при увеличении электрических размеров апертуры облучателя коэффициент усиления антенны вначале растет, достигает максимального значения при $r/\lambda \approx F/D$, а затем уменьшается. Так как при этом направленность излучения облучателя монотонно увеличивается, то вполне естественно предположить, что коэффициент полезного действия антенны также растет и, следовательно, уменьшение G при $r/\lambda > F/D$ обусловлено падением ее коэффициента направленного действия. Причины этого явления были рассмотрены выше. Рассмотрим подробнее как это происходит. Поскольку уменьшение коэффициента направленного действия может быть обусловлено как увеличением ширины главного лепестка диаграммы направленности ($\Delta\theta$), так и увеличением уровня боковых лепестков (УБЛ), рассмотрим влияние на величину G каждого из этих факторов. На рис.3а,б представлены зависимости ширины $\Delta\theta$

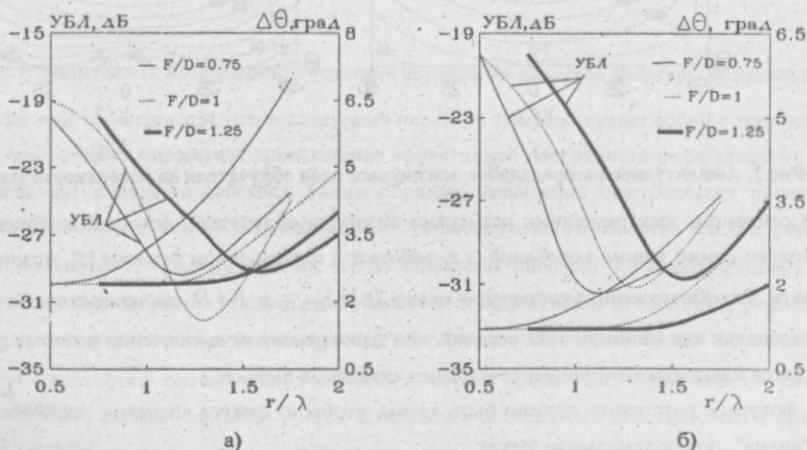


Рис.3. Изменение УБЛ и ширины главного лепестка ДН антенны при вариациях размеров апертуры облучателя

главного лепестка диаграммы направленности и уровня первого бокового лепестка от r/λ для зеркал с размерами $D/\lambda = 25$ (рис.3а) , $D/\lambda = 50$ (рис.3б) и фокусных расстояний $F/D = 0.75; 1; 1.25$. Как видно из рисунков, при всех значениях параметров ширина главного лепестка ДН практически остается неизменной вплоть до значений $r/\lambda \approx F/D$ и определяется размерами раскрыва рефлектора. При $r/\lambda > F/D$ ширина главного лепестка ДН увеличивается с тем большей скоростью, чем меньше значения F/D . Из рис.3 видно также, что с ростом r/λ вначале уменьшается уровень боковых лепестков, причем минимум первого бокового лепестка имеет место при $(r/\lambda) \geq (F/D) + 0.3$. При r/λ больших этого значения уровень первого бокового лепестка увеличивается.

Таким образом, уменьшение коэффициента усиления G антенны при $F/D \leq r/\lambda \leq F/D + 0.3$ обусловлено увеличением ширины главного лепестка ДН, которое не компенсируется даже уменьшением УБЛ в этом интервале значений r/λ . Лишь при достижении $(r/\lambda) \geq (F/D) + 0.3$, оба эти фактора начинают работать совместно, что приводит к еще более быстрому уменьшению коэффициента усиления.

Список литературы: 1. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. Изд. Харьк. ун-та, Харьков, 1966.-284с. 2. Горобец Н.Н., Ляховский А.Ф., Сомов В.А. Приближенный расчет коэффициента усиления зеркальных антенн. Радиотехника, М., 1986, т.41, №9, с.82-84. 3. Сомов В.А., Ляховский А.Ф., Вязьмитинова С.С. Расчет характеристик излучения зеркальных антенн. В кн. "Автоматизированное проектирование антенн и устройств СВЧ." Изд. МАИ, Москва, 1990г., с.69-70. 4. Горобец Н.Н., Вязьмитинова С.С. Компьютерный анализ многолучевых зеркальных антенн. В кн. "Обработка растровых изображений в автоматических системах". 1991г., Тула, с.119-122. 5. Кюн Р. Микроволновые антенны.-Л.: Судостроение, 1967. -517с.

SUMMARY

The gain and directional pattern of one-reflector antenna for different size of reflector and focus distance have been calculated by the physical optics method. The causes of antenna's gain reduction have been considered and it is shown that its a maximum is achieved by $r/\lambda \approx F/D$.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ РЕШЕТОК ДИПОЛЕЙ ГЕРЦА

Н.Н. ГОРОБЕЦ, Ю.Н. ГОРОБЕЦ, Р.И. ЦЕХМИСТРО

В ближней зоне излучателей, как хорошо известно [1], пространственное распределение амплитуд и фаз векторов напряженности электромагнитного поля, а также его мощности, зависит от расстояния от источника до точки наблюдения, что приводит к необходимости расчетов этих параметров в каждом конкретном случае. В технологических микроволновых установках пищевой, легкой, химической, текстильной промышленности обычно имеют место градиенты амплитуды и мощности электромагнитного поля в их рабочей области. Эти градиенты неизбежно приводит к нарушениям качества вырабатываемой промышленной продукции. Опыт показывает, что расчеты распределения поля в ближней зоне излучателей микроволновых технологических установок не обеспечивают высокой точности, что не позволяет исключить появления градиентов мощности электромагнитного поля. Такое положение связано прежде всего с тем, что при расчетах микроволновых установок обычно не учитываются эффекты ближней зоны излучателей.

Целью настоящей статьи является изучение физических закономерностей влияния эффектов ближней зоны на пространственное распределение мощности электромагнитного поля вблизи линейных решеток диполей Герца. Эффекты ближней зоны сводятся прежде всего к тому [1], что пространственное распределение амплитуд и мощности электромагнитного поля не имеет характера сформированной диаграммы направленности с главным и боковыми лепестками. В области направлений нулей диаграммы направленности решетки амплитуда поля достаточно высокая. Осциллирующий характер зависимости мощности поля от расстояния до точки наблюдения наблюдается даже на малых расстояниях от решетки излучателей.

Рассмотрим подробнее в плане постановки задачи пути учета эффектов ближней зоны. Из-за малых расстояний между излучателями решетки и объектами обработки последние находятся в ближней зоне непосредственно каждого излучателя. С другой стороны, объекты обработки находятся также в ближней зоне решетки излучателей. Таким образом, необходимо учитывать оба проявления эффектов ближней зоны - и одиночного излучателя, и решетки при разработке алгоритмов расчетов распределения

мощности в микроволновых технологических установках. Характеристики электромагнитного поля в ближней зоне зависят от вида излучателей. В частности, в случае линейных излучателей, т.е. когда длина излучателя много больше его толщины (ширины), амплитуда поля быстро убывает при увеличении расстояния до точки наблюдения. В случае же апертурных - волноводных, рупорных, зеркальных и т. п. излучателей, в ближней зоне формируется прожекторный луч, который имеет достаточно большую протяженность. Поэтому учет эффектов ближней зоны качественно отличается в случаях использования линейных и апертурных излучателей.

Из всех изученных в настоящее время излучателей наиболее близкое к строгому получено решение для диполя Герца [2]. Действительно, в этом случае решение, полученное в виде явных аналитических зависимостей, асимптотически строгое при уменьшении размеров излучателя либо при увеличении длины волны. В случае же апертурных излучателей аналогичного строгого решения в настоящее время нет. Поэтому ограничимся рассмотрением задачи, которая состоит в анализе физических закономерностей формирования распределения мощности вблизи решеток излучателей в виде диполей Герца. Это позволяет учесть эффекты ближней зоны не только решетки излучателей, но и каждого излучателя в отдельности.

Перепишем выражения для компонент электромагнитного поля в ближней зоне диполя Герца из [2], пронормировав все расстояния до точки наблюдения к длине волны и выделив в явном виде фазовую скорость электромагнитного поля по каждой из компонент [3]:

$$H_{\varphi} = \frac{I^E \ell}{\lambda^2} \frac{\sqrt{4\pi^2 R^2 / \lambda^2 + 1}}{4\pi^2 R^2 / \lambda^2} \sin \Theta \exp(-i2\pi \frac{C}{V_{\varphi}^{E\varphi}} \frac{R}{\lambda});$$

$$E_{\theta} = \frac{I^E \ell Z_0}{\lambda^2} \frac{\sqrt{16\pi^4 R^4 / \lambda^4 - 4\pi^2 R^2 / \lambda^2 + 1}}{8\pi^2 R^3 / \lambda^3} \sin \Theta \exp(-i2\pi \frac{C}{V_{\theta}^{E\theta}} \frac{R}{\lambda}); \quad (1)$$

$$E_R = \frac{I^E \ell Z_0}{\lambda^2} \frac{\sqrt{4\pi^2 R^2 / \lambda^2 + 1}}{4\pi^2 R^3 / \lambda^3} \cos \Theta \exp(-i2\pi \frac{C}{V_{\theta}^{ER}} \frac{R}{\lambda});$$

где: C - скорость света в вакууме, $Z_0 = 120\pi$ Ом-волновое сопротивление свободного пространства;

$$\frac{C}{V_{\varphi}^{E\varphi}} = 1 - \frac{1}{2\pi R / \lambda} \arctg(2\pi \frac{R}{\lambda}); \quad \frac{C}{V_{\theta}^{E\theta}} = 1 - \frac{1}{2\pi R / \lambda} \arctg(2\pi \frac{R}{\lambda} - \frac{1}{2\pi R / \lambda});$$

$$\frac{C}{V_{\text{BR}}} = 1 + \frac{1}{2\pi R / \lambda} \arctg\left(\frac{1}{2\pi R / \lambda}\right).$$

Для нахождения амплитуд, фаз и мощности поля вблизи решетки диполей Герца расположим их вдоль оси OX и расстояния R_n до точки наблюдения будем определять в декартовых координатах (XOZ) (рис.1). Проведем анализ пространственного распределения мощности излучения диполя Герца и решетки диполей на малых расстояниях с учетом изменения разности фаз между E и H компонентами поля. Суммарные компоненты поперечных составляющих полей E и H в каждой точке наблюдения находим согласно принципу суперпозиции [1]:

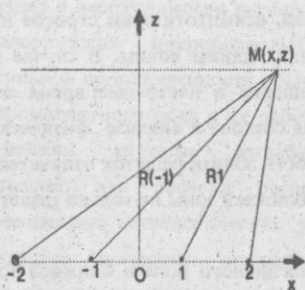


Рис.1. Схема расположения излучателей.

$$E_{\theta} = \sum_{n=-N}^N E_{n\theta}; H_{\varphi} = \sum_{n=-N}^N H_{n\varphi} \quad (2)$$

Мощность излучения решетки находим по теореме Пойнтинга. При этом расстояния R_n от каждого излучателя до точки наблюдения $M(x, z)$, определяющая фазы составляющих

полей, имеют вид:

$$R_n = \sqrt{z^2 + (x - nd)^2}; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, N/2 - \text{ для нечетного } N, \quad (3)$$

$$R_n = \sqrt{z^2 + (x - (2n \mp 1)d/2)^2}; \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots, N/2 - \text{ для четного } N.$$

Отметим, что использование этих точных значений расстояний от каждого диполя до точки наблюдения позволяет одновременно учесть эффекты ближней зоны как каждого излучателя в согласии с (1), так и решетки излучателей.

В соответствии с (1)-(3) разработан алгоритм и компьютерная программа расчета комплексных амплитуд и мощности электромагнитного поля на любых меньших длины волны расстояниях от решетки. Результаты расчетов представляются в виде линий равных уровней амплитуд полей или линий равных уровней мощности излучения. В программе предусмотрено изменение расстояния между излучателями в широких пределах, а также то, что решетка излучателей может быть неэквидистантной. На расстояние между решеткой и точкой наблюдения формально не накладывается

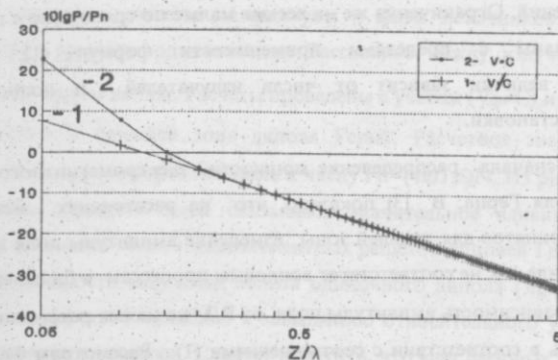
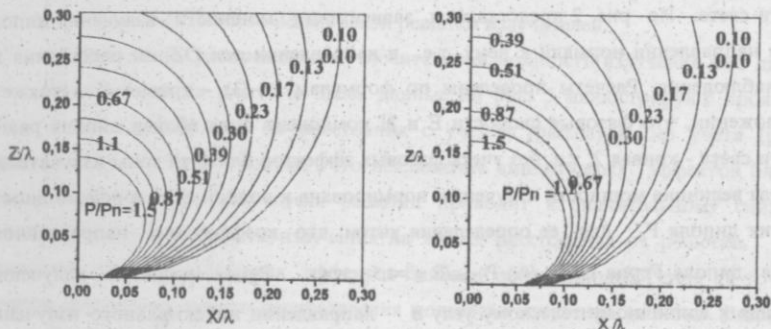


Рис.2 Мощность излучения диполя Герца в направлении главного максимума диаграммы направленности



а) б) Рис. 3 Пространственное распределение мощности излучения диполя Герца.

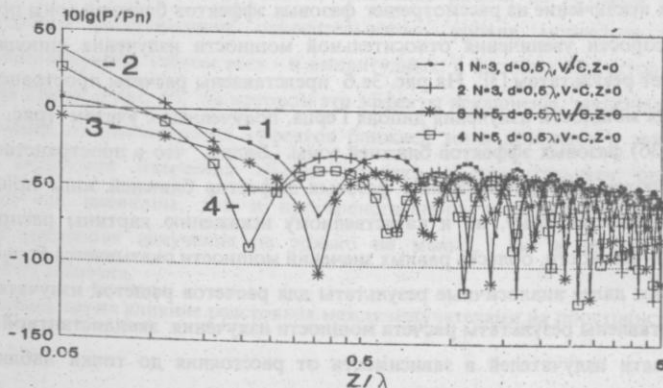


Рис. 4. Распределение мощности излучения решетки вдоль оси Z при X=0

никаких ограничений. Ограничения же на весьма малые по сравнению с длиной волны расстояния связаны с пределами применимости формул (1). Нормировка рассчитываемых величин зависит от числа излучателей и полной мощности микроволновой установки.

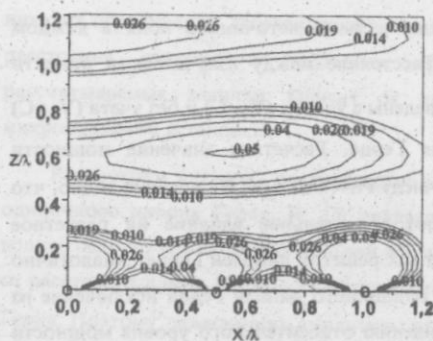
Рассмотрим сначала распределение мощности электромагнитного поля вблизи одиночного диполя Герца. В [3] показано, что на расстояниях, меньших длины волны, обычно принятое для дальней зоны изменение амплитуды поля в зависимости от расстояния в виде $1/R$ не соответствует волновым процессам в ближней зоне диполя Герца. Поэтому зависимость амплитуды поля от R/λ на малых расстояниях от диполя необходимо брать в соответствии с соотношениями (1). Рассмотрим более подробно влияние эффектов ближней зоны, связанных с отличием фазовой скорости волны от скорости света. На рис. 2 представлены зависимости мощности излучения диполя Герца в направлении нормали к нему, т.е. в направлении оси OZ, от расстояния до точки наблюдения. Расчеты проведены по формулам (1)-(3) - кривая 1, а также в предположении, что фазовые скорости E и H компонент поля вблизи диполя равны скорости света - кривая 2, т.е. без учета фазовых эффектов ближней зоны излучателей. Расчетная величина мощности излучения нормирована к полной суммарной мощности излучения диполя P_{Σ} . Для ее определения учтем, что коэффициент направленного действия диполя Герца $D_m = (4\pi) P_{\Sigma im}/P_{\Sigma} = 1,5$ где: $P_{\Sigma im}$ - мощность излучения, отнесенная к единичному телесному углу в направлении максимального излучения антенны. Если принять $P_{\Sigma im} = 1$, получим $P_{\Sigma} = P_n = 4\pi/1,5$. Из рисунка видно, что на расстояниях $Z/\lambda \geq 0,2$ оба варианта совпадают с графической точностью. На меньших расстояниях исключение из рассмотрения фазовых эффектов ближней зоны приводит к большой скорости увеличения относительной мощности излучения диполя, что не соответствует результатам [3]. На рис. 3а,б представлены расчеты пространственного распределения мощности излучения диполя Герца, полученные с учетом (рис. 3а) и без учета (рис. 3б) фазовых эффектов ближней зоны. Видно, что в пространстве вблизи диполя исключение из рассмотрения фазовых эффектов ближней зоны приводит не только к количественному, но и качественному искажению картины распределения мощности, в частности, область равных значений мощности оказывается большей.

Рассмотрим далее аналогичные результаты для расчетов решеток излучателей. На рис. 4 представлены результаты расчета мощности излучения эквидистантной решетки из трех и пяти излучателей в зависимости от расстояния до точки наблюдения в

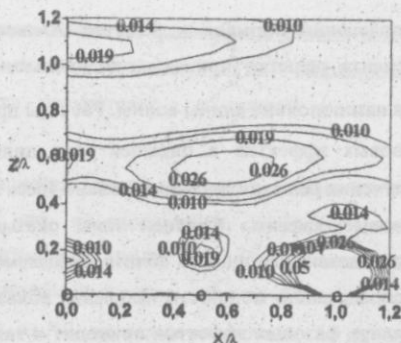
направлении нормали к решетке. Амплитуды и фазы источников поля в каждом элементе решетки приняты одинаковыми. Расстояние между излучателями принято равным половине длины волны. Расчеты проведены с учетом ($V_{\phi} \neq C$) и без учета ($V_{\phi} = C$) фазовых эффектов в ближней зоне диполя Герца. Расчетное значение мощности излучения решетки пронормировано здесь к числу $P_n = (4\pi/1,5)N$. Из рисунка видно, что фазовые эффекты ближней зоны оказывают значительное влияние на расчетное распределение мощности вблизи малозlementных решеток диполей Герца. Аналогично распределению мощности излучения вблизи одиночного диполя Герца исключение из анализа фазовых эффектов приводит к завышению относительного уровня мощности по мере приближения к решетке. Следует отметить, что учет фазовых эффектов сильно влияет на определение пространственного положения максимумов и минимумов мощности электромагнитного поля вблизи решетки излучателей.

Пространственное распределение относительной мощности излучения из 5 диполей Герца представлено на рис. 5-6. Здесь данные на рис. 5 иллюстрируют проявление амплитудных зависимостей от расстояния с учетом (рис.5а) и без учета (рис.5б) эффектов ближней зоны. Видно, что исключение амплитудных эффектов ближней зоны в поле каждого излучателя решетки приводит к значительному снижению точности расчетов мощности излучения на малых расстояниях от решетки. Рис. 6 показывает влияние фазовых эффектов ближней зоны диполей Герца на точность расчетов пространственного распределения мощности излучения решетки. Видно, что исключение фазовых эффектов приводит к еще большему отличию расчетного распределения мощности излучения решетки по сравнению с амплитудными эффектами. Общий вывод, следующий из сравнения рис.5а, на котором приведено пространственное распределение относительного уровня мощности излучения решетки, рассчитанное с учетом всех - и амплитудных, и фазовых эффектов ближней зоны диполя Герца, и рис. 6б, на котором эти эффекты исключены, заключается в том, что исключение из рассмотрения эффектов ближней зоны приводит к завышенным значениям мощности излучения вблизи решетки и значительным ошибкам в определении как величины, так и пространственного положения максимумов и минимумов мощности излучения не только на малых, но и на значительных расстояниях от решетки.

Исследовалось также влияние расстояния между излучателями на пространственное

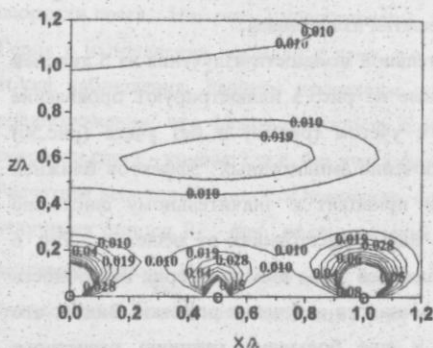


а)

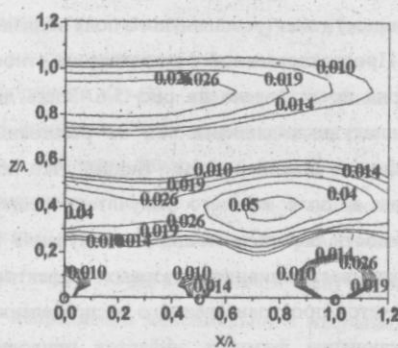


б)

Рис.5 Распределение мощности излучения решетки при $N=5$, $d=0,5\lambda$, $\nu=c$ (а- $E, H \sim R^{-1}, R^{-1}$; б- $E, H \sim 1/R$)



а)



б)

Рис.6 Распределение мощности излучения решетки при $N=5$, $d=0,5\lambda$, $\nu=c$ (а- $E, H \sim R^{-2}, R^{-2}$; б- $E, H \sim 1/R$)

распределение мощности электромагнитного поля вблизи эквидистантной решетки с разным числом излучателей. В расчетах расстояние между излучателями изменялось от 0,1 до 1 длин волн. Основные обнаруженные закономерности влияния расстояния между излучателями состоят в том, что чем меньше расстояние между излучателями, тем более равномерное распределение микроволновой мощности вблизи решетки. При этом уменьшаются размеры области с минимальной мощностью поля между соседними излучателями. Оказалось также, что расстояние между излучателями влияет на пространственное распределение области максимального уровня мощности поля.

Отметим, что описанный алгоритм исследования эффектов ближнего поля излучателей легко обобщить на случаи плоских, цилиндрических, сферических решеток с равномерным или неравномерным возбуждением. Легко также учесть влияние металлического экрана на характер пространственного распределения мощности излучения решетки. Этот алгоритм дает возможность обеспечить компьютерный анализ пространственного распределения мощности, а также последующий синтез антенных решеток любого типа с любым заданным распределением мощности в рабочей области. Таким образом, разработанные компьютерные программы позволяют оптимизировать распределение мощности в рабочей области микроволновых технологических установок на основе решеток с заданным числом излучателей.

Список литературы. 1. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. Изд-во Харьковского университета. Харьков, 1960.-284с. 2. Стрэттон Дж.А. Тесрия электромагнетизма. ГИТТЛ, М.-Л., 1948.-539с. 3. Горобец Н.Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля. В кн.: "Методы и средства измерения в области электромагнитной совместимости. Труды III- Республиканской НТК," Винница, 1991. с 95-100

SUMMARY

The computer analysis of the spatial distribution of electromagnetic power radiation intensity of grating consist of Hertz dipoles have been researched on a small distances with effects of near zone. An influence of radiator numbers and distance between radiators have been researched on the possibility to provide a even distribution of power radiation in near arrays.

ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА СОСТОЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОТРАЖЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.П.ТИТАРЬ

Рассмотрим шероховатую поверхность как поверхность, образованную набором зеркально отражающих граней, наклоненных под различными углами к плоской макроповерхности [1]. Особенностью отражения излучения от шероховатой поверхности является наличие диффузного отражения, обусловленного зеркальным и рассеянным отражением микрограней. При исследовании отражения поляризованного излучения от шероховатой поверхности Н.А.Умов [2] впервые обнаружил явление селективной деполаризации отраженного излучения. Он показал, что излучение, отраженное от шероховатых поверхностей, *деполяризовано минимально* в области длин волн, наиболее поглощаемых материалом, и, наоборот, в области длин волн, поглощение для которых минимально, *деполяризовано максимально*.

Было установлено [3], что при диффузном отражении излучения от поверхности отраженный поток всегда состоит из двух компонент - внешней и внутренней. Внешняя компонента обусловлена излучением, отраженным от передней поверхности объекта. В большинстве случаев интенсивность этой компоненты определяется соотношением показателей преломления отражающего слоя и окружающей среды и геометрией поверхности. Внутренняя компонента представляет собой излучение, выходящее из отражающего слоя. Ее интенсивность будет определяться поглощением и рассеянием внутри слоя [4].

При отражении поляризованного излучения внешняя компонента сохраняет состояние поляризации падающего потока, а внутренняя компонента деполаризована. Степень поляризации отраженного от шероховатой поверхности излучения выражает относительную интенсивность внешней компоненты, а степень деполаризации - относительную интенсивность внутренней компоненты. Отличие в степени поляризации внешней и внутренней компонент отраженного излучения при падении линейно поляризованного излучения может быть положено в основу метода их раздельного измерения [5].

Таким образом, при отражении поляризованного света от шероховатой поверхности наблюдается его деполаризация, которая обусловлена наличием многократных отражений, поглощением и ролью дифракционных явлений. При этом степень поляризации отраженного излучения тем больше, чем меньше шероховатость, длина волны падающего излучения λ и чем больше угол падения α . Но однозначного соответствия между степенью поляризации и шероховатостью поверхности не было установлено.

1. Определение степени деполаризации излучения, отраженного от образцов с шероховатой поверхностью

Степень поляризации P можно определять через экспериментально наблюдаемые величины:

$$P = [J(\alpha, \varphi)_{\max} - J(\alpha, \varphi)_{\min}] / [J(\alpha, \varphi)_{\max} + J(\alpha, \varphi)_{\min}], \quad (1)$$

где $J(\alpha, \varphi)_{\max}$ и $J(\alpha, \varphi)_{\min}$ - максимум и минимум интенсивности отраженного излучения при изменении углов падения α и наблюдения φ . Это выражение часто используется на практике для измерения степени поляризации.

Если падающий пучок полностью поляризован, для характеристики состояния поляризации отраженных сигналов более удобно использовать степень деполаризации D , связанную с P соотношением:

$$D = |1 - P| / |1 + P|. \quad (2)$$

Степень деполаризации D показывает относительную долю неполяризованной компоненты в отраженном излучении по сравнению с поляризованной. Иными словами, D характеризует степень уменьшения поляризации в пучке. Если плоскость падения совпадает с направлением преимущественной поляризации, определение D упрощается:

$$D = J_{\perp} / J_{\parallel}, \quad (3)$$

где $J_{\perp}$ и $J_{\parallel}$ — интенсивности излучения с поляризациями, ортогональной и параллельной плоскости падения на объект.

Экспериментальное определение степени деполаризации производилось на эллипсометре, изготовленном на основе оптического гониометра, по схеме, приведенной на рис.1.

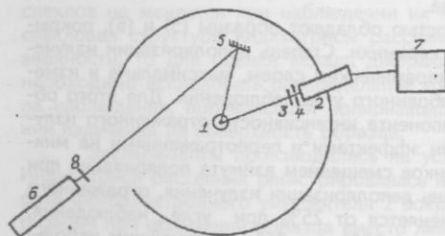


Рис.1. Схема экспериментальной установки

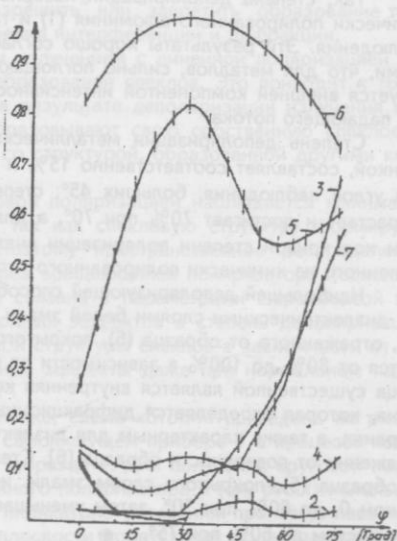


Рис.2. Зависимость степени деполаризации D от угла наблюдения φ

В левом неподвижном плече эллипсометра располагался лазер 6 (с длиной волны излучения $\lambda = 632,8 \text{ нм}$) и линейный поляризатор 8. Образец 1 устанавливался вертикально на поворотном столике гониометра с точностью ± 5 угловых секунд. В правом, поворотном плече эллипсометра расположены: анализатор 3; диафрагма 4, диаметр отверстия которой равен 200 мкм ; приемник 2, в качестве которого использовался ФЭУ-79. С помощью зеркала 5, закрепленного на стойке гониометра, излучение лазера направлялось на образец. Отраженное лазерное излучение после анализатора 3 попадало либо непосредственно в автоколлимационную трубу и его погасание рассматривалось визуально, либо с помощью поворотного зеркала направлялось на ФЭУ-79 и регистрировалось с помощью самопишущего прибора 7 и параллельно подключенного цифрового вольтметра В7-16. Объект облучался излучением с линейной (вертикальной) по-

ляризации. Эта схема позволяла производить запись индикатрис рассеяния и измерять в отдельных точках степень деполяризации.

На рис.2 приведены результаты измерения степени деполяризации линейно поляризованного излучения при его отражении от поверхности различных образцов в зависимости от углов наблюдения. Введены следующие обозначения для зависимостей степени деполяризации от углов наблюдения при отражении излучения от образцов, изготовленных из различных материалов: 1 - химически полированный алюминий; 2 - химически полированный титан; 3 - алюминий, покрытый темной оксидной пленкой; 4 - титан, покрытый темной оксидной пленкой; 5 - алюминий, покрытый непрозрачным слоем белой эмали; 6 - алюминий, покрытый непрозрачным слоем белой керамики; 7 - лавсановая пленка, покрытая тонким напыленным слоем алюминия. Из сопоставления полученных данных следует, что даже при нормальном падении лазерного излучения на исследуемые образцы имеются существенные различия в поведении кривых, характеризующих физические свойства материалов отражающих поверхностей.

Так, степень деполяризации лазерного излучения, отраженного от поверхности химически полированного алюминия (1) и титана (2), не превышает 5% для всех углов наблюдения. Эти результаты хорошо согласуются с приведенными ранее предположениями, что для металлов, сильно поглощающих излучение, отраженный поток характеризуется внешней компонентой интенсивности, которая сохраняет состояние поляризации падающего потока.

Степень деполяризации металлических образцов (3) - (4), покрытых оксидной пленкой, составляет соответственно 15% и 10% в диапазоне углов наблюдения 0...45°. Для углов наблюдения, больших 45°, степень деполяризации для образца (3) быстро возрастает и достигает 70% при 70°, а для образца (4) остается на уровне 15%, при этом ход кривой степени поляризации аналогичен ходу кривой для образца (2), изготовленного из химически полированного титана.

Наибольшей деполяризующей способностью обладают образцы (5) и (6), покрытые диэлектрическими слоями белой эмали и керамики. Степень деполяризации излучения, отраженного от образца (6), покрытого керамическим слоем, максимальна и изменяется от 80% до 100% в зависимости от выбранного угла наблюдения. Для этого образца существенной является внутренняя компонента интенсивности отраженного излучения, которая определяется дифракционными эффектами и переотражениями на микрогранях, а также характерным для диэлектриков смещением азимута поляризации при отражении от поверхности образца [6]. Степень деполяризации излучения, отраженного от образца (5), покрытого слоем эмали, изменяется от 25% при угле наблюдения, равном 0, до 80% при 30°, затем уменьшается до 55% при 85° с дальнейшим небольшим ростом до 60% при 75°.

Особый интерес представляет измерение степени деполяризации образца (7), состоящего из лавсановой пленки, покрытой тонким зеркальным слоем алюминия. При отражении излучения от этого образца в диапазоне углов наблюдения 0...10° конкурируют два механизма рассеяния излучения, которые характеризуются вкладом внутренней и внешней компонент, при этом степень деполяризации изменяется от 12% до 3%. Для углов наблюдения от 15° до 30° степень деполяризации равна 3% и практически не изменяется, что характерно для внешней компоненты отраженного излучения. Для углов наблюдения, больших 30°, степень деполяризации возрастает и достигает 60% при 70°, то есть в этой области возрастает роль внутренней компоненты отраженного излучения. Эти особенности изменения степени деполяризации излучения, отраженного от лавсановой пленки, покрытой тонким прозрачным алюминиевым слоем, в зависимости от угла наблюдения объясняются переотражением и интерференцией лазерного излучения между металлическим и диэлектрическим слоями образца.

Таким образом, измерение степени деполяризации отраженного излучения при его нормальном падении на исследуемые образцы позволяет исследовать механизмы

отражения излучения от шероховатых поверхностей и ее влияние на поляризацию излучения. Но по одним только измерениям степени деполяризации эти механизмы выявить трудно.

2. Индикатриса рассеяния шероховатой поверхности

Шероховатую поверхность в первом приближении можно рассматривать как совокупность микроскопических зеркал Ллойда, при этом каждая пара зеркал создает свою интерференционную структуру. Случайная ориентация зеркал и углов между ними приводит к случайному распределению интенсивности в суммарной картине спеклов. Так как элементарные зеркала сравнимы по размерам с длиной волны, то в формирование спекловой структуры вклад вносит также дифракция излучения на этих зеркалах. Кроме того, интерференционную структуру могут образовывать поля, имеющие коллинеарные компоненты азимута поляризации. Поэтому на распределение интенсивности излучения, рассеянного шероховатой поверхностью, поляризация падающей волны оказывает наиболее существенное влияние. Она может "разрешить" или "запретить" образование того или иного спекла, "разрешенного" с точки зрения интерференции и дифракции.

При облучении образцов когерентным излучением с линейной поляризацией наблюдается максимальная дискриминация в образовании спеклов. Это приводит к тому, что ортогональные компоненты, возникшие в результате деполяризации излучения при отражении от шероховатой поверхности, образуют свою собственную спекловую структуру, которая не может коррелировать со структурой, образованной другими компонентами.

При использовании излучения с круговой поляризацией наблюдается минимальная дискриминация в образовании спеклов, так как спекловую структуру формируют круговые компоненты рассеянного поля. Поэтому пространственное распределение спеклов не меняется при наблюдении их через вращающийся поляризатор. Поскольку спекловая структура индикатрисы рассеяния связана с параметрами шероховатой поверхности, то для оценки вклада дифракционных эффектов в степень деполяризации необходимо исследовать распределение тонкой структуры спеклов в зависимости от угла наблюдения, проявляющей поляризационные эффекты даже при нормальном падении излучения на поверхность образца.

Эксперименты производились на установке, схема которой приведена на рис.1. Индикатриса рассеяния регистрировалась на самопишущем приборе 7 в процессе поворота фотоэлектронного умножителя 2 вокруг образца 1. Для получения круговой поляризации при облучении образца вместо линейного поляризатора 8 (см. рис.1) использовалась четвертьволновая пластинка. Запись индикатрис рассеяния производилась при вертикальной и горизонтальной ориентации плоскости пропускания поляризатора 3, то есть регистрировались p - и s -компоненты рассеянного излучения. Были измерены индикатрисы рассеяния четырех плоских образцов: химически полированного алюминия; алюминия, покрытого темной оксидной пленкой; алюминия, покрытого непрозрачным слоем белой керамики; лавсановой пленки, покрытой тонким напыленным слоем алюминия.

Поверхность образцов рассмотрим как неоднородную микроструктуру, представляющую собой случайные отклонения от ее средней гладкой поверхности [7]. Эти мелкие пространственные случайные неровности можно характеризовать среднеквадратичным отклонением δ реальной поверхности от ее среднего профиля, определяемого характером обработки материала, а также радиусом корреляции этих отклонений L . Измерив индикатрисы рассеяния и их корреляционные функции, можно определить размеры неровностей поверхности [7].

На рис.3 приведены индикатрисы рассеяния p - и s -компонент для образца, изготовленного из химически полированного алюминия. Тонкие структуры индикатрис рассеяния p - и s -компонент для этого образца почти полностью повторяют друг друга. Это

объясняется тем, что в интенсивность отраженного излучения основной вклад дает внешняя компонента, обусловленная большим поглощением металлической зеркальной поверхности образца. При нормальном падении излучения основной вклад в интенсивность рассеянного излучения дают поля, рассеянные на мелких неровностях [7]. Поэтому индикатриса рассеяния определяется, в основном, дифракцией лазерного излучения на мелких неровностях. Поскольку их размеры для полированной поверхности имеют величину порядка λ , дифракционная расходимость рассеянного на них излучения составляет угол порядка λ/l . Как следует из рис.3, при $\varphi \geq \arcsin(\lambda/l)$ интенсивность рассеянного поля резко падает.

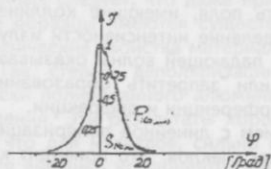


Рис.3

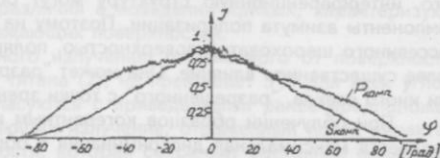


Рис.4

На рис.4 представлены индикатрисы рассеяния p - и s -компонент для образца, покрытого оксидной пленкой. Эти индикатрисы при нулевом угле наблюдения практически совпадают, а с увеличением угла наблюдения индикатриса рассеяния p -компоненты уменьшается более плавно, чем индикатриса рассеяния s -компоненты. При угле наблюдения, равном 60° , индикатрисы рассеяния p - и s -компонент максимально расходятся (интенсивность p -компоненты превышает интенсивность s -компоненты на 20%), а затем, с увеличением угла наблюдения, опять начинают сходиться и совпадают при угле наблюдения, равном 90° . Эти отличия связаны с тем, что поверхность образцов покрыта диффузным слоем черного цвета. Наряду с поглощением лазерного излучения большой вклад дает внутренняя компонента, поэтому условия отражения для p - и s -компонент от элементарных участков шероховатого слоя отличаются, и это приводит уже к интегральным отличиям в характере индикатрис рассеяния.

На рис.5 приведены индикатрисы рассеяния p - и s -компонент для образца, покрытого слоем керамики.

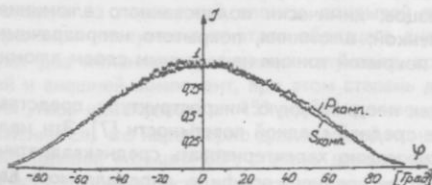


Рис.5

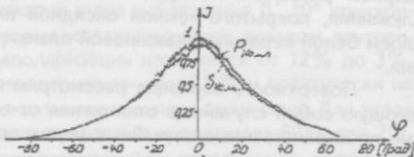


Рис.6

Усредненные индикатрисы рассеяния p - и s -компонент для этого образца совпадают при всех углах наблюдения, но тонкие структуры индикатрис рассеяния p - и s -компонент полностью не коррелированы. Такой характер кривых можно объяснить тем,

что при рассеянии лазерного излучения на поверхности образца, покрытого белым керамическим слоем, происходит почти полная его деполаризация, то есть основной вклад в рассеяние дает внутренняя компонента. На рис.6 приведены результаты исследования индикатрисы рассеяния p - и s -компонент для лавсановой пленки, покрытой тонким слоем алюминия. Кривые практически совпадают, что свидетельствует о взаимной корреляции p - и s -компонент. Но для этого образца значительный вклад дает внутренняя компонента, обусловленная переотражением излучения между металлическим и диэлектрическим слоями образца, что приводит к небольшой деполаризации одной из компонент индикатрисы рассеяния.

Заключение

1. При нормальном падении лазерного излучения на плоские объекты с шероховатыми поверхностями, изготовленными из проводящих и диэлектрических материалов, имеется возможность выявить механизмы рассеяния излучения на шероховатых поверхностях этих объектов. Установлено, что по степени деполаризации рассеянного излучения можно оценить вклад внутренней и внешней компоненты. Для металлических объектов, изготовленных из химически полированного алюминия, основной вклад в интенсивность рассеяния дает внешняя компонента (95%–97%), обусловленная высоким поглощением излучения металлической поверхностью, и незначительный вклад – внутренняя компонента (3%–5%), обусловленная переотражениями в окисной пленке, покрывающей металлические поверхности.

2. Для диэлектрических объектов большой вклад в интенсивность рассеяния дает внутренняя компонента, обусловленная слабым поглощением диэлектрических покрытий и переотражениями между их слоями и элементами шероховатостей. Для объекта, покрытого керамическим слоем, вклад внутренней компоненты составляет от 80% до 100%, а для объекта, покрытого оксидной пленкой, этот вклад составляет от 15% до 70%.

3. В результате измерения тонких структур индикатрисы рассеяния p - и s -компонент выявлен вклад дифракционной компоненты в увеличение степени деполаризации. Это позволило определить изменения поляризационных характеристик излучения с круговой поляризацией, нормально падающего на исследуемые объекты, при его отражении.

Список литературы: 1. Полянский В.К., Рвачев В.П. Рассеяние света при отражении от статистически распределенных микроплощадок. Дифракционное рассмотрение // Оптика и спектроскопия, 1967. Т.22. Вып.2. С.279-286. 2. Умов Н.А. Избранные сочинения. - М.-Л.: Гостехиздат, 1950. 555 с. 3. Иванов А.П., Топфев А.С. Исследование диффузного отражения с применением поляризованного света // ЖТФ, 1956. Т. 26. Вып. 2. С. 623-631. 4. Иванов А.П., Байко П.Б. Поляризационные свойства света, рассеянного неровными поверхностями. Степень поляризации // Журнал прикладной спектроскопии, 1968. Т.8. Вып.5. С.816-821. 5. Сазанович В.М., Хмелевцов С.С., Чапов В.П. Поляризация света, рассеянного шероховатыми поверхностями // Изв.вузов.Физика, 1974. № 3. С.95-99. 6. Городинский Г.Н. Поляризующие свойства матовых стеклянных поверхностей при отражении // Оптика и спектроскопия, 1964. Т.16. Вып.1. С.112-116. 7. Бакут П.А. и др. Теория когерентных изображений.- М.: Радио и связь, 1987. 264 с.

SUMMARY

Mechanisms of coherent radiation reflection from rough surfaces using measurements of its depolarization state and dispersion index are studied.

ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ

Н.К. БЛИНОВА, Л.П. ЯЦУК

Расчет амплитудно-фазового распределения (АФР) в линейной волноводно-щелевой системе, состоящей из N излучателей, сводится к нахождению электрических полей $\vec{E}_n$, возбужденных в каждой из щелей с номером n . Для определения полей $\vec{E}_n$ формулируются функциональные уравнения, обусловленные непрерывностью магнитного поля на поверхностях щелей. При строгой постановке задачи требуется выполнение условия непрерывности одновременно на всех щелях с учетом их взаимодействия, что приводит к системе связанных интегро-дифференциальных уравнений, в каждом из которых присутствуют все $\vec{E}_n$ ($n=1,2,\dots,N$, где N - число щелей). Ядра этих уравнений содержат тензорные функции Грина связываемых объемов и их производные. Строгое решение таких уравнений даже в простейшем случае одной щели, не говоря уже о многощелевых системах, представляется практически невозможным. Известен ряд приближенных методов, которые по степени приближения к строгому решению задачи можно разделить на три группы.

1. Энергетический метод - не учитывается связь щелей по внешнему пространству и отражения от них волны, возбуждающей волновод [1,2].

2. Матричный метод, метод рекуррентных соотношений - учитывается взаимодействие щелей только по внутреннему пространству волновода, а по внешнему не учитывается [3,4].

3. Методы, в которых учитывается внутренняя и внешняя взаимная связь щелей. При этом следует выделить два основных направления решения задачи:

а) сведение исходного уравнения методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС) к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) [3];

б) различные варианты метода последовательных приближений для решения исходного уравнения. В одних из них АФР вдоль системы щелей на первом шаге определяется без учета внешнего взаимодействия и отражений от щелей, потом эти взаимодействия учитываются [3]. В других работах [5] учитывается связь щелей по внешнему пространству, по основной и высшим типом волн, но допускается только симметричное распределе-

ние поля вдоль щелей. В [5] решаются СЛАУ высокого порядка. Известен также метод последовательных приближений, когда поля на щелях определяются последовательно по мере распространения волнового процесса от начала к концу антенны, а потом обратно и так многократно [6]. При этом нет необходимости решения СЛАУ высокого порядка, что облегчает обобщение его для учета толщины стенки волновода, отражения от оконечной нагрузки [7] и нахождения более точного распределения поля вдоль щелей. В результате такого подхода при достаточном числе приближений расчетные данные совпадают с таковыми, полученными методом наведенных МДС.

В инженерной практике для расчета АФР в линейной системе щелей широко применяется энергетический метод (ЭМ), привлекательный своей простотой. Он дает хорошие результаты в случае слабо излучающих щелей, которые используются в длинных антеннах. С увеличением излучательной способности щелей (в более коротких антеннах) точность этого метода уменьшается. Целью настоящей статьи является выяснение пределов применимости энергетического метода путем сравнения результатов, полученных с его помощью и методом последовательных приближений (МПП) [6,7]. Остановимся несколько подробнее на характеристике ЭМ и МПП. ЭМ прост для расчетов и физически нагляден. Однако, он имеет свои ограничения. При его использовании не учитываются отражения от щелей, что возможно, когда эти отражения компенсируют друг друга. Это происходит в нерезонансных антеннах. Такая компенсация тем эффективнее, чем сильнее отклонен луч и чем больше излучателей в антенне. Для иллюстрации приведем формулу для коэффициента отражения на входе антенны из [3]:

$$\Gamma_1 = \Gamma_{\max} e^{-i2\pi(N-1)\Theta} \left[\frac{\sin(N2\pi\Theta)}{N \sin(2\pi\Theta)} \right], \quad (1)$$

где угол Θ -эквивалентен $d' \cos \vartheta / 2\lambda$ (d' - расстояние между излучателями, ϑ - угол отклонения луча относительно оси антенны). В [2] приводятся результаты расчета для нерезонансных антенн, когда луч отклоняется на угол примерно $5-10^\circ$. При этом тоже подчеркивается, что при заданной доле мощности, уходящей в нагрузку, энергетический метод обеспечивает тем большую точность, чем больше число излучателей в антенне.

Возникает вопрос, можно ли пользоваться ЭМ для расчета резонансной антенны и в какой степени антенна должна отличаться от резонансной, чтобы ЭМ обеспечивал приемлемую точность расчетов. Мы провели расчеты энергетическим методом и МПП для случая, когда луч отклонен на $2,6^\circ$, при этом оказалось, что качественные выводы совпадают с выводами, приведенными в [2]. Дополнительно были рассчитаны КСВ на входе нерезонансных антенн разной длины и показано, что ошибки определения КСВ,

возникающие при расчете АФР энергетическим методом для более длинных решеток ($N=20$) не превышают 2,7% при меньшем количестве щелей в антенне ($N \leq 10$) они увеличиваются до 10%. На рис.1-2 представлены результаты расчетов АФР и диаграмм

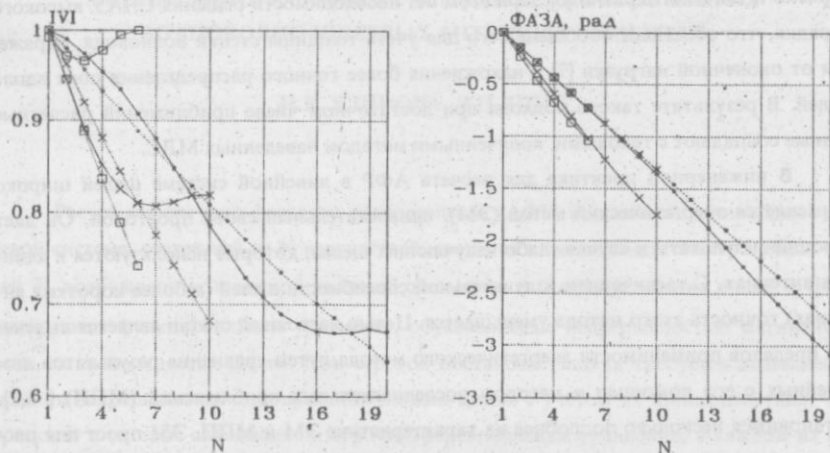


Рис. 1. Амплитудное и фазовое распределение нерезонансных антенн

--- ЭМ, $N=20$ —●— МПП, $N=20$ -x- ЭМ, $N=10$ —x— МПП, $N=10$
 --□-- ЭМ, $N=6$ —□— МПП, $N=6$

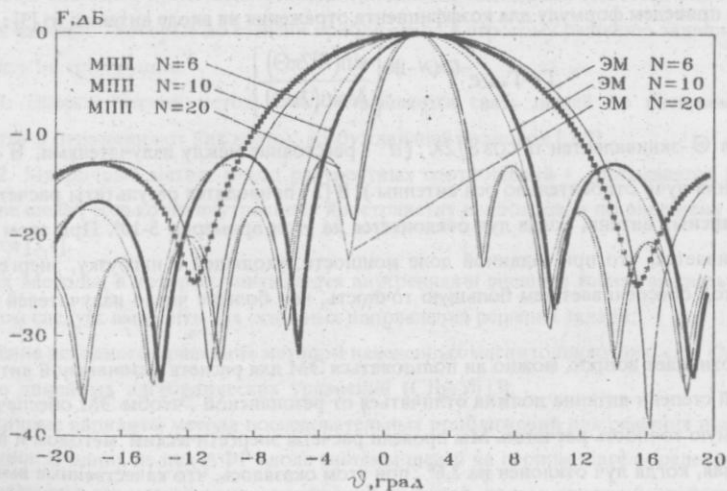


Рис. 2. ДН нерезонансных антенн

направленности (ДН) нерезонансных волноводно-щелевых антенн разной длины ($N=6, N=10, N=20$) и с одинаковыми щелями при расчете их ЭМ и МПП. В случае нерезонансных антенн расчет ЭМ приводит к ошибкам как в амплитудном, так и в фазовом распределении. Видно, что результаты, полученные ЭМ и МПП заметно различаются. Чем короче антенна, тем эти различия больше. Для $N=20$ они не превосходят для амплитудного распределения 7%, для $N=6$ соответственно достигают 25%. Фазовая ошибка для последних излучателей системы, состоящей из 20 щелей достигает 0,4 рад. Это приводит к отклонению главного лепестка ДН от заданного направления ($2,6^\circ$) примерно на 7% ширины $2\Delta\theta$ главного лепестка ДН по уровню -3 дБ для $N=6$ и на 6% для $N=20$. Уровень первых боковых лепестков отличается от уровня, рассчитанного МПП примерно на 1 дБ на уровне -13,5 дБ, также незначительно отличаются и уровни минимумов ДН. Ширина главного лепестка $2\Delta\theta$, рассчитанная с помощью ЭМ и МПП различаются примерно на 7 и 10% соответственно для $N=6$ и 20.

Что касается резонансной антенны, то в разделе 'энергетический метод' в [2] приводится формула для амплитудного распределения такой антенны. Эта формула совпадает с формулой из [3], полученной с учетом внутренней взаимной связи щелей.

Это значит, что метод расчета амплитудного распределения (АР) по ней нельзя назвать энергетическим. Проведем далее сравнение представленных на рис. 3 АР в резонансных антеннах с 6, 10 и 20 идентичными резонансными щелями, полученные с помощью алгоритмов ЭМ и МПП. Видно, что АР, полученные с помощью ЭМ, в отличие от МПП, спадают от начала к концу антенны, что приводит только к заплыванию нулей в ДН. Фазовые распределения отличаются незначительно, что характерно для решеток резонансных щелей. Более заметные различия наблюдаются при расчете КСВ на входе антенн, ошибки составляли 11% для коротких ($N=6$) и 16% для длинных ($N=20$) антенн. Такие щели не сдвигают фазу прошедшей волны. Легко показать, что в случае нерезонансных антенн расчет ЭМ приводит к ошибкам как в амплитудном, так и в фазовом распределении. Видно, что результаты, полученные ЭМ и МПП заметно различаются. Чем короче антенна, тем эти различия больше. Для $N=20$ они не превосходят для амплитудного распределения 7%, для $N=6$ соответственно достигают 25%. Фазовая ошибка для последних излучателей системы, состоящей из 20 щелей достигает 0,4 рад. Это приводит к отклонению главного лепестка ДН от заданного направления ($2,6^\circ$) примерно на 7% ширины $2\Delta\theta$ главного лепестка ДН по уровню -3 дБ для $N=6$ и на 6% для $N=20$. Уровень первых боковых лепестков отличается от уровня, рассчитанного МПП примерно на 1 дБ на уровне -13,5 дБ, также незначительно отличаются и уровни минимумов ДН. Ширина главного лепестка $2\Delta\theta$, рассчитанная с помощью ЭМ и МПП различаются примерно на 7 и 10% соответственно для $N=6$ и 20.

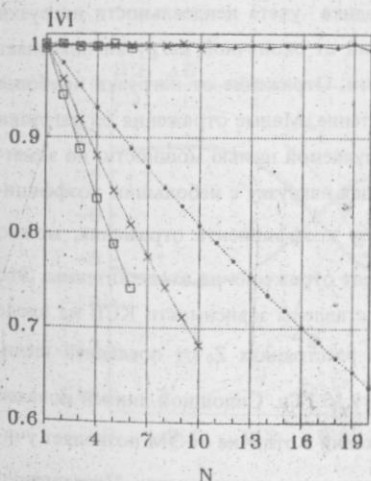


Рис. 3. АР резонансной антенны

- ЭМ, $N=20$ —•— МПП, $N=20$
- x— ЭМ, $N=10$ —x— МПП, $N=10$
- ЭМ, $N=6$ —□— МПП, $N=6$

зонансных щелей появляются дополнительные сдвиги по фазе

прошедшей за щель волны. Так,

$$\arg \Gamma_{12} = \arg(1 - g^i/Y) \neq 0, \quad (2)$$

где Γ_{12} -коэффициент прохождения, g^i - внутренняя активная проводимость, Y - полная проводимость щели, являющаяся в случае нерезонансной щели комплексной величиной. Появление этого фазового сдвига приводит к отклонению максимума ДН которое не учитывается ЭМ. В расчетах, приведенных на рис.6.1 в [2], оно составляет около 5° по сравнению с экспериментальными данными. Учет фазы (2) не предусматривается ЭМ. Поэтому в случае нерезонансных щелей лучше пользоваться более точным методом. Даже первое приближение МПП, эквивалентное ЭМ по расчету АР, позволяет учесть этот дополнительный сдвиг по фазе между соседними излучателями.

Если же в конце волновода имеется отражающая нагрузка, её влияние на характеристики антенны не может быть учтено энергетическим методом. Приведем результаты исследования влияния отражений от нагрузки на ДН и коэффициенты излучения и отражения на входе антенны. Алгоритм и методика учета неидеальности нагрузки разработана в [7]. Как оказалось, учет отражений от оконечной нагрузки позволяет проследить следующие физические закономерности. Отражение от нагрузки наиболее заметно сказывается на АФР в нерезонансной антенне. Малые отражения от нагрузки практически не изменяют исходного значения излучаемой щелью мощности, но заметнее влияют на коэффициент отражения. Перемещая нагрузку с небольшим коэффициентом отражения от неё $|R|$, т. е., изменяя фазу коэффициента отражения, можно уменьшить в некоторой полосе частот коэффициент отражения на входе антенны. Это проиллюстрировано кривой 3 на рис. 4, где представлены зависимости КСВ на входе антенны от частоты для $|R|=0,2$ при различных расстояниях Z_0 от последней щели. Здесь λ_g - длина волны в волноводе на частоте $f=9,55$ ГГц. Сплошной линией показан КСВ при $|R|=0$. Метод последовательных приближений в отличие от ЭМ позволяет учитывать взаимодействие щелей по внутреннему и внешнему пространству. Исследовано влияние внешней взаимной связи в системе продольных щелей на коэффициент отражения на входе антенны $|\Gamma_1|^2$ и на её коэффициент излучения $|S|^2$ при $|R|=1$. На рис.5 представлены зависимости $|\Gamma_1|^2$ (кривые 1, 2), $|S|^2$ (кривые 3, 4) с учетом внешнего взаимодействия (кривые 1,3) и без его учета (кривые 2,4), рассчитанные для

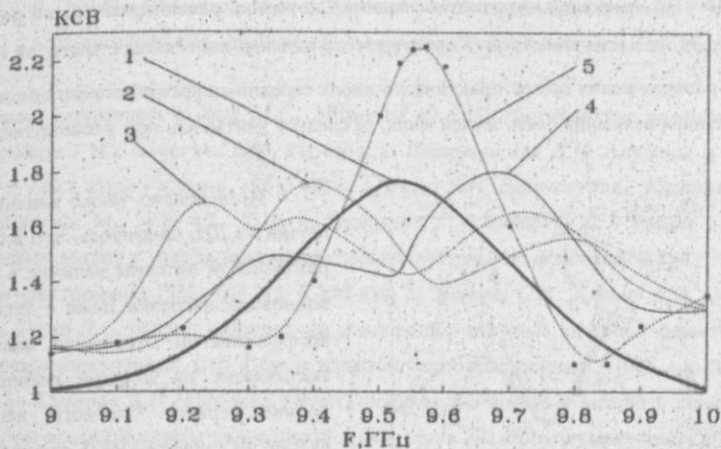


Рис. 4. Зависимость КСВ от частоты, при $|R|=0,2$

1 — $R=0$; 2 — $Z_0 = 0.25\lambda_g$; 3 — $Z_0 = 0.3\lambda_g$; 4 — $Z_0 = 0.35\lambda_g$; 5 — $Z_0 = 0.5\lambda_g$.

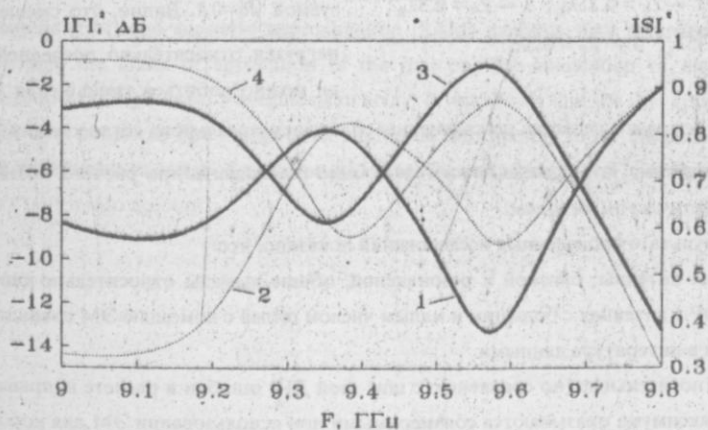


Рис. 5. Зависимости коэффициентов отражения и излучения от частоты при $|R|=1$

$Z_0 = \lambda_g/4$

антенны ($N=20$), имеющей короткозамыкающий поршень, расположенный на расстоянии $Z_0 = \lambda_g/4$ от последней щели. Характер этого влияния изменяется с частотой и даже в случае расположения щелей практически вдоль середины широкой стенки волновода, когда внешняя взаимная связь щелей мала, её следует учитывать при расчете таких антенн.

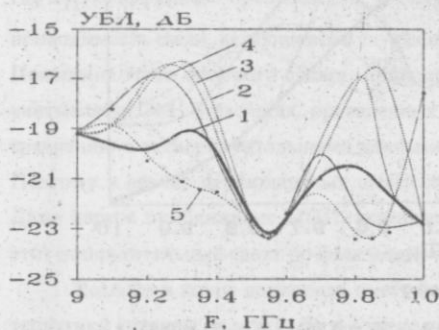


Рис. 6. Зависимость уровней первых боковых лепестков ДН от частоты при $|R|=0.1$

1 — $R=0$; 2 — $Z_0 = 0.25\lambda_g$; 3 — $Z_0 = 0.3\lambda_g$;
4 — $Z_0 = 0.35\lambda_g$; 5 — $Z_0 = 0.5\lambda_g$.

первого бокового лепестка по сравнению со случаем идеального согласования $|R|=0$ на конце антенны. Эти явления невозможно было бы выявить при расчете такой системы энергетическим методом.

В результате проведенных исследований показано, что:

1. Для антенны, близкой к резонансной, общие выводы относительно ошибок расчета АФР в антеннах с большим и малым числом щелей с помощью ЭМ совпадают с известными в литературе данными.

2. Относительные (по сравнению с шириной ДН) ошибки в расчете направления главного максимума оказываются соизмеримыми при использовании ЭМ для коротких и длинных антенн.

3. Формула, приведенная в [2] для расчета АР в резонансной антенне, соответствует более точному методу, чем энергетический.

4. Ошибки, вызванные неточностью энергетического метода, больше сказываются на расчетных значениях для КСВ на входе антенны, чем на её ДН, причем отличие КСВ от данных МПП заметнее для длинных антенн, чем для коротких.

Исследовано также влияние нагрузки на ДН. Оказалось, что в случае резонансной антенны наличие в конце волновода нагрузки даже с большим коэффициентом отражения никак не сказывается на ширине главного и уровне первого бокового лепестка (УБЛ), но влияет на УБЛ, если антенна нерезонансная. На рис.6 представлены зависимости от частоты уровня первого бокового лепестка ДН при различных положениях нагрузки, характеризуемой $|R|=0.1$. Видно, что смещением нагрузки относительно последней щели можно добиться уменьшения уровня

5. Ошибки ЭМ возрастают для антенн с нерезонансными щелями.
6. Энергетический метод не позволяет учесть отражения от конца волновода.

Список литературы 1. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование антенно-фидерных устройств.- М.: Энергия, 1966, т1, 648с. 2. Воскресенский Д.И. Антенны и устройства СВЧ. - М.: Радио и связь, 1981, 430 с. 3. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства, М., 1959 ч.2., 551с. 4. Евстропов Г.А., Царанкин С.А. Расчет волноводно-щелевых антенн с учетом взаимодействия излучателей по основной волне.- Радиотехника и электроника, 1966, т.11, N5, С.822-830. 5.. Киселев С.В., Крицын В.А., Запитуцкий В.К, Турко Л.С. Расчет резонансных волноводно- щелевых антенных решеток// Вопросы радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. - 1985. - вып. 6. - С. 20-32. 6.. Смирнов В.Н. Методика расчета волноводно-щелевых антенн с неидентичными излучателями// Вопросы радиоэлектроники, серия XII Общетехническая. - 1965. - N. 20. -С. 37-42. 7.. Яцук Л.П., Блинова Н.К, Жиронкина А.В. Математическая модель линейной системы щелей в волноводе с произвольной отражающей нагрузкой// Радиотехника (Москва). - 1992. - N. 7-8. - С. 73-78

SUMMARY

Energetic (EM) and successive approximation (SAM) methods were compared in order to determine the limits of application of the first one for colculation of amplitude-phase distribution along a linear waveguide-slot array. It was shown that the first approximation of SAM is as simple as EM but gives an additional information about the phase distribution and is preferable in a case of nonresonant slots. When a reflecting and loading exists the EM can't take it into account.

ПРОВОДИМОСТИ ЩЕЛЕЙ С КООРДИНАТНЫМИ ГРАНИЦАМИ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С ИМПЕДАНСНЫМ ТОРЦОМ

Ю.М. ПЕНКИН

В волноводной технике СВЧ широкое применение находят щелевые элементы связи электродинамических объемов, которые используются в различных устройствах управления сигналами: в распределителях СВЧ-мощности, направленных ответвителях, поляризаторах, а также в качестве излучателей антенных решеток. Как правило, на практике используются узкие щели. Задача возбуждения различных волноводных секций щелью является ключевой в процессе исследования ее элементов матрицы рассеяния с целью расширения функциональных возможностей волноводных устройств.

Как известно [1], задачу возбуждения электромагнитных волн в объемах с координатными границами удобнее всего решать с помощью функций Грина для векторных потенциалов Герца, теория которых систематически изложена в [2]. В частности, в этой работе при помощи функции Грина определены поля в бесконечном прямоугольном волноводе, возбуждаемым прямолинейным током, ориентированным вдоль продольной оси волновода. Вопросам построения функций Грина цилиндрических волноводов произвольного, прямоугольного и круглого поперечного сечения посвящен целый ряд и других работ. Среди них следует отметить работы [3, 4], где тензорные функции Грина получены для волноводов и резонаторов, а также для других областей, границы которых частично или полностью совпадают с координатными поверхностями ортогональных цилиндрических систем координат (в том числе прямоугольных). Как и в [2], здесь решения векторных уравнений для функций Грина строились в виде разложения в ряды по системе трех продольной и двух поперечных векторных функций, выраженных через скалярные собственные функции.

Во всех рассмотренных в литературе случаях построения функций Грина внутренние стенки волноводов и волноводных секций предполагались идеально проводящими. Однако, при разработке и оптимизации параметров СВЧ-устройств возникает необходимость характеризовать стенки волноводных секций или их участки распределенным поверхностным импедансом. Поэтому представляет интерес определение функций Грина волноводных областей при выполнении импедансных условий для электромагнитных полей на их граничных поверхностях. В случаях возбуждения полубесконечного прямоугольного волновода с импедансным торцом продольными сторонними токами и координатными токами, расположенными на поверхности торца, оказывается возможным получение функций Грина для векторных потенциалов Герца при использовании традиционного метода их построения с помощью собственных функций уравнения Гельмгольца [2, 4].

В качестве исходных используем выражения для компонент тензорных функций Грина прямоугольного волновода из работы [4]:

$$\begin{aligned}
 G_{11}^3 &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})(2-\delta_{0n})}{ab} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} f_{mn}^3(z, z'); \\
 G_{22}^3 &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})(2-\delta_{0n})}{ab} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} f_{mn}^3(z, z'); \\
 G_{33}^3 &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})(2-\delta_{0n})}{ab} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} h_{mn}^3(z, z');
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$$G_{11}^M = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})(2-\delta_{0n})}{ab} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} f_{mn}^M(z, z');$$

$$G_{22}^M = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})(2-\delta_{0n})}{ab} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} f_{mn}^M(z, z'); \quad (2)$$

$$G_{33}^M = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})(2-\delta_{0n})}{ab} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} h_{mn}^M(z, z'),$$

где δ_{0m}, δ_{0n} — символы Кронекера; a и b — размеры поперечного сечения волновода; (x', y', z') — координаты точки источника, а (x, y, z) — координаты точки наблюдения в декартовой системе координат, ось z которой направлена вдоль оси волновода (рис. 1); функции $G^3, f_{mn}^3(z, z')$ и $h_{mn}^3(z, z')$ являются функциями электрического, а $G^M, f_{mn}^M(z, z')$ и $h_{mn}^M(z, z')$ — магнитного типов.

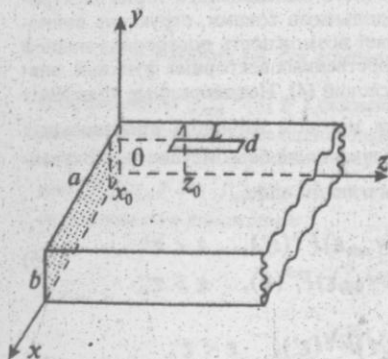


Рис. 1

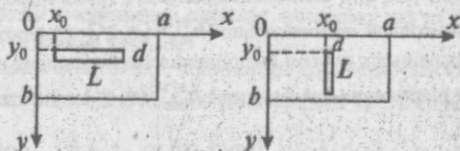


Рис. 2

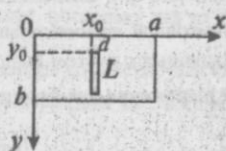


Рис. 3

Универсальность выражений (1) и (2) заключается в том, что они содержат зависимости от продольной координаты z в неявном виде, определяемые функциональными коэффициентами $f_{mn}^{3(M)}(z, z')$ и $h_{mn}^{3(M)}(z, z')$, которые следует находить из неоднородных уравнений Гельмгольца. Необходимо отметить, что в выражениях для компонент тензорных функций Грина $G_{11}^{3(M)}$ и $G_{22}^{3(M)}$ фигурируют тождественно равные функциональные коэффициенты $f_{mn}^{3(M)}(z, z')$, поскольку в работе [4] для их определения требуются одинаковые граничные условия.

Пусть на поверхности торца полубесконечного волновода, расположенного в плоскости $z=0$ (рис. 1), распределен поверхностный импеданс величиной ξ , имеющий в общем случае комплексное значение. Это приводит к необходимости использования в решении задачи импедансных граничных условий Щукина — Леонтовича:

$$[\vec{n}, \vec{E}] = -\chi[\vec{n}, [\vec{n}, \vec{H}]], \quad (3)$$

где $\vec{E}$ и $\vec{H}$ — векторы напряженностей электрического и магнитного полей; $\vec{n}$ — вектор внутренней нормали к импедансной поверхности тела. В выбранной системе координат $\vec{n} = -\vec{z}^0$. Остальные стенки волноводной секции считаются идеально проводящими.

Рассмотрим случай возбуждения полубесконечного волновода продольными сторонними токами. При такой геометрии расположения источников требования импедансного граничного условия (3) для функций $h_{mn}^{(M)}(z, z')$ формулируются как:

$$\begin{aligned} i\omega\epsilon h_{mn}^{\mathfrak{A}}(z, z') &= -\partial h_{mn}^{\mathfrak{A}}(z, z')/\partial z|_{z=0}; \\ i\omega\mu h_{mn}^M(z, z') &= -\xi\partial h_{mn}^M(z, z')/\partial z|_{z=0}, \end{aligned} \quad (4)$$

где i — мнимая единица; ω — круговая частота; ϵ и μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости среды внутри волновода. Такой подход оказывается правомерным, поскольку при отражении от поперечного импедансного торца электромагнитных волн в волноводе, возбуждаемого продольными токами, структура волноводных мод сохраняется неизменной. Это определяет возможность построения полной системы независимых поперечных и продольных собственных векторных функций, аналогичных [4], и самосогласованность граничных условий (4). Неоднородные уравнения Гельмгольца относительно $h_{mn}^{(M)}(z, z')$ решаются методом вариации произвольных постоянных с учетом выполнения также условия излучения на бесконечности. Полученные выражения для функций $h_{mn}^{(M)}(z, z')$ приведем в явном виде:

$$h_{mn}^{\mathfrak{A}}(z, z') = \begin{cases} (\omega\epsilon\xi \sin \gamma_{mn}z + i\gamma_{mn} \cos \gamma_{mn}z)F^{\mathfrak{A}}(z'), & z < z'; \\ (\omega\epsilon\xi \sin \gamma_{mn}z' + i\gamma_{mn} \cos \gamma_{mn}z)F^{\mathfrak{A}}(z), & z > z'; \end{cases} \quad (5)$$

$$h_{mn}^M(z, z') = \begin{cases} (\omega\mu \sin \gamma_{mn}z + i\xi \cos \gamma_{mn}z)F^M(z'), & z < z'; \\ (\omega\mu \sin \gamma_{mn}z' + i\xi \cos \gamma_{mn}z)F^M(z), & z > z'; \end{cases} \quad (6)$$

где $\gamma_{mn}^2 = k^2 - (m\pi/a)^2 - (n\pi/b)^2$; $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ — волновое число;

$$F^{\mathfrak{A}}(u) = 4\pi e^{-i\gamma_{mn}u}/(\omega\epsilon\xi\gamma_{mn} - \gamma_{mn}^2); F^M(u) = 4\pi e^{-i\gamma_{mn}u}/(\omega\mu\gamma_{mn} - \xi\gamma_{mn}^2).$$

Отметим, что в работе [5] аналогичным образом построены функции Грина прямоугольного резонатора с импедансными торцевыми стенками, возбуждаемого продольными токами.

При возбуждении полубесконечного волновода произвольно расположенными поперечными токами решение задачи усложняется, поскольку в этом случае при отражении от импедансного торца происходит взаимное преобразование волн электрического и магнитного типов. Становится невозможным использование системы независимых поперечных и продольных собственных векторных функций, аналогичных [4], а следовательно, и получение корректной формулировки граничных условий на торце для компонент векторов Герца. И только при расположении сторонних токов возбуждения на импедансной поверхности торца волновода оказывается возможным построение функций Грина рассматриваемым методом.

Поскольку граничное условие (3) для поверхностных магнитного $\vec{j}^M$ и электрического $\vec{j}^E$ токов может быть записано в виде:

$$\vec{j}^M = -\xi[\vec{z}^0, \vec{j}^E], \quad (7)$$

электромагнитное поле, возбуждаемое ими в волноводе может быть представлено одновременно в терминах волн и электрического и магнитного типов. Иначе говоря, на импедансном торце волновода сторонние токи возбуждения могут быть заданы только «попарно» и связь между ними определяется выражением (7). Нетрудно убедиться, что в этом случае граничные условия для функций $f_{mn}^M(z, z')$ и $f_{mn}^E(z, z')$ на торце формулируются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\xi(k^2 + \gamma_{mn}^2)}{\omega\mu} f_{mn}^M(z, z') + i \frac{\partial f_{mn}^M(z, z')}{\partial z} &= -i \frac{\partial f_{mn}^E(z, z')}{\partial z} \Big|_{z=0}; \\ f_{mn}^E(z, z') &= \xi^2 \frac{\epsilon}{\mu} f_{mn}^M(z, z') \Big|_{z=0}. \end{aligned} \quad (8)$$

Как и в работе [4] для компонент функций Грина $G_{11}^{E(M)}$ и $G_{22}^{E(M)}$ функциональные коэффициенты $f_{mn}^{E(M)}(z, z')$ оказываются тождественно равными, поскольку для их определения требуются также одинаковые граничные условия.

Решения неоднородных уравнений Гельмгольца, полученные совместно для функций $f_{mn}^E(z, z')$ и $f_{mn}^M(z, z')$ с учетом граничных условий (8) и условия на бесконечности, запишем в явном виде:

$$\begin{aligned} f_{mn}^E(z) &= \xi^2 \frac{\epsilon}{\mu} C_{mn} e^{-\gamma_{mn} z}; \\ f_{mn}^M(z) &= C_{mn} e^{-\gamma_{mn} z}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $C_{mn} = \frac{4\pi}{i\gamma_{mn}} \cdot \frac{\omega\gamma_{mn}(\mu + \xi^2\epsilon)}{\omega\gamma_{mn}(\mu + \xi^2\epsilon) + \xi(k^2 + \gamma_{mn}^2)}$. Здесь $f_{mn}^{E(M)}(z) = f_{mn}^{E(M)}(z, z')$, так как полученные функции Грина справедливы только при размещении токов источников на торце волновода при $z' = 0$.

Построенные таким образом функции Грина позволяют определить компонент электрического и магнитного векторов Герца $\vec{\Pi}^{E(M)}(x, y, z)$ в виде объемного интеграла:

$$\vec{\Pi}^{E(M)}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon(\mu)} \int_V \vec{j}^{E(M)}(x', y', z') \cdot \hat{G}^{E(M)} dV, \quad (10)$$

где V — в общем случае электродинамический объем, в котором распределены сторонние электрические и магнитные токи $\vec{j}^{E(M)}(x', y', z')$. Форма выражения для $\hat{G}^{E(M)}$

определяется формулами (1, 2) и конкретным видом функций $f_{mn}^{(M)}(z)$ согласно (9) и $h_{mn}^{(M)}(z, z')$ согласно формулам (5, 6).

С использованием полученных функций Грина определим выражения для собственных ($p=q$) и взаимных ($p \neq q$) частичных проводимостей Y_{qp} узких щелей с координатными границами длиной L и шириной d , прорезанных в стенках прямоугольного полубесконечного волновода с импедансным торцом:

$$Y_{qp} = - \int_S [\bar{E}_q, \bar{H}_\tau \{\bar{E}_p\}] \bar{n} dS, \quad (11)$$

где $\bar{E}_q$ — пробные функции аналогичные $\bar{E}_p$; $\bar{H}_\tau$ — тангенциальные компоненты магнитного поля; $\bar{n}$ — вектор единичной нормали к поверхности щели, площадью S , направленный внутрь волновода. При этом распределение электрического поля на щели:

$$\bar{e}_{щ} = \sum_{p=1}^N V_p \bar{E}_p \quad (12)$$

находится известным методом Галеркина с использованием в качестве базисных функций:

$$\bar{E}_p = \frac{\bar{v}^0}{d} \sin p \frac{\pi}{L} (u - u_0), \quad (13)$$

где u и v — текущие координаты вдоль и поперек щели, u_0 — соответствующая координата края щели, V_p — неизвестные комплексные амплитуды. Поперек щели в силу ее малой ширины ($d \ll L$) поле предполагается постоянным.

Выражения для проводимостей Y_{qp} приведем в явном виде в трех случаях расположения щели в стенках полубесконечного волновода:

а) для продольной щели в широкой стенке волноводной секции (рис. 1), края которой смещены от боковой стенки волновода на x_0 , а от торцевой стенки на расстояние z_0

$$Y_{qp} = - \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2 - \delta_{0m})(2 - \delta_{0n})}{2i\omega\mu ab} \left[\sin\left(\frac{m\pi d}{2a}\right) / \frac{m\pi d}{2a} \right]^2 \frac{\cos^2(m\pi(x_0 + d/2)/a)}{(p\pi/L)^2 - \gamma_{mn}^2} \times \\ \times \left[\delta_{qp} L + 2qp \frac{e^{-i\gamma_{mn}(z_0+L)}}{\omega\mu - \xi\gamma_{mn}} \cdot \frac{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2}{(\gamma_{mn} L/\pi)^2 - q^2} \times \right. \\ \left. \times (g_{mn}(z_0)[(-1)^q + (-1)^p - e^{-i\gamma_{mn}L}] - (-1)^{p+q} g_{mn}(z_0 + L)) \right], \quad (14)$$

где $g_{mn}(z) = \frac{\omega\mu}{\gamma_{mn}} \sin \gamma_{mn} z + i\xi \cos \gamma_{mn} z$;

б) для щели в торце волноводной секции (продольная ось которой параллельна оси x (рис. 2), а края смещены от нижней стенки волновода на y_0 , от боковой стенки на расстояние x_0

$$Y_{qp} = -\frac{iqp}{4\pi ab} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})}{(p\pi/L)^2 - (m\pi/a)^2} \cdot \frac{(2-\delta_{0n})}{(q\pi/L)^2 - (n\pi/b)^2} \times \\ \times C_{mn} \left[\xi \frac{\varepsilon}{\mu} \gamma_{mn} + \frac{k^2 - (m\pi/a)^2}{\omega\mu} \right] \left[\sin\left(\frac{n\pi d}{2b}\right) / \frac{n\pi d}{2b} \right]^2 \cos^2 \frac{n\pi}{b} \left(y_0 + \frac{d}{2}\right) \times \quad (15) \\ \times \left[\sin \frac{m\pi}{a} x_0 + (-1)^{p+1} \sin \frac{m\pi}{a} (x_0 + L) \right] \left[\sin \frac{m\pi}{a} x_0 + (-1)^{q+1} \sin \frac{m\pi}{a} (x_0 + L) \right];$$

в) для щели в торце волноводной секции, продольная ось которой параллельна оси y (рис. 3), а края смещены от нижней стенки волновода на y_0 , от боковой стенки на расстояние x_0

$$Y_{qp} = -\frac{iqp}{4\pi ab} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})}{(p\pi/L)^2 - (n\pi/b)^2} \cdot \frac{(2-\delta_{0n})}{(q\pi/L)^2 - (n\pi/b)^2} \times \\ \times C_{mn} \left[\xi \frac{\varepsilon}{\mu} \gamma_{mn} + \frac{k^2 - (n\pi/b)^2}{\omega\mu} \right] \left[\sin\left(\frac{m\pi d}{2a}\right) / \frac{m\pi d}{2a} \right]^2 \cos^2 \frac{m\pi}{a} \left(x_0 + \frac{d}{2}\right) \times \quad (16) \\ \times \left[\sin \frac{n\pi}{b} y_0 + (-1)^{p+1} \sin \frac{n\pi}{b} (y_0 + L) \right] \left[\sin \frac{n\pi}{b} y_0 + (-1)^{q+1} \sin \frac{n\pi}{b} (y_0 + L) \right].$$

Следует отметить, что выражения для проводимостей (15, 16) получены с учетом распределения по площади щели как магнитных, так и электрических токов (7).

Построенные в работе функции Грина и полученные выражения для проводимостей узких щелей могут быть использованы при моделировании как СВЧ-устройств, элементом которых является полубесконечный прямоугольный волновод с импедансным торцом, так и при условном структурном разбиении сложных СВЧ-трактов на частичные области.

Список литературы: 1. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. — М.: Радио и связь, 1983. — 296 с. 2. Морс Ф., Фешбах Г. Методы теоретической физики. — М., 1958. — т. 1. — 520 с. 3. Марков Г.Т., Панченко Б.А. Тензорные функции Грина прямоугольных волноводов и резонаторов // Радиотехника. — 1964. — т. 7. — № 1. — С. 34-41. 4. Панченко Б.А. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // Радиотехника. — 1970. — Вып. 15. — С. 82-91. 5. Пенкин Ю.М. Решение задачи возбуждения продольными токами секций прямоугольных волноводов с импедансными торцами // Материалы 7-ой Межд. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». — Севастополь. 1997. — т. 2. — С. 569-571.

SUMMARY

Green's functions of electric and magnetic types for vector Hertz potentials are obtained for half-infinite rectangular waveguide with impedance butt-end in two cases: excitation of the volume of longitudinal current's; excitation of the volume of co-ordinate surface current's disposed on butt-end. This Green's functions are used in solution of diffraction problems by Galyorkin's method for narrow slots in faces of the waveguide section.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ НЕСИММЕТРИЧНОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ В ДВУМЕРНОМ СЛУЧАЕ

И.Ю.Воргуль

Скачкообразное изменение во времени электромагнитных свойств среды, как известно [1-3], приводит к расщеплению начального поля на прямые (распространяющиеся в том же направлении, что и начальные) и обратные волны. В случае сферической волны такое расщепление приводит к возникновению эффекта фокусировки поля в точке источника [4,3].

В таких задачах рассматриваются обычно начальные поля в виде плоских волн [5-8], или поля с какой-либо симметрией, позволяющей рассматривать их как пространственно одномерные..

Целью данной работы является исследование преобразования несимметричного электромагнитного поля в среде с резким изменением проводимости во времени. При этом анализ направлен на исследование влияния такой нестационарности среды на распределение поля по угловой координате, т.е. в терминах антенной теории, на диаграмму направленности.

В задаче рассматривается начальное поле (поле до изменения среды) как цилиндрическая волна вида

$$E_1 = \frac{E_0}{\sqrt{\rho}} e^{i m(t - \rho/v)} \left| \cos \frac{\varphi}{2} \right|, \quad (1)$$

которая может быть излучением бесконечно длинной линейной антенны с однопетельковой диаграммой направленности в дальней зоне. Предполагается, что поле E_1 в (1) имеет только компоненту, параллельную оси z , ρ - это радиальная координата, ω - частота поля, t - время наблюдения и v - скорость света в рассматриваемой среде.

Для поля после изменения среды справедливо интегральное уравнение

$$E(t, r) = E_1(t, r) - \frac{2\pi\sigma}{\epsilon v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \int_0^t \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \frac{\theta(t-t'-|r-r'|/v)}{|r-r'|} E(t', r), \quad (2)$$

которое получается из уравнений Максвелла с помощью функции Грина соответствующего волнового уравнения. Здесь $r = (p, \varphi, z)$,

$|r-r'| = \sqrt{(p-p')^2 + (z-z')^2 - 2pp' \cos(\varphi - \varphi')}$ - модуль разности радиус-векторов в цилиндрических координатах.

Так как уравнение (2) представляет собой интегральное уравнение Вольтерра второго рода с разностным ядром, его решение можно найти с помощью преобразования Фурье-Лапласа. Это решение в интегральной форме имеет вид:

$$E_2 = E_1 - \frac{\sigma E_0}{v^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\sigma \right) \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dp' e^{i\omega(t'-p'/v)} \int_{-\pi}^{\pi} \cos \frac{\varphi'}{2} d\varphi' +$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{2\pi i} \frac{\exp\{(q-\sigma)\tau - R\sqrt{q^2 - \sigma^2}/v\}}{2\pi R(q+\sigma)}, \quad (3)$$

где $\tau = t - t'$,

$$R = \sqrt{p^2 + p'^2 - 2pp' \cos(\varphi - \varphi') + (z - z')^2}.$$

Эта формула представляет собой точное решения для трансформированного поля. Интегрирование по q и по z' может быть проделано аналитически, и после всех возможных аналитических упрощений полученное точное решение принимает вид тройного интеграла со слабыми особенностями подынтегральной функции:

$$E_2 = -\frac{\sigma}{2\pi\nu^2} \int_{z-a}^{z+a} d\varphi' \cos \frac{\varphi'}{2} \int_0^\infty d\rho' \theta(\nu^2 t^2 - \rho'^2 - \rho^2 + 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')) e^{i\omega\rho'/\nu} \cdot$$

$$\cdot \left\{ \frac{2\nu^2 e^{-\sigma t}}{a} + \int_{z-a}^{z+a} dz' \left[e^{i\omega(t-R/\nu) - \sigma R/\nu} \left(\frac{i\omega}{R} - \frac{\sigma^2}{2\nu} \right) + \frac{\sigma I_1 \left(\sigma \sqrt{t^2 - r'^2 / \nu^2} \right)}{\nu \sqrt{t^2 - r'^2 / \nu^2}} \right] e^{-\sigma t'} + \right.$$

(4)

$$+ 2i\omega\nu^2 \int_0^{t - \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')}} dt' \left(ch \frac{\sigma}{\nu} \sqrt{\nu^2 t'^2 - \rho^2 - \rho'^2 + 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')} - 1 \right) \cdot$$

$$\cdot \left. \frac{e^{\frac{i\omega}{\nu} \rho' - \sigma t + (i\omega + \sigma)t'}}{\nu^2 t'^2 - \rho^2 - \rho'^2 + 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')} \right\},$$

где $a = \sqrt{\nu^2 t^2 - \rho^2 - \rho'^2 + 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')}$.

Оставшиеся интегралы могут быть проанализированы численно или приближенно (методом стационарной фазы) аналитически.

Численный анализ полученных результатов показывает, что резкое изменение среды во времени существенно влияет на диаграмму направленности антенны, несмотря на то, что среда как до изменения, так и после остается однородной. Общим для различных значений параметров среды и поля является здесь уменьшение максимального значения излучения и уменьшение направленных свойств антенны. При определенных соотношениях параметров среды и поля в угловом распределении поля излучения могут образовываться провалы, т.е. однолепестковая диаграмма направленности становится многолепестковой.

Таким образом, изменение во времени свойств среды может качественно менять не только эволюционную картину поля, но и его пространственную структуру. Полученные результаты показывают возможность формирования нужного пространственного распределения поля, используя нестационарное окружение антенны, а также возможность учета нежелательных искажений в результате временных изменений реальных сред, в которых распространяется излучение.

Список литературы: 1. *Fante R.L.* Transmission of electromagnetic waves into time-varying media. IEEE Trans.Ant.Prop. 1971. AP-19. p.417-424. 2. *L.B.Felsen, G.M.Whitman.* IEEE Trans.Ant. Prop. 1970.AP-18.N2, p.242-253. 3. *Nerukh A.G., Shavorykina I.Yu.* Transformation of radiation pulse in nonstationary conducting medium. Radiophysics and Quantum Electronics. 1992. v.35. N 3-4. p.203-209. . 4. *Nerukh A.G.* Evolutionary approach in transient electrodynamics problems. Copyright 1995 by the American Geophysical Union. 5. *Aberg I., Kristensson G., Wall D.* Propagation of transient electromagnetic waves in time-varying media - direct and inverse scattering problems. Inverse problems. 1995. N11(1).p.29-49. 6. *Nerukh A.G.,Shavorykina I.Yu.* Electromagnetic impulse return from a conductive medium which has come into being. Proc. Int. Symp. Anten. Prop., Sapporo, Japan, 1992. v.2, p.585-588. 7. *Heyman E, Tijhuis A.G.,Boersma J.* Spherical and Collimated Pulsed fields in Conducting media. Proc.URSI int.Symp.EM Theory. S.-Petersburg. 1995. p.572-576. 8. *He S., Strom S.* Time-domain propagating modes in finitely conducting half-space and calculation of the transient reflection. Proc.URSI Int. Symp. EM Theory, S.-Petersburg.1995. p.581-585

Summary. Transformation of electromagnetic field radiated by linear antenna with one-petal radiation pattern by a time jump of medium conductivity is studied. An exact solution for the field after medium change is created by means of resolvent of integral equation. Dependence of the radiation pattern transformation on medium and field parameters is studied.

ИЗЛУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ РАСКРЫВОМ КОАКСИАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА С БЕСКОНЕЧНЫМ ФЛАНЦЕМ

А.Н. ДУМИН

Одним из перспективных направлений развития техники связи и радиолокации является использование сверхширокополосных сигналов. Наряду с классическим подходом к задачам излучения этих сигналов особый интерес вызывают аналитические методы во временной области. Таковым является метод модового базиса [1], первоначально задуманный для решения нестационарных электродинамических задач внутри резонаторов, а впоследствии – внутри волноводов [2], заполненных слоисто неоднородной нелинейной средой.

Сущность метода состоит в построении координатного базиса в поперечной плоскости, по которому раскладывают поперечные компоненты электромагнитного поля. Коэффициенты разложения находят из решения системы эволюционных уравнений, которые в случае заполнения линейной однородной средой преобразуются к трем несвязанным уравнениям в частных производных типа Клейна-Гордона. Из них два уравнения относительно амплитуд продольных компонент описывают независимое распространение Н- и Е-волн, а третье, волновое уравнение, являющееся частным случаем уравнения Клейна-Гордона, описывает распространение Т-волны в волноводных структурах с многосвязным контуром поперечного сечения. Используя, например, метод разделения переменных либо метод функции Грина можно решить эти уравнения во временной области, причем амплитуды поперечных компонент находятся путем дифференцирования полученного решения по времени или по продольной координате.

Данный подход также был применен для решения задач излучения нестационарных полей [3]. Если в случае внутренней задачи самосопряженность матричных операторов, построенных в поперечной плоскости, обеспечивалась граничными условиями на идеальном металле, в результате чего получался дискретный спектр собственных чисел, то в случае внешней задачи был произведен переход к непрерывному спектру, а самосопряженность операторов была доказана с использованием условий излучения. Таким образом, в результате замены в выражениях для поля суммирования по волноводным модам на интегрирование по пространственным модам видоизмени-

лись лишь базисные функции, а задача нахождения эволюционных коэффициентов осталась такой же, с тем отличием однако, что в уравнениях Клейна-Гордона вместо поперечного волнового числа фигурирует переменная интегрирования, изменяющаяся в пределах от нуля до бесконечности.

Поставим задачу в следующем виде: пусть в полубесконечном коаксиальном волноводе с внешним радиусом R и с внутренним r распространяется в положительном направлении Т-волна с произвольной временной зависимостью поля. Тогда, согласно [2], поле внутри волновода представляется в виде

$$\vec{E} = \vec{p}^0 \left(\mu_0 / \rho \ln \frac{r}{R} \right) \frac{\partial}{\partial t} I(ct - z); \quad \vec{H} = \vec{\varphi}^0 \left(-1 / \rho \ln \frac{r}{R} \right) \frac{\partial}{\partial z} I(ct - z); \quad (1)$$

где $I(\cdot)$ – произвольная функция, определяющая зависимость поля от времени.

В сечении $z = 0$ имеем раскрыт коаксиальный волновод с бесконечным фланцем. Используем разложение электромагнитного поля в свободном пространстве без источников стороннего тока и заряда по модовому базису из [3]

$$\begin{aligned} \vec{E}(\rho, \varphi, z, t) &= - \sum_{m=0}^{\infty} \int d\chi \left[\nabla \psi_m \times \vec{z}^0 \right] \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} h_m + \sum_{n=0}^{\infty} \int d\xi \nabla \phi_n \frac{\partial}{\partial z} e_n; \\ \vec{H}(\rho, \varphi, z, t) &= \sum_{m=0}^{\infty} \int d\chi \nabla \psi_m \frac{\partial}{\partial z} h_m - \sum_{n=0}^{\infty} \int d\xi \left[\vec{z}^0 \times \nabla \phi_n \right] \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} e_n; \\ H_z(\rho, \varphi, z, t) &= \sum_{m=0}^{\infty} \int \chi^2 d\chi \psi_m h_m; \quad E_z(\rho, \varphi, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \xi^2 d\xi \phi_n e_n, \end{aligned} \quad (2)$$

где функции $\psi_m(\rho, \varphi; \chi) = J_m(\chi \rho) e^{im\varphi} / \sqrt{\chi}$ и $\phi_n(\rho, \varphi; \xi) = J_n(\xi \rho) e^{in\varphi} / \sqrt{\xi}$ определяют распределение полей в поперечной плоскости; $J_\nu(\cdot)$ – функция Бесселя порядка ν ; h_m и e_n – подлежащие нахождению эволюционные коэффициенты, удовлетворяющие уравнениям

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi^2 \right\} h_m(z, t; \chi) = 0; \quad \left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \xi^2 \right\} e_n(z, t; \xi) = 0.$$

“Сожьем” все компоненты поля в сечении $z = 0$; убедимся, что при этом излучение Н-волн отсутствует, так как $h_m(z, t; \chi) \equiv 0$ и получим граничные и начальные условия для оставшегося эволюционного уравнения, которые имеют следующий вид:

$$e(z, t; \xi) \Big|_{z=\infty} = 0; \quad \frac{\partial}{\partial z} e(z, t; \xi) \Big|_{z=0} = \left(\mu_0 [J_0(\xi r) - J_0(\xi R)] \frac{\partial}{\partial t} I(ct - z) \Big|_{z=0} \right) / \ln \frac{r}{R} \sqrt{\xi}; \quad (3)$$

$$a(z, t; \xi)|_{t=0} = 0; \quad \frac{\partial}{\partial t} a(z, t; \xi)|_{t=0} = 0,$$

где $a(z, t; \xi) = e_0(z, t; \xi)$, так как $e_n(z, t; \xi) = 0$ при $n \neq 0$ в силу аксиальной симметрии источника. Первое условие накладывается, исходя из физического требования равенства нулю поля на бесконечности. Зададим функцию $I(ct - z)$ следующим образом:

$$I(ct - z) = \begin{cases} ct - z, & ct - z \geq 0; \\ 0, & ct - z < 0, \end{cases} \quad (4)$$

при этом временные зависимости напряженностей поля в раскрыве коаксиала имеют вид ступенчатой функции согласно (1).

Поставив задачу относительно новой переменной $B(z, t; \xi) = \frac{\partial}{\partial z} a(z, t; \xi)$ в виде

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \xi^2 \right\} B(z, t; \xi) = 0 \quad \text{с граничным условием } B(z, t; \xi)|_{z=0} = C(\xi)H(t),$$

где $C(\xi) = (c\mu_0 [J_0(\xi r) - J_0(\xi R)]) / \ln \frac{r}{R} \sqrt{\xi}$, $H(t)$ - функция Хевисайда, можно сразу записать ее решение

$$B(z, t; \xi) = C(\xi) \left\{ J_0 \left(\xi \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^m J_{2m} \left(\xi \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right) \right\},$$

полученное методом разделения переменных в [4]. Используя остальные условия (3), находим эволюционный коэффициент

$$a(z, t; \xi) = (-2C(\xi)/\xi) \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^{m+\frac{1}{2}} J_{2m+1} \left(\xi \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right). \quad (5)$$

Использование табличного интеграла 2.12.42.2 [5] в разложении поля (2) в случае поперечных компонент $\vec{H}$ и $\vec{E}$ позволяет найти аналитическое решение для первых членов ряда (5), вносящих основной вклад в электромагнитное поле при больших удалениях от источника. Точные значения напряженностей полей получены путем численного интегрирования по ξ в выражениях (2). В заключение проанализируем изображенные на рис.1 графики зависимостей от времени и от угла напряженностей поперечной и продольной электрических компонент поля для случая $r = 0,5$ м, $R = 1$ м, удалении точки наблюдения от начала координат - 10 м и выбранной временной зависимости источника: (4). При таком удалении от излучателя напряженности поперечных компонент приблизительно равны друг другу с точностью до постоянного множителя. Из рисунка видно, что излучение нестационарных полей источником в виде

раскрыва коаксиального волновода характеризуется высокой концентрацией энергии в направлении максимума, что в сочетании с медленным убыванием напряженностей поля с расстоянием обуславливает практическую важность подобных задач. Выбор временной зависимости в виде ступенчатой функции позволяет получать решения для произвольной временной зависимости, путем подстановки найденного решения в интеграл Дюамеля.

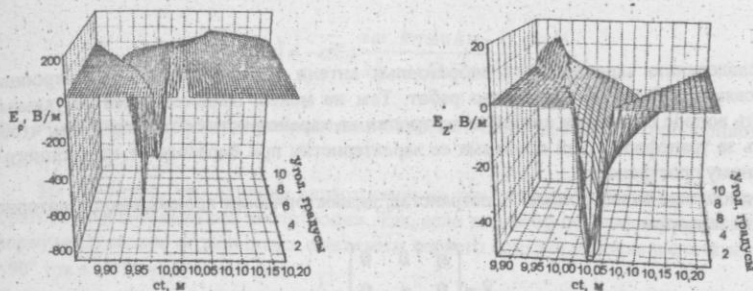


Рис.1. Зависимости от времени и от угла напряженностей электрического поля.

Список литературы: 1. Третьяков О.А. Метод модового базиса // Радиотехника и электроника. - 1986. - Т.31, №6. - С. 1071-1082. 2. Третьяков О.А. Эволюционные волноводные уравнения // Радиотехника и электроника. - 1989. - Т.34, №5. - С. 917-926. 3. Dumin A.N., Tretyakov O.A. Radiation of Arbitrary Signals by Plane Disk // Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory VI (MMET-96). - Lviv (Ukraine). - 1996. - P.248-251. 4. Nikitskiy S., Tretyakov O., Yemelyanov K. An Arbitrary Signal Propagation in Waveguides // Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory VI (MMET-96). - Lviv (Ukraine). - 1996. - P.260-263. 5. Прудникова А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. - М.: Наука. - 1983.

SUMMARY

The transient fields radiation of the coaxial waveguide aperture is considered. The methodology is based on the Evolutionary Equations Method in the case of EM waves propagation in free space. The three-dimensional problem is solved analytically in time domain by means of Separation of Variables Technique. The results are illustrated by numerical simulation.

ВЛИЯНИЕ МАЛОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН

Н. А. ХИЖНЯК, Е. А. ЯЦЕНКО

Исследованию характеристик вибраторных антенн в изотропных и анизотропных средах посвящено большое количество работ. Тем не менее, представляется актуальным рассмотреть вопрос о влиянии слабой анизотропии на характеристики антенн, с тем, чтобы проследить за трансформацией основных ее характеристик при переходе от изотропного к анизотропному пространству.

В одноосном анизотропном пространстве, диэлектрическая проницаемость которого описывается тензором

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix},$$

магнитная проницаемость равна единице, под произвольным углом γ к оси анизотропии (ось OZ) расположен тонкий идеально проводящий вибратор длиной $2L$, радиусом b : Предположим, что компонента ϵ_3 мало отличается от ϵ_1 . Тогда ϵ_3 можно представить в виде

$$\epsilon_3 = \epsilon_1 \left(1 - \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_1} \right), \quad (1)$$

где $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_3$.

Найдем, как изменится функция распределения тока вдоль вибратора при переходе от изотропного к слабо анизотропному одноосному пространству. Известно [1], что ток $I(\eta)$ в пассивном симметричном вибраторе, расположенном в изотропном пространстве, имеет вид

$$I(\eta) = -\alpha E_0 \frac{i\omega}{k_0^2} \frac{\cos k\eta - \cos kL}{\cos kL + \alpha P(k_0 b, 2kL)},$$

где η - текущая координата вдоль вибратора; E_0 - напряженность электрического поля источника; $\alpha = -0,5/\ln(2L/b)$ - малый параметр; ω - частота; $k_0 = \omega/c$ - волновое число, где c - скорость света; $k = k_0\sqrt{\epsilon_1}$; $P(k_0 b, 2kL)$ - функция, учитывающая затухание тока в вибраторе вследствие излучения электромагнитной энергии в пространство

$$P(k_0 b, 2kL) = \int_0^{2L} \frac{2k \exp(-i\sqrt{x^2 + k_0^2 b^2})}{\sqrt{x^2 + k_0^2 b^2}} \cos(kL - x) dx.$$

Выражение для тока $I^a(\eta)$ в таком же вибраторе, но расположенном в одноосном анизотропном пространстве, получено авторами в [2]. Воспользуемся этими формулами и представим ток $I^a(\eta)$ в виде

$$I^a(\eta) = I(\eta) + [I^a(\eta) - I(\eta)].$$

Раскладывая разность $[I^a(\eta) - I(\eta)]$ в ряд Тейлора по малому параметру $\Delta\epsilon/\epsilon_1$ получаем выражение

$$I^a(\eta) = I(\eta) \left[1 + \alpha(\Delta\epsilon/\epsilon_1)(1 - 2\sin^2 \gamma) \right] + 0,25(\Delta\epsilon/\epsilon_1)\Delta I \sin^2 \gamma, \quad (2)$$

где

$$\Delta I(\eta) = -\alpha E_0 \frac{i\omega}{k_0^2} \frac{k\eta \sin k\eta - kL \sin kL}{\cos kL + \alpha P(k_0 b, 2kL)}.$$

Здесь не учтены малые слагаемые, начиная с третьего порядка малости (пропорциональные $\alpha(\Delta\epsilon/\epsilon_1)^2$ и т.д.).

Из (2) видно, что влияние анизотропии на ток существенно зависит от ориентации вибратора относительно оси анизотропии. Так, если вибратор перпендикулярен этой оси, то в формуле (2) можно ограничиться слагаемым первого порядка малости и считать, что при $\gamma = 90^\circ$ ток в вибраторе имеет вид

$$I^a(\eta) = I(\eta) + 0,25(\Delta\epsilon/\epsilon_1)\Delta I.$$

На ток в вибраторе, параллельном указанной оси, малая анизотропия оказывает влияние на порядок меньше, чем в предыдущем случае. Таким образом, при $\gamma = 0^\circ$ для тока получаем

$$I_a(\eta) = (1 + \alpha(\Delta\epsilon/\epsilon_1))I(\eta).$$

Поскольку в изотропном пространстве характеристики вибратора не зависят от его ориентации, то при расчете полей излучения в дальней зоне традиционно полагают, что вибратор ориентирован вдоль оси OZ. Это позволяет при дальнейшем переходе к сферическим координатам r, θ, φ получить более простые расчетные формулы. Для проведения корректного сравнения с вибратором в анизотропном пространстве, в котором изменение ориентации оказывает влияние сравнимое с изменением значения одной из компонент тензора диэлектрической проницаемости, будем полагать, что и в изотропном пространстве вибратор расположен в плоскости ZOY под углом γ к оси OZ (рис. 1). В этом случае выражения для полей в дальней зоне ($kr \gg 1$) в сферической системе координат имеют вид

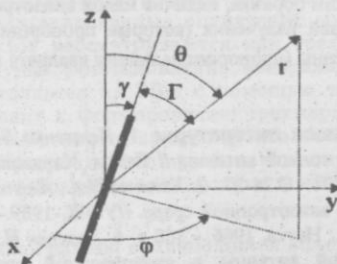


Рис. 1. Расположение антенны относительно сферической системы координат r, θ, φ .

В этом случае выражения для полей в дальней зоне ($kr \gg 1$) в сферической системе координат имеют вид

$$E_r = H_r = 0,$$

$$E_\varphi = \frac{k_0^2 \sin \gamma \sin \varphi}{i\omega} \Pi_O \frac{\exp(-ikr)}{r}, \quad (3)$$

$$H_{\theta} = \frac{k_0^2 \sqrt{\varepsilon_1} \sin \gamma \sin \varphi}{i\omega} \Pi_O \frac{\exp(-ikr)}{r}, \quad (4)$$

$$E_{\theta} = \frac{k_0^2}{i\omega} (\sin \gamma \cos \varphi \cos \theta - \cos \gamma \sin \theta) \Pi_O \frac{\exp(-ikr)}{r}, \quad (5)$$

$$H_{\varphi} = \frac{k_0^2 \sqrt{\varepsilon_1}}{i\omega} (\sin \gamma \cos \varphi \cos \theta - \cos \gamma \sin \theta) \Pi_O \frac{\exp(-ikr)}{r}, \quad (6)$$

где

$$\Pi_O = \int_{-L}^L I(\eta) \exp(ik\eta \cos \Gamma) d\eta, \quad \cos \Gamma = \sin \gamma \cos \varphi \sin \theta + \cos \gamma \cos \theta,$$

Γ - угол между осью антенны и направлением на точку наблюдения.

Полагая в (3)-(6) $\gamma = 0$, получаем хорошо известные формулы [3].

Сравнивая выражения (3)-(6) с аналогичными выражениями для одноосного анизотропного пространства, полученными в работе [4] и учитывая (1), находим

$$E_r^a = H_r^a = 0, \quad E_{\varphi}^a = E_{\varphi}, \quad H_{\theta}^a = H_{\theta},$$

$$E_{\theta}^a = E_{\theta} \left[1 + \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_1} (ikr \sin^2 \theta - 1) \right], \quad H_{\varphi}^a = H_{\varphi} \left[1 + \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_1} (ikr \sin^2 \theta - 1) \right].$$

Верхний индекс a относится к компонентам поля в анизотропном пространстве.

Из формул видно, что малая анизотропия оказывает существенное влияние на амплитуду полей излучения в направлении, перпендикулярном оси анизотропии ($\theta = 90^\circ$). В направлении, параллельном этой оси, влияние анизотропии минимальное.

Таким образом, наличие малой анизотропии среды более существенно сказывается на форме полей излучения (которые пропорциональны $\Delta \varepsilon / \varepsilon_1$), чем на распределении тока вдоль антенны (пропорциональному квадрату малого параметра).

Список литературы: 1. Петленко В.А. Асимптотическое решение интегрального уравнения тонкой антенны // Вестн. Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника. - 1979. - вып.8, № 201. - С.24-27. 2. Хижняк Н.А., Яценко Е.А., Яценко Н.М. О возбуждении линейной антенны в анизотропной среде. // УФЖ. - 1989. - 34, № 5. - С.687-692. 3. Никольский В.В. Антенны. - М.: Наука, 1966. - 368 с. 4. Хижняк Н.А., Яценко Е.А., Яценко Н.М. Характеристики вибраторной антенны в анизотропной среде. // Теория, элементы и узлы антенно-волноводных трактов. Сб. трудов ПНО «Тест-Радио». Харьков, 1991. - вып.2. - С.31-48.

SUMMARY

The influence of small anisotropy of uniaxial medium on the distribution of the current and field of the radiation in far zone of the symmetric linear antenna was investigated. It is shown, that in case of the perpendicular orientation of the antenna respectively axis of anisotropy the influence of small anisotropy on the researched characteristics on the order is more, than in case of the parallel orientation.

ТРЕХМЕРНЫЕ МНОГОЧАСТОТНЫЕ ГОЛОГРАММЫ

В.П.ТИТАРЬ, Т.В.БОГДАНОВА, Е.Я.ТОМЧУК

Методы регистрации оптических голограмм в трехмерных средах достаточно хорошо изучены [1,2]. При формировании голограмм трехмерных вращающихся объектов с помощью приемных фотоэлектрических матриц возникают проблемы регистрации трехмерных интерференционных структур и восстановления по ним изображений в связи с быстрым изменением этих структур при вращении объектов. В известных оптических локационных методах синтеза апертуры, применяемых для измерения параметров вращающихся объектов, обычно используется многочастотный облучающий сигнал. При этом производится либо сканирование объекта по угловым координатам [3], либо облучение объекта и прием отраженного от объекта излучения в нескольких точках пространства [4], что позволяет получать трехмерное изображение и определять как частоту вращения, так и ориентацию вращающегося объекта.

Изображения, восстановленные по многочастотным радиоголограммам, обычно рассматриваются либо в плане [5], либо по отдельности для каждой частоты облучения объекта в картинной плоскости [6]. В [8] предлагается рассматривать зафиксированную радиоголограмму для каждого центра рассеяния как трехмерную дифракционную решетку, а отражательную способность и относительное положение каждого центра оценивать, выполняя трехмерное преобразование Фурье этих данных.

В данной работе предлагается распространить разработанные в настоящее время пространственно-временные радиоголографические методы синтеза трехмерных многочастотных голограмм [5,6] на оптический диапазон. Исследуются вопросы синтеза голограмм вращающихся объектов при их облучении лазерным излучением с перестраиваемой частотой и регистрации отраженного поля с помощью линейной оптической антенны [7], состоящей, например, из приемных ПЗС-элементов. Синтезированные оптические многочастотные голограммы вращающихся объектов рассматриваются как трехмерные голографические дифракционные структуры. Восстановление изображений по таким трехмерным голограммам осуществляется на ЭВМ с помощью трехмерных дискретных преобразований и приводит к формированию трехмерных информационных массивов, элементы которых соответствуют элементам объемных изображений вращающихся объектов. Произведено цифровое моделирование трехмерных многочастотных оптических голограмм вращающихся объектов и восстановленных по ним изображений.

1. Трехмерные многочастотные голограммы вращающихся объектов

Предлагается методика синтеза оптических голограмм вращающихся объектов, с помощью которых, помимо возможности определения параметров вращения, имеется возможность получения визуальных изображений вращающихся объектов.

Рассмотрим формирование трехмерной голограммы в случае, когда изображение по координате z (по глубине сцены) синтезируется при помощи облучения объекта лазерным излучением с линейно перестраиваемой частотой, по координате x - за счет вращения объекта, а по координате y - с помощью приемной линейной оптической антенны, ось которой параллельна оси y . При этом точечный источник лазерного излучения, облучающий объект, находится в

плоскости (xOy). В качестве объекта голографирования выбран точечный объект, расположенный на расстоянии L от центра вращения в плоскости, параллельной плоскости (xOz) (аналог - одно плечо вращающейся гantели). Используя соотношения, приведенные в работе [5], запишем с точностью до постоянных амплитудных и фазовых множителей выражение для интерференционной составляющей трехмерной многочастотной голограммы вращающегося точечного объекта в дискретизированном виде:

$$\Gamma(m, n, k) = \exp[i(2\pi/c)(f_n + n\Delta f)[2\Delta l + 2L\cos(\varphi(m) - \varphi_0) - (y_0 - k\Delta v)^2/2R_0]] \\ (m=0, \dots, N_1-1; n=0, \dots, N_2-1; k=0, \dots, N_3-1), \quad (1)$$

где величина интервала дискретизации перестраиваемого по частоте лазерного излучения $\Delta f = \Delta F/N_2 = \Delta t \Delta F/T$; ΔF - ширина полосы частот лазерного излучения; f_n - начальная частота; Δt - временной интервал дискретизации голограммы; T - период перестройки частоты лазера; R_0 - расстояние от центра вращения объекта до плоскости (xOy); $\Delta l/c = [\tau_s - (2R_0/c)]$ - суммарная задержка принимаемого сигнала (τ_s - время задержки); φ_0 - начальный ракурс объекта; $\varphi(m) = \Delta\Phi/N_1 = \Delta\Phi m$ - текущая угловая координата объекта; $\Delta\Phi$ - интервал дискретизации по угловой координате; $\Delta\Phi$ - полный угол поворота объекта за время синтеза голограммы; Δv - интервал дискретизации приемной антенны; y_0 - координата проекции центра вращения на ось y . Таким образом, синтезированная трехмерная голограмма состоит из $N_1 \times N_2 \times N_3$ элементов, причем число элементов дискретизации по координате, синтезированной за счет вращения объекта, равно N_1 , число дискретных регистрируемых частот равно N_2 , а приемная линейная антенна имеет N_3 элементов.

По аналогии с соотношениями, приведенными в [5], преобразуем в (1) выражение для $\cos[\varphi(m) - \varphi_0]$ и введем обозначения для координат проекции вращающегося точечного объекта на ось x и на ось z :

$$x_0 = L \sin \varphi_0; \quad z_0 = L \cos \varphi_0. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1) и используя приближения по угловой координате, приведенные в [5], получим следующее выражение для интерференционной составляющей голограммы рассматриваемого объекта:

$$\Gamma(m, n, k) = \exp[i(2\pi/c)(f_n + n\Delta f)[2\Delta l + 2z_0 + x_0 m \Delta\varphi - (y_0 - k\Delta v)^2/2R_0]]. \quad (3)$$

Если выполняется условие $\Delta F \ll f_n$, то интерференционная составляющая трехмерной голограммы вращающегося точечного объекта может быть представлена приближенным соотношением:

$$\Gamma(m, n, k) \approx \exp[i(2\pi/c)[2(f_n + n\Delta f)(\Delta l + z_0) + 2f_n x_0 m \Delta\varphi - f_n (y_0 - k\Delta v)^2/2R_0]], \quad (4)$$

соответствующим дискретным преобразованиям Фурье вдоль осей z и x и дискретном преобразовании Френеля вдоль оси y . Размеры трехмерной области восстановленного по такой голограмме изображения определяются на основании теоремы отсчетов:

$$X_0 = \lambda_n/2\Delta\varphi; \quad Y_0 = \lambda_n R_0/\Delta v; \quad Z_0 = c/2\Delta f, \quad (5)$$

(где λ_n - начальная длина волны лазерного излучения), размеры интервалов дискретизации изображения - с помощью соотношений [5]:

$$\Delta x = \lambda_n/2\Delta\varphi; \quad \Delta y = \lambda_n R_0/Y_r, \quad \Delta z = c/2\Delta f, \quad (6)$$

(где Y_r - длина приемной антенны), а разрешающая способность по каждой из координат равна удвоенному значению величины интервала дискретизации по этой же координате.

Рассмотрим погрешности, возникающие при выводе выражения (4). Нелинейный фазовый член, который был отброшен в показателе экспоненциального множителя, равен

$$A(m, n, k) = (2\pi/c)(n\Delta F/N_2)[2x_0 m\Delta\phi - (y_0 - k\Delta\nu)^2/2R_0]. \quad (5)$$

Абсолютная величина A принимает максимальное значение при $m=N_1$, $n=N_2$, $k=N_3$:

$$|A|_{\max} = |(2\pi/c)\Delta F [2x_0\Delta\Phi - (y_0 - Y_r)^2/2R_0]|. \quad (6)$$

Для того чтобы искажения в восстановленном изображении, связанные с нелинейным фазовым членом (5), были минимальны, потребуем выполнения условия $|A|_{\max} \ll \pi/12$, откуда следует ограничение на ширину полосы частот лазерного излучения, исключающее нелинейные искажения при восстановлении изображения:

$$\Delta F \ll c/24 | [2x_0\Delta\Phi - (y_0 - Y_r)^2/2R_0]|. \quad (7)$$

2. Цифровые модели трехмерных голограмм вращающихся объектов

С целью изучения свойств синтезированных трехмерных многочастотных оптических голограмм вращающихся объектов было произведено цифровое моделирование для точечного объекта, изображение которого рассматривалось как импульсный отклик многочастотной голографической системы. Для описания дифракции по координате y применялось приближение Френеля, а при восстановлении изображения по голограмме - обратное дискретное преобразование Фурье. При описании дифракции по глубине сцены (ось z) и по координате x , синтезированной за счет вращения объекта, применялось приближение Фурье и, соответственно, при восстановлении изображения - обратное БПФ. Цифровое моделирование производилось для следующих параметров: $N_1=N_2=N_3=32$; начальная длина волны лазерного излучения $\lambda_n=10^{-6}$ см; частота $f_n=3 \times 10^8$ МГц; ширина полосы перестраиваемой частоты излучения $\Delta F=12800$ МГц; интервал дискретизации по частоте $\Delta f=400$ МГц; длина приемной оптической антенны $Y_r=100$ см; интервал дискретизации голограммы вдоль оси v (расстояние между приемными ПЗС-элементами) $\Delta v=100/32$ см; расстояние от центра вращения объекта до плоскости (xOy) $R_0=10^6$ см; угол поворота объекта за время синтеза $\Delta\Phi=32 \times 10^{-6}$ рад; суммарная задержка $\Delta l/c=0$; интервалы дискретизации восстановленного изображения $\Delta x=1,5$ см; $\Delta y=1$ см; $\Delta z=1,2$ см. Значение координаты проекции центра вращения объекта на ось x равно $x_{01}=0$, на ось y - $y_0=10$ см, на ось z - $z_{01}=0$; расстояние от точечного объекта до центра вращения $L=15$ см.

На рис.1 и 2 представлены три двумерных сечения синтезированной трехмерной голограммы и восстановленного изображения вращающегося точечного объекта при ракурсах $\varphi_0=0$ и 45° . На рис.3 показаны графики сечений интенсивности восстановленного изображения, полученного при $\varphi_0=45^\circ$, вдоль оси x , изображение по которой получено за счет линейно расположенных фотоприемников оптической антенны (а); оси y , синтезированной за счет вращения (б); оси z , соответствующей глубине сцены и синтезированной за счет многочастотности лазерного излучения (в).



Рис.1. Двумерные сечения трехмерной многочастотной голограммы вращающегося точечного объекта и восстановленного по ней изображения при $\varphi_0=0$



Рис.2. Двумерные сечения трехмерной многочастотной голограммы вращающегося точечного объекта и восстановленного по ней изображения при $\varphi_0=45^\circ$

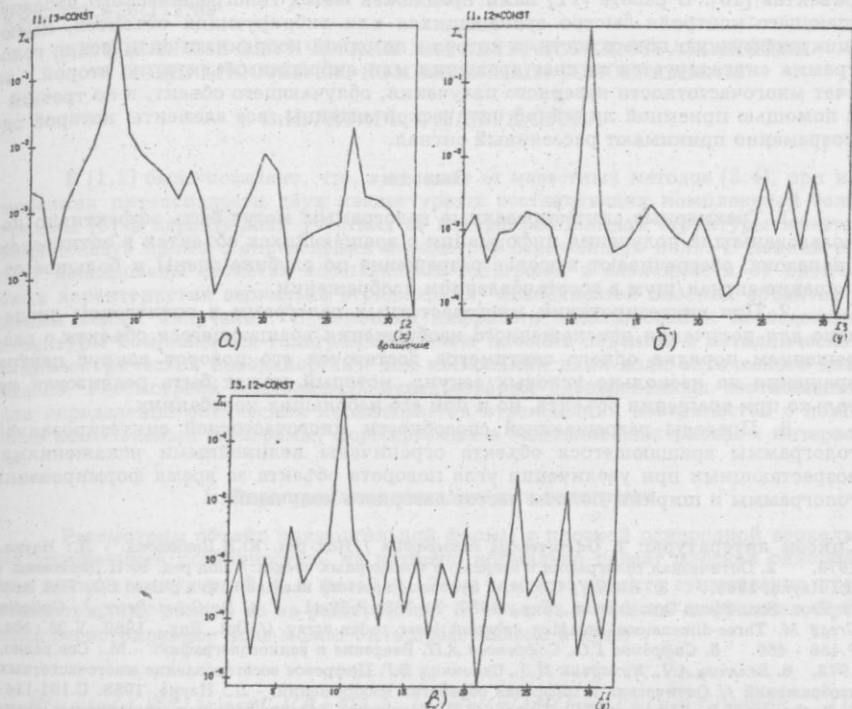


Рис.3. Графики сечений интенсивности изображения вращающегося точечного объекта, восстановленного по трехмерной многочастотной голограмме при $\phi_0 = 45^\circ$

В результате анализа цифровых моделей следует, что изображение точечного объекта, восстановленное по синтезированной трехмерной многочастотной голограмме, восстанавливается для всех ракурсов с достаточно высоким качеством. Отношение интенсивности изображения к интенсивности фона (сигнал/шум) при этом равно или превышает величину $I_n/I_\phi = 2 \times 10^4$. Следовательно, метод синтезирования многочастотных оптических голограмм может быть использован для регистрации трехмерной информации о вращающихся объектах на линейных оптоэлектронных регистрирующих устройствах со сравнительно небольшими размерами и получения объемных изображений с высоким разрешением и большим отношением сигнал/шум.

На основании анализа приведенных соотношений и цифрового моделирования в [7,9] нами был сделан вывод, что синтезирование оптических голограмм вращающихся объектов может быть реализовано за время поворота объекта на очень малый угол, составляющий $\Delta\Phi = 10^{-5} \dots 10^{-4} \text{ рад}$, при высокой разрешающей способности (порядка $1 \dots 10 \text{ см}$). Следовательно, в оптическом диапазоне голограммы могут быть синтезированы не только при вращении, но и при малых поворотах вокруг любой оси, в том числе при вибрациях и небольших колебаниях.

Метод синтезирования многочастотных оптических голограмм может быть использован для измерения размеров и угловой скорости вращающихся

объектов [10]. В работе [11] нами предложен метод голографического неразрушающего контроля быстро вращающихся или вибрирующих объектов, имеющих диффузную поверхность, в котором по одной координате оптическая голограмма синтезируется за счет вращения или вибрации объекта, по второй - за счет многочастотности лазерного излучения, облучающего объект, а по третьей - с помощью приемной линейной оптической антенны, все элементы которой одновременно принимают рассеянный сигнал.

Выводы

1. Трехмерные синтезированные голограммы могут быть эффективно использованы для получения информации о вращающихся объектах в оптическом диапазоне, обеспечивают высокое разрешение по глубине сцены и большое отношение сигнал/шум в восстановленном изображении.

2. При синтезировании многочастотных голограмм в оптическом диапазоне для получения неискаженного изображения вращающегося объекта с разрешением порядка одного сантиметра достаточен его поворот вокруг центра вращения на несколько угловых секунд, который может быть реализован не только при вращении объекта, но и при его небольших колебаниях.

3. Пределы разрешающей способности многочастотной синтезированной голограммы вращающегося объекта ограничены нелинейными искажениями, возрастающими при увеличении угла поворота объекта за время формирования голограммы и ширины полосы частот лазерного излучения.

Список литературы: 1. *Оптическая голография* / Под ред. Ю.Н.Денисюка. - Л.: Наука, 1979. 2. *Оптическая голография с записью в трехмерных средах* / Под ред. Ю.Н.Денисюка. - Л.: Наука, 1986. 3. *Aleksoff C.C. et.al. Synthetic aperture imagine with a pulsed CO₂ TEA laser* // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1987. № 783. P.29-41. 4. *De Groot Peter J., Gallatin Gregg M. Three-dimensional imaging coherent laser radar array* // Opt. Eng., 1989. V.28. №4. P.456 - 460. 5. *Сафронов Г.С., Сафронова А.П. Введение в радиоголографию*. - М.: Сов.радио, 1973. 6. *Беляниц А.Ч., Кухарчик П.Д., Семенчик В.Г. Цифровое восстановление многочастотных изображений* // Оптическая и цифровая обработка изображений. - Л.: Наука, 1988. С.101-114. 7. *Богданова Т.В., Сафронов Г.С., Титарь В.П. Принципы формирования многочастотных оптических голограмм вращающихся объектов* // Тез. докл. 44-й Всес. научной сессии, посвященной Дню радио. Ч.2. - М.: Радио и связь, 1989. С.42-43. 8. *Пасмуров А.Я. Получение радиолокационных изображений летательных аппаратов* // Зарубежная радиоэлектроника, 1987. №12. С.3-30. 9. *Богданова Т.В., Сафронов Г.С., Титарь В.П., Томчук Е.Я. Синтезирование оптических многочастотных голограмм вращающихся объектов* // Тез. докл. 14-й Всес. н.т. конф. "Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов". - М.: ВНИИОФИ, 1989. С.94. 10. *Богданова Т.В., Сафронов Г.С., Титарь В.П., Томчук Е.Я. Голографический метод измерения размеров и угловой скорости вращающихся объектов* // Тез. докл. 7-й Всес. н.т. конф. "Фотометрия и ее метрологическое обеспечение". - М.: ВНИИОФИ, 1988. С.246. 11. *Богданова Т.В., Сафронов Г.С., Титарь В.П., Томчук Е.Я. Телевизионная голографическая установка для неразрушающего контроля изделий из полимерных материалов* // Тез. докл. 3-й Межотраслевой конф. "Неразрушающие методы контроля изделий из полимерных материалов". - М.: 1989. С.72-73.

SUMMARY

Synthesized optical multifrequency holograms of rotating objects as three-dimensional holographic diffraction structures are investigated. Digital simulation is carried out.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТРАЖАЮЩИХ
ПОВЕРХНОСТЕЙ ПО КОМПЛЕКСНЫМ ГОЛОГРАММАМ

В.П.ТИТАРЬ, Т.В.БОГДАНОВА

В [1,2] было показано, что, в отличие от известных методов [3,4], при измерениях интенсивности двух квадратурных составляющих комплексной голограммы [5] в характерных участках ее интерференционной структуры имеется возможность прямого определения параметров отраженного поля. В данной работе исследованы свойства комплексных голограмм в зависимости от оптических характеристик зеркально отражающих поверхностей плоских объектов и длины волны излучения. С помощью цифрового моделирования исследованы структуры комплексных голограмм Френеля плоских объектов с металлической и диэлектрической поверхностями для нескольких длин волн оптического диапазона. Рассмотрена возможность использования дисперсионных соотношений для определения оптических характеристик отражающих поверхностей с помощью комплексных голограмм, формируемых в заданном спектральном интервале.

1. Формирование комплексных голограмм

Рассмотрим объект прямоугольной формы с плоской однородной зеркальной отражающей поверхностью, на которую нормально падает плоская однородная волна с амплитудой A_n и фазой θ_n . Если размеры объекта существенно превышают длину волны, то на расстоянии r от объекта в области дифракции Френеля регистрируемое поле может быть представлено в виде:

$$E(\mu, \nu) = (A_n R^{1/2} / \lambda r) \exp[-i(\theta_n + \theta)] \int_{x_1, y_1}^{x_2, y_2} \exp\{-i(\pi/\lambda r)[(\mu - x)^2 + (\nu - y)^2]\} dx dy, \quad (1)$$

где R - коэффициент отражения поверхности объекта; θ - изменение фазы при отражении от поверхности объекта; λ - длина волны; μ, ν - декартовы координаты в плоскости голограммы; x, y - декартовы координаты в плоскости объекта; x_1, y_1, x_2, y_2 - координаты краев прямоугольного объекта. После интегрирования выражение (1) можно записать следующим образом [2]:

$$E(\mu, \nu) = A_n A_E(\mu, \nu) R^{1/2} \exp[-i(\theta_n + \theta + \theta_E(\mu, \nu))], \quad (2)$$

где A_E и θ_E - амплитуда и фаза дифракционного интеграла. При этом значения максимумов и минимумов величины A_E в пределах первых зон Френеля зависят от размеров и формы объекта, длины волны и расстояния от объекта до плоскости регистрации дифракционной картины на голограмме.

Известно [3], что при нормальном падении из вакуума на поверхность плоского объекта волны с вектором поляризации, параллельным плоскости падения, комплексная отражательная способность объекта $\rho = R^{1/2} \exp(-i\theta)$ может быть определена через показатель преломления n и коэффициент поглощения χ отражающей поверхности объекта. Следовательно, по величине отраженного поля можно судить об оптических характеристиках отражающей поверхности объекта. Если отраженное поле зарегистрировать на комплексной голограмме, то в ее интерференционной структуре будет содержаться полная информация об n и χ [1,2].

Схема формирования комплексных голограмм, представленная на рис.1, содержит: источник 1 лазерного излучения с перестраиваемой длиной волны; оптический делитель 2; эталонный объект 3 и исследуемый объект 3', расположенные на плоскостях двугранного угла 7; микроскоп 4, состоящий из микрообъектива 8 и окуляра 9; регистрирующие устройства 6 и 6', расположенные на плоскостях двугранного угла 10; опорные пучки 5 и 5'; фазовая пластинка 11; оптический делитель 12.

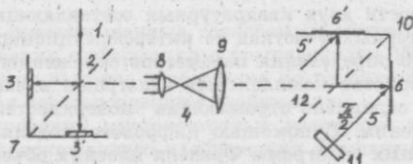


Рис.1. Схема формирования комплексных голограмм

Комплексная голограмма формируется в виде двух квадратурных составляющих интерференционного поля, разнесенных в пространстве, на плоскостях двугранного угла 10 путем интерференции объектной волны (2) и двух опорных волн, отличающихся по фазе на $\pi/2$ [6]:

$$E_1(\mu, \nu) = A_0(\mu, \nu) \exp[-i\theta_0(\mu, \nu)]; \quad E_2(\mu, \nu) = A_0(\mu, \nu) \exp[-i[\theta_0(\mu, \nu) + \pi/2]]. \quad (3)$$

Интерференционные компоненты квадратурных составляющих голограммы [2]

$$I_1(\mu, \nu) = 2A_n A_E(\mu, \nu) A_0(\mu, \nu) R^{1/2} \cos[\theta_n + \theta_E(\mu, \nu) + \theta - \theta_0(\mu, \nu)], \quad (4)$$

$$I_2(\mu, \nu) = 2A_n A_E(\mu, \nu) A_0(\mu, \nu) R^{1/2} \sin[\theta_n + \theta_E(\mu, \nu) + \theta - \theta_0(\mu, \nu)]. \quad (5)$$

можно получить из экспериментально измеренных значений прозрачности, включая из них значения интенсивности опорного пучка и фотографических составляющих, которые измеряются по отдельности перед формированием комплексной голограммы. При определении R и θ по полученным значениям I_1 и I_2 необходимо компенсировать неравномерности в амплитудных и фазовых распределениях падающего и опорного пучков и в дифракционном поле. Для этого в [2] предложено формировать в этой же схеме комплексную голограмму эталонного объекта, имеющего ту же форму и размеры, что и исследуемый объект, известные значения коэффициента отражения R_0 и изменения фазы при отражении θ_0 . Тогда, измерив значения I_1 , I_2 , I_{10} и I_{20} в идентичных точках комплексных голограмм исследуемого и эталонного объектов, можно получить значения коэффициента отражения R и изменения фазы при отражении θ [2]:

$$R = R_0 (I_1^2 + I_2^2) / (I_{10}^2 + I_{20}^2), \quad (6)$$

$$\theta = \arctg[(I_2 I_{10} - I_1 I_{20}) / (I_1 I_{10} - I_2 I_{20})] + \theta_0, \quad (7)$$

а с помощью известных соотношений [3]

$$n = (1-R)/(1+R-2R^{1/2}\cos\theta), \quad \chi = (2R\sin\theta)/(1+R-2R^{1/2}\cos\theta) \quad (8)$$

значения оптических характеристик материала отражающей поверхности исследуемого объекта.

2. Применение дисперсионных соотношений

Для определения оптических постоянных металлических поверхностей объектов по зарегистрированным комплексным голограммам необходимо с высокой точностью совмещать амплитудные и фазовые распределения полей, отраженных от исследуемого и эталонного объектов. Особенно сложно в оптическом диапазоне компенсировать фазовые набеги поля, отраженного от эталонного и исследуемого объектов. При этом даже небольшая неточность компенсации фазовых набегов приводит к большим погрешностям определения оптических постоянных n и χ .

Формируя комплексные голограммы на нескольких длинах волн в определенном спектральном интервале, можно использовать дисперсионные соотношения для определения величины изменения фазы при отражении от объекта с помощью спектральной зависимости коэффициента отражения $R(\lambda)$, для измерения которой нет необходимости в компенсации фазовых набегов θ_n и θ_θ в падающем и опорном пучках, что упрощает методику измерений.

Измерив значения интенсивностей интерференционных компонент квадратурных составляющих комплексных голограмм исследуемого и эталонного объектов $\Gamma_1(\lambda)$, $\Gamma_2(\lambda)$, $\Gamma_{10}(\lambda)$ и $\Gamma_{20}(\lambda)$ в выбранном спектральном интервале и компенсируя с помощью голограммы эталонного объекта неравномерности в амплитудных распределениях падающего и опорного пучков и в дифракционном поле, можно определить значения коэффициента отражения $R(\lambda)$ на основании соотношения:

$$R(\lambda) = R_0(\lambda) [\Gamma_1^2(\lambda) + \Gamma_2^2(\lambda)] / [\Gamma_{10}^2(\lambda) + \Gamma_{20}^2(\lambda)], \quad (9)$$

для чего необходимо знать спектральную зависимость коэффициента отражения эталонного объекта $R_0(\lambda)$. Имея спектральную зависимость $R(\lambda)$, можно найти значения изменения фазы при отражении $\theta(\lambda_0)$ для любого значения длины волны из выбранного спектрального интервала в соответствии с дисперсионным соотношением Крамера-Кронига [4]:

$$\theta(\lambda_0) = -(\lambda_0/\pi) \int_0^\infty [\ln R(\lambda) / (\lambda^2 - \lambda_0^2)] d\lambda, \quad (10)$$

которое можно преобразовать к виду:

$$\theta(\lambda_0) = (1/2\pi) \int_0^\infty \ln[(\lambda - \lambda_0)/(\lambda + \lambda_0)] (d/d\lambda) [\ln R(\lambda)] d\lambda, \quad (11)$$

Подставив в это выражение значение $R(\lambda)$ из (9), получим

$$\begin{aligned} \theta(\lambda_0) = & (1/2\pi) \left\{ \int_0^\infty \ln[(\lambda - \lambda_0)/(\lambda + \lambda_0)] (d/d\lambda) \{\ln[\Gamma_1^2(\lambda) + \Gamma_2^2(\lambda)]\} d\lambda - \right. \\ & - \int_0^\infty \ln[(\lambda - \lambda_0)/(\lambda + \lambda_0)] (d/d\lambda) \{\ln[\Gamma_{10}^2(\lambda) + \Gamma_{20}^2(\lambda)]\} d\lambda + \\ & \left. + \int_0^\infty \ln[(\lambda - \lambda_0)/(\lambda + \lambda_0)] (d/d\lambda) [\ln R_0(\lambda)] d\lambda \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Если имеется возможность фиксировать интенсивность дифракционного поля на дискретных фотоприемниках, то, используя это соотношение, можно вычислить изменение фазы при отражении от объекта на любой длине волны из выбранного спектрального интервала по измеренным интенсивностям поля, не вычисляя коэффициент отражения поверхности исследуемого объекта на всех длинах волн этого спектрального интервала, как это необходимо в известных методах [3,4].

Второй интегральный член соотношения (12) соответствует дифракционной поправке за счет эталона к определяемому значению $\theta(\lambda_0)$, а третий интегральный член - поправке за счет коэффициента отражения эталонного объекта. Для постоянно действующей схемы измерений оба эти члена могут быть вычислены (или измерены) заранее и учтены при определении изменения фазы θ при отражении от исследуемого объекта. Таким образом, исследованию подлежит только первый интегральный член:

$$\theta_i(\lambda_0) = (1/2\pi) \int_0^{\infty} \ln[(\lambda - \lambda_0)/(\lambda + \lambda_0)] (d/d\lambda) \{ \ln[\Gamma_1^2(\lambda) + \Gamma_2^2(\lambda)] \} d\lambda. \quad (13)$$

В этом интеграле под знаком логарифма стоит интенсивность поля, дифрагированного на объекте, зависящая от длины волны. Поскольку значение функции $\ln[(\lambda - \lambda_0)/(\lambda + \lambda_0)]$ велико только при длинах волн, близких к λ_0 , и стремится к нулю в спектральных интервалах, удаленных от λ_0 , то основной вклад в интеграл $\theta_i(\lambda_0)$ вносит спектральный интервал, близкий к λ_0 . Следовательно, измерения можно производить только в этом интервале, пренебрегая остальными участками спектра [4]. Подставляя найденные значения $\theta(\lambda_0)$ и $R(\lambda_0)$ в соотношения (8), можно определять величины $n(\lambda_0)$ и $\chi(\lambda_0)$ на любой длине волны λ_0 из выбранного спектрального интервала.

Основная трудность в применении метода Крамерса-Крснига заключается в том, что необходимо проводить измерения R в достаточно широком диапазоне длин волн, как это следует из (10). Так как реальные измерения проводятся в весьма ограниченном спектральном диапазоне, обычно не включающем, например, мощные полосы поглощения в дальнем ультрафиолете ($\lambda < 200 \text{ нм}$), то наиболее приемлема, видимо, экстраполяция, использующая определенные предположения об асимптотическом поведении коэффициента отражения [7]. При этом практически можно добиться точности определения θ и R порядка 0,5...1%. Однако, необходимо учитывать, что дисперсионные соотношения применимы только тогда, когда имеется поглощение и диэлектрическая проницаемость материала поверхности исследуемого объекта является комплексной величиной.

Преимуществом голографической регистрации является визуализация распределения интенсивности поля, отраженного от исследуемого объекта. Если же на определенных длинах волн картина резко меняется, что имеет место при попадании на максимум поглощения, то такие измерения просто не используются для вычисления коэффициента отражения и величины изменения фазы при отражении от данной поверхности.

Было произведено цифровое моделирование комплексных голограмм Френеля на матрице с размерами 64×64 для прямоугольных объектов одинаковых линейных размеров в спектральном интервале $\lambda = 400 \dots 600 \text{ нм}$. На рис. 2, 3 показаны цифровые модели интерференционных компонент квадратурных составляющих комплексных голограмм Френеля эталонного объекта с отражающей поверхностью из прозрачного диэлектрика (тяжелого крона) и исследуемого объекта с металлической поверхностью (барий), полученные в указанном спектральном интервале.

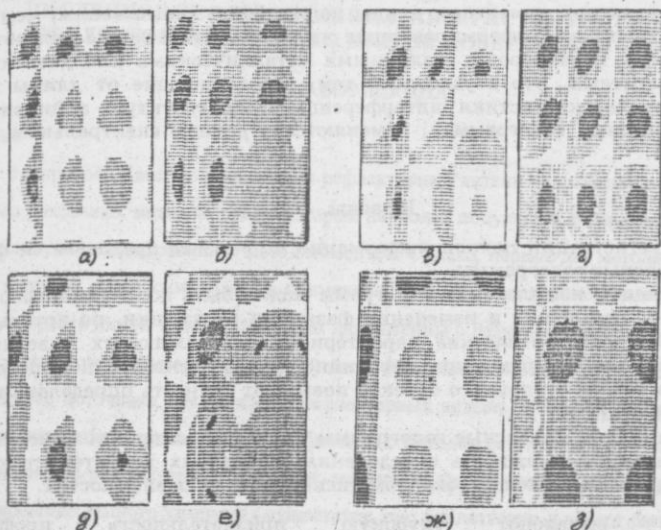


Рис.2. Цифровые модели квадратурных составляющих комплексных голограмм Френеля плоского прямоугольного объекта с поверхностью из тяжелого крона, полученные при длинах волн: 400 нм (а,б); 450 нм (в,г); 550 нм (д,е); 575 нм (ж,з).

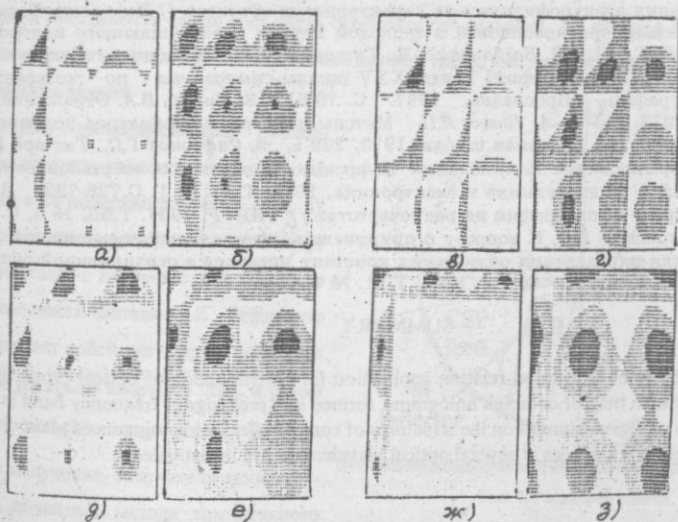


Рис.3. Цифровые модели квадратурных составляющих комплексных голограмм Френеля плоского прямоугольного объекта с поверхностью из бария, полученные при длинах волн: 400 нм (а,б); 450 нм (в,г); 550 нм (д,е); 575 нм (ж,з).

Как следует из результатов моделирования, изменение интерференционных структур комплексных голограмм для одной и той же металлической поверхности объекта при изменении длины волны более существенны, чем отличия структур голограмм, сформированных на одной длине волны для объектов одинаковых форм и размеров с различными металлическими или диэлектрическими поверхностями. Это обусловлено тем, что зависящие от длины волны геометрические характеристики интерференционных структур, зафиксированных на комплексных голограммах, изменяются в данном спектральном интервале в 1,5 раза.

Выводы

1. Для регистрации полной информации об объекте предлагается формировать комплексные голограммы.

2. С помощью комплексных голограмм может быть получена информация о коэффициенте отражения и изменения фазы при отражении, по которым могут быть определены оптические характеристики отражающих поверхностей объектов. При этом компенсация дифракционных эффектов с помощью комплексной голограммы эталонного объекта повышает точность определения оптических свойств веществ.

3. Формируя комплексные голограммы Френеля в заданном спектральном интервале, имеется возможность определения оптических характеристик отражающих поверхностей с использованием дисперсионных зависимостей.

Авторы выражают глубокую признательность профессору В.К.Милославскому за проявленный интерес к работе и ценные замечания, высказанные при обсуждении результатов.

Список литературы: 1. Богданова Т.В., Сафронов Г.С., Титарь В.П. Метод голографического определения электрофизических характеристик объектов // Тез. докл. Всес. н.-т. конф. "Оптический, радиоволновой и тепловой методы неразрушающего контроля". Ч.2. Минск, 1989. С.141. 2. Богданова Т.В., Титарь В.П. Комплексные голограммы // Коherentная оптика и голография. Труды XXV школы-симпозиума по коherentной оптике и голографии. Ярославль, 1997. С. 70-81. 3. Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 351 с. 4. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М.: Высшая школа, 1973. 239 с. 5. Сафронов Г.С., Титарь В.П., Томчук Е.Я. Формирование комплексных цифровых голограмм и восстановление по ним изображений // Радиотехника и электроника, 1981. Т.26. № 1. С.728-732. 6. Дешамп Г.А. К вопросу о голографии на радиочастотах // ТИИЭР, 1967. Т.55. № 4. С.102-104. 7. Милославский В.К. К вопросу о применении интегральных соотношений Крамера-Кронига для определения оптических констант металлов в ограниченной области спектра // Оптика и спектроскопия, 1966. Т.21. № 3. С.343-346.

SUMMARY

The possibility of dispersion relation application for determination of optical properties of reflecting surfaces with help of complex holograms, formed in a preassigned frequency band is considered. By means of digital simulation the structures of complex Fresnel holograms of plain objects with metal and dielectric surfaces at several optical wavelengths are investigated.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ РЕФЛЕКТОРНОЙ АНТЕННЫ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

С.В.БОРИСКИНА

Введение

В связи с широкой областью применения рефлекторных антенн их свойства исследовались с помощью различных методов, среди которых наиболее популярны физическая оптика, геометрическая теория дифракции и метод моментов. Однако, первые два метода являются высокочастотными аппроксимациями, а применение метода моментов позволяет получить результат с практической точностью только для антенны с размером рефлектора менее 20λ и при отсутствии резонансов. В работе [1] была показана возможность применения метода комплексного источника для описания рефлекторных антенн. В данной работе метод комплексного источника используется в комбинации с методом регуляризации. Используя такой метод анализа, в результате мы получаем матричное уравнение Фредгольма второго рода. Точное решение данного уравнения существует, оно единственно и может быть получено с любой степенью точности. Такая комбинация методов анализа была применена в работе [2] для исследования излучения круговой цилиндрической рефлекторной антенны в свободном пространстве. В данной работе рассмотрен случай, когда рефлекторная антенна расположена вблизи поверхности земли (без учета особенностей рельефа). До сих пор влияние земли было изучено только для простейших типов антенн, таких, как диполи и рамки с током.

Постановка задачи

Рассмотрим цилиндрическую рефлекторную антенну, расположенную на расстоянии c от поверхности земли (рис. 1). Электромагнитные свойства земли могут быть описаны с помощью комплексного поверхностного импеданса Z . Рефлектор представляет собой часть круга радиуса a с углом раскрытия апертуры $2\theta_{ap}$ и углом наклона относительно земли ϕ_0 . Направленное излучение облучателя моделируется с помощью метода комплексного источника. Это означает, что мы рассматриваем линейный источник с комплексными координатами. Такой источник создает в реальном пространстве направленное поле, которое яв-

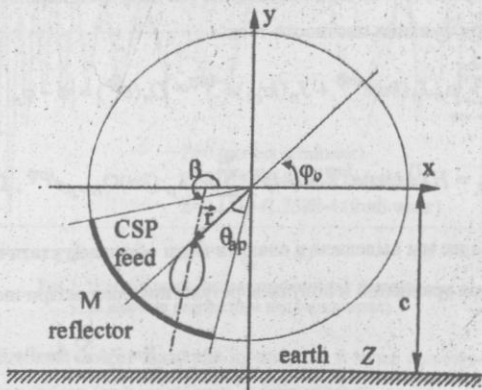


Рис. 1. Геометрия задачи

ляется точным решением волнового уравнения, в отличие от гауссовых экспонент, которые обычно используются для описания пучков. Выражение для комплексного радиус-вектора источника имеет следующий вид: $\vec{r}_s = \vec{r}_0 + ib(\vec{e}_x \cos \beta + \vec{e}_y \sin \beta)$.

Ширина первичного луча определяется действительной величиной b , которая задает ширину апертуры облучателя. В случае вертикальной поляризации полное поле H_z может быть представлено в виде суммы падающей и отраженной компонент. Падающее поле имеет вид:

$$H^{in} = H_0^{(1)}(k|\vec{r} - (\vec{r}_0 + i\vec{b})|) + \frac{1}{\pi} \int_{-C}^C \frac{i}{g} \cdot \frac{ig - \alpha}{ig + \alpha} \cdot e^{ig(y_0 + ib \sin \beta) - ih(x_0 + ib \cos \beta)} e^{igy + ihx} dh$$

где первое слагаемое описывает поле комплексного источника в свободном пространстве, а второе - поле, отраженное от поверхности земли ($\alpha = iZ$, $g = \sqrt{1 - h^2}$). Зависимость от времени принята в виде $e^{-i\omega t}$. Функция H_z должна являться решением уравнения Гельмгольца вне рефлектора M и импедансной плоскости, удовлетворять граничным условиям на M и импедансным граничным условиям, условию Зоммерфельда на бесконечности и краевому условию.

Рассеянное поле может быть выражено в интегральной форме как потенциал двойного слоя по M . Таким образом с учетом граничных условий получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial n} \int_M \mu(\vec{r}_s) \frac{\partial}{\partial n_s} G(\vec{r}, \vec{r}_s) d\vec{r}_s = -\frac{\partial H^{in}}{\partial n}, \quad \vec{r} \in M$$

где $G(\vec{r}, \vec{r}_s)$ - функция Грина полупространства, ограниченного импедансной плоскостью.

Повторяя процедуру, описанную в работах [2,3] для рефлекторных антенн в свободном пространстве и внутри обтекателя, мы получаем парные уравнения для коэффициентов разложения функции плотности тока:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\mu_n J_n'(ka) e^{in\varphi} + J_n(kr_{cs}) e^{-in\varphi_{cs}} \right] D_n(e^{i\varphi}) = |\varphi - \varphi_0| < \theta_{ap}, \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mu_n e^{in\varphi} = 0, \quad \theta_{ap} < |\varphi - \varphi_0| \leq \pi$$

$$D_n = H_n^{(1)'}(ka) e^{in\varphi} + (-i)^n \sum_{p=-\infty}^{\infty} i^p J_p'(ka) \Omega_{n+p} e^{ip\varphi}, \quad \Omega_n = H_n^{(1)}(2kc) - \frac{2\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ig2kc} \frac{(h-ig)^n}{g(ig+\alpha)} dh$$

Далее мы выделяем и аналитически обращаем статическую часть (не содержащую Ω_n) парных уравнений и получаем результирующее матричное уравнение:

$$\mu_m - \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{mn} \mu_n = B_m$$

$$A_{mn} = \left[|r| + i\pi(k)^2 J_n'(ka) H_n^{(1)'}(ka) \right] T_{mn} + i\pi(ka)^2 (-i)^n J_n'(ka) \sum_{p=-\infty}^{\infty} i^p J_p'(ka) \Omega_{p+n} T_{mp},$$

$$B_m = i\pi(ka)^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr_{cs}) e^{-in\varphi_{cs}} \left[T_{mn} H_n^{(1)'}(ka) + (-i)^n \sum_{p=-\infty}^{\infty} i^p J_p'(ka) \Omega_{p+n} T_{mp} \right],$$

которое может быть решено численно с любой наперед заданной точностью. Выражения для коэффициентов T_{mn} могут быть найдены в [2].

Численные результаты и обсуждение

Диаграмма излучения антенны может быть получена с использованием метода перевала:

$$\Psi(\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mu_n (-i)^n J_n'(ka) \left(e^{in\varphi} + \frac{i \sin \varphi - \alpha}{i \sin \varphi + \alpha} e^{2ikc \sin \varphi - in\varphi} \right) + e^{-ik(y_0 \sin \varphi + x_0 \cos \varphi)} \left(e^{kb \cos(\varphi - \beta)} + \frac{i \sin \varphi - \alpha}{i \sin \varphi + \alpha} e^{2ik(y_0 + c) \sin \varphi + kb \cos(\varphi + \beta)} \right)$$

Коэффициент направленности антенны и полная излученная мощность могут быть представлены в виде следующих выражений:

$$D = \frac{2Z_0 |\Psi(\varphi_0)|^2}{k P_{rad}}, \quad P_{rad} = \frac{Z_0}{\pi k} \int_0^\pi |\Psi(\varphi)|^2 d\varphi$$

Представим результаты расчета коэффициента направленности рефлекторной антенны, расположенной над различными почвами. Геометрия рефлектора определяется параметрами $ka=62.8$, $\theta_{ap} = 30^\circ$, что эквивалентно параболическому рефлектору с $D=10\lambda$ с ошибкой менее чем $\lambda/16$. Облучатель, характеризующийся $kb=3.5$ расположен в геометрическом фокусе рефлектора и обеспечивая уровень краевого облучения -13.298

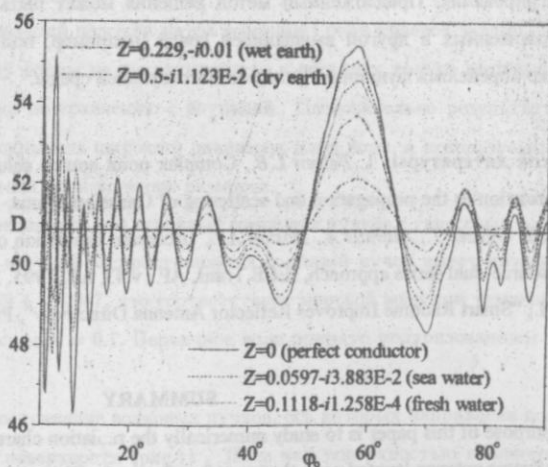


Рис.2. Коэффициент направленности как функция угла наклона рефлектора над горизонтом.

дБ (Рис. 2). Видно, что направленность антенны может быть как лучше, так и хуже соответствующего значения для свободного пространства (прямая линия), в зависимости от угла наклона рефлектора по отношению к земной поверхности. На Рис. 3 показана зависимость коэффициента направленности от положения облучателя. Результаты расчета показывают, что

оптимальное положение облучателя не совпадает с геометрическим фокусом рефлектора, но в отличие от рефлектора в свободном пространстве [3], отношение r_0/a может быть как больше, так и меньше чем 0.5 при разных φ_0 .

Выводы

Проведен расчет характеристик цилиндрической круговой рефлекторной антенны вблизи поверхности земли с помощью комбинации метода регуляризации и метода комплексного источника. Решение было получено в виде матричного уравнения Фредгольма второго рода, разрешимого с наперед заданной точностью. Если

форма рефлектора отлична от круговой, то аналогичный подход может быть развит, но при этом в матричных элементах появится дополнительный член, определяемый с помощью численного интегрирования. Предложенный метод решения может быть применен для расчета антенн, расположенных в другой вмещающей среде (например, под водой). Для этого необходимо только определить функцию Грина соответствующей среды.

Список литературы: 1. *Felsen L.B.*, Complex point source solutions of the field equations and their relation to the propagation and scattering of Gaussian beams, in *Symp. Math.*, v.18, pp.39-56, 1975. 2. *Oguzer T., Altintas A., Nosich A.I.*, "Accurate simulation of reflector antennas by the complex source-dual series approach, *IEEE Trans. AP.*, v.43, n.8, 1995. 3. *Altintas A., Yurchenko V., Nosich A.*, "Smart Radome Improves Reflector Antenna Directivity", *Proc. of 1997 IEEE AP-S Symp.*

SUMMARY

The purpose of this paper is to study numerically the radiation characteristics of a circular cylindrical reflector antenna located over the imperfect flat earth. The original boundary problem is formulated in terms of the dual series equations and then regularized by using the Riemann-Hilbert technique. The resulting Fredholm second kind matrix equation is solved numerically with guaranteed accuracy. The feed directivity is included in the analysis by the complex source point (CSP) method. The effect of the earth presence and the feed position on the antenna directivity has been studied. Numerical results have been compared to the free-space antenna characteristics.

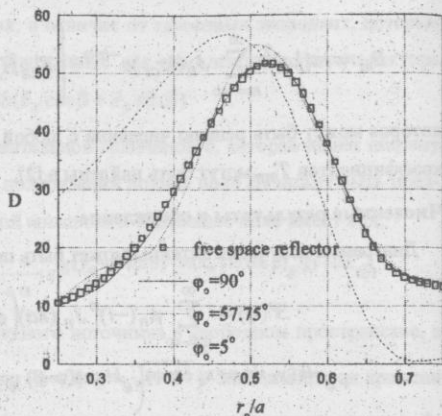


Рис. 3. Коэффициент направленности как функция положения облучателя

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВОГО ПУЧКА

Н. П. ЕГОРОВА

При распространении пакета электромагнитных волн вблизи подстилающей поверхности возникает необходимость дополнительно учитывать вклад переотраженного поля. Это влияние в зависимости от решаемой задачи выступает либо как мешающий фактор, либо как источник информации о свойствах поверхности [1].

В статье проведен анализ влияния подстилающей поверхности для ряда важных практических случаев.

Большое значение модуля показателя преломления $(|n| = (\epsilon' + i\pi\sigma/\omega)^{1/2})$, где ϵ' — относительная диэлектрическая проницаемость, σ — проводимость, $\omega = 2\pi c/\lambda$ — круговая частота) соответствуют естественным покровам морской или земной поверхности.

В основу проводимых исследований положен метод функции Грина краевой задачи [2]. При этом ограничения на длину волны не накладывались, а касались только величины kr , которая должна быть велика по сравнению с единицей. Следовательно результаты проводимых исследований пригодны для широкого диапазона длин волн, а используемый метод — для описания полей антенн произвольных размеров.

Численные исследования проводились для исходных волновых пучков с гауссовым распределением. Поверхность над которой распространяется волновой пучок имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon = 69 + i38.867$, что соответствует морской воде при температуре $t = 20^\circ - 25^\circ\text{C}$ и длине волны $\lambda = 0.1$. Первичное поле принято поляризованным в плоскости падения.

Будем рассматривать распространение волновых пучков, ось которых направлена под малым углом к подстилающей поверхности (рис.1). Поле над поверхностью в плоскости наблюдения можно представить в виде суммы двух полей: первое — u_0 описывает поле источника излучения распространяющееся к плоскости наблюдения при отсутствии поверхности раздела, а второе — u_r является результатом дифракции на подстилающей поверхности той части волнового пучка, спектральные компоненты разложения которой составляют с ней угол отличный от нуля.

Для определения основного и рассеянного полей воспользуемся теоремой Грина

$$u(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y'_i) G(y, z; y'_i) dy'_i, \quad (1)$$

где $G(y, z; y'_i)$ – функция Грина; $f(y'_i)$ – функция распределения плотности источников на плоскости z_i (рис.1).

При вычислении поля, приходящего в плоскость наблюдения после переотражения от границы раздела необходимо использовать функцию Грина краевой задачи, которая имеет различный вид в зависимости от углов наблюдения и характеристик рассеивающей поверхности и достаточно полно исследована в [3]. Таким образом, при нахождении рассеянного поля не возникает необходимости решать краевую задачу, что в ряде случаев связано с определенными математическими трудностями.

При определении функции Грина краевой задачи в [3] использовался спектральный метод. В случае, когда угол наблюдения Θ_0 близок к $\pi/2$, функция Грина краевой задачи, справедливая при больших $|n|$ и любых численных расстояниях $v = s_p(kr_1)^{1/2}$ ($r_1 = [(y'_i + y_r)^2 + z_r^2]$, s_p – полюс коэффициента отражения), имеет вид:

$$G_r(y_r, z_r; y'_i) = \frac{\exp(ikr_1 + i\pi/4)}{2(2\pi k r_1)^{1/2}} \left[1 - \frac{\exp(-v^2)}{n\pi^{1/2}} Q(-iv) \right], \quad (2)$$

где $Q(-iv) = \pi^{1/2} \operatorname{erfc}(-iv)/2$ – дополнительный интеграл вероятности.

Для гауссового распределения источников при выполнении условий

$$\frac{y_i^2}{W_0^2} > 1; \quad \frac{1}{8} \frac{(2y_i y_r + y_i^2)^2}{r^2} \ll 1; \quad r = (y_r^2 + z_r^2)^{1/2} \quad (3)$$

находим в результате интегрирования (1) аналитическое представление для части основного поля, рассеянного подстилающей поверхностью

$$u_r = \frac{\exp(i\pi/4 + i\pi r)}{2k} \left\{ \frac{W_0^{1/2}}{W^{1/2}(r)} \exp\left[-\frac{y_r^2}{W^2(r)} - \frac{iky_r^2}{2R(r)} + i\Phi(r)/2\right] + \frac{2is_p(kr)^{1/2}}{\pi^{1/2}} \frac{W_0^{1/2}}{W_s^{1/2}(r)} \right. \\ \left. \exp\left[-\frac{(1 + is_p^2)y_r^2}{W_s^2(r)} - \frac{ik(1 + is_p^2)y_r^2}{2R_s(r)} + \frac{i}{2}\Phi_s(r)\right] \sum_{t=0}^{\infty} \frac{(0.5)_t}{(1.5)_t} \frac{f_t(r, W_0, s_p)}{t!} \right\}, \quad (4)$$

где

$$W_r(r) = W_0(1 + is_p^2) \left[1 + \frac{4r^2}{k^2 W_0^4 (1 + is_p^2)^2} \right]; \quad R_s(r) = r(1 + is_p^2) \left[1 + \frac{4r^2}{k^2 W_0^4 (1 + is_p^2)^2} \right];$$

$$\Phi_s(r) = \arctan \frac{kW_0^2(1 + is_p^2)}{2r}; \quad r = (y_r^2 + z_r^2)^{1/2};$$

$$f_t(r, W_0, s_p^2) = [(kr)^{1/2} s_p]^{2t} \left\{ 1 + \frac{(t + 0.5)W_0}{2W_s(r)} \exp(i\Phi_s(r)) + \right. \\ \left. \frac{(t + 0.5)(1 + is_p^2)}{2r^2 W_r(r)} y_r^2 W_0 \exp(i\Phi_s(r)) \left[i - \frac{(1 + is_p^2)W_0}{4W_s(r)} \exp(i\Phi_s(r)) \right] \right\}.$$

Входящие в (4) величины $w^2(r)$, $R(r)$ и $\Phi(r)$ имеют смысл квадрата полуширины волнового пучка, радиуса кривизны фазового фронта и фазы поля на оси пучка соответственно и приведены в [3].

Проведенный анализ показал, что изменение разности модулей амплитуд суммарного и основного полей в зависимости от расстояния от подстилающей поверхности носит осциллирующий характер. По мере удаления от источника осцилляции разности амплитуд суммарного и основного полей возрастают и распространяются на большее от поверхности расстояние (рис.2).

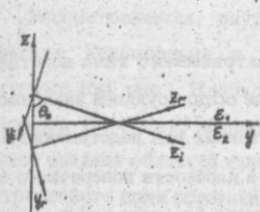


Рис.1 Геометрия структуры.

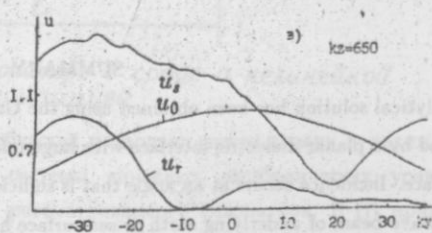
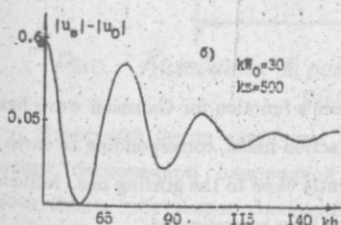
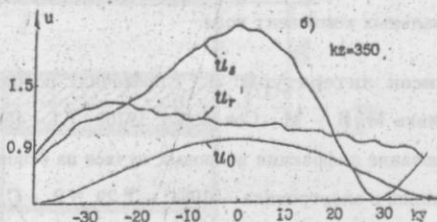
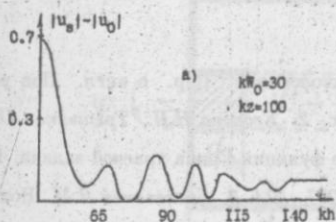
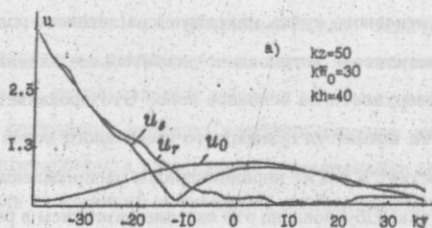


Рис.2 Зависимость $|u_s| - |u_0|$ от kh .

Рис.3 Распределение поля.

Рассмотрим распределения нормированных амплитуд основного u_0 , рассеянного u_r и суммарного u_s полей в поперечном сечении на различных расстояниях от источника. Се-

рия графиков, представленных на рис.3а-3в, для распределений полей в различных плоскостях по kz указывает на существенную их зависимость от параметров среды. Наблюдаются провалы в распределении полей на различных участках. Такой вид зависимостей обусловлен резонансным характером поведения коэффициента отражения от угла Брюстера. В ближней зоне ($kz = 50$) рассеянное поле в основном сосредоточено возле подстилающей поверхности. По мере удаления от границы раздела двух сред искажения рассеянного поля наблюдаются во всем поперечном сечении волнового пучка. Кроме того при увеличении расстояния от подстилающей поверхности kz увеличивается и отклонение от оси основного пучка максимума рассеянного поля.

В результате установлено значительное влияние рассматриваемого типа подстилающей поверхности на основное поле. Это проявляется в виде осциллирующей зависимости разности амплитуд суммарного и основного полей от расстояния над подстилающей поверхностью, а также неравномерным распределением поля в плоскости поперечного сечения пучка. Обусловлено это явление различием в распределении фаз основного и отраженного полей за счет резонансной зависимости коэффициента отражения от углов падения спектральных компонент поля.

Список литературы: 1. Справочник по радиолокации: Пер. с англ. Под ред. Скольникова М. И. – М.: Сов.радио, 1976. – Т.1. – 456с. 2. Егорова Н.П., Третьяков О.А. Исследование дифракции волновых пучков на основе функции Грина краевой задачи. Радиотехника и электроника. – 1984. – Т.29, N 2. – С. 207 – 214. 3. Брезовский Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: Наука. 1973. – 502с.

SUMMARY

Analytical solution has been obtained using the Green's function for Gaussian wave beam scattered by a planar dielectric interface with large refraction index, corresponding to earth or sea surface. Incidence occurs at an angle that is sufficiently close to the grazing one. Influence on the wave beam of underlying earth or sea surface has been investigated.

ВИХРЕВЫЕ КОЛЕБАНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ В СРЕДЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ

С.В. Чумаченко

Рассматривается внутренняя граничная электродинамическая задача для уравнения Гельмгольца в цилиндрическом резонаторе с двумя коаксиальными выступами (см. рис.). Необходимо найти нетривиальные решения системы уравнений Максвелла такие, что выполняются следующие условия: электромагнитное поле на границе раздела областей является непрерывным, а касательные составляющие вектора электрического поля обращаются в нуль на идеально проводящих стенках резонатора.

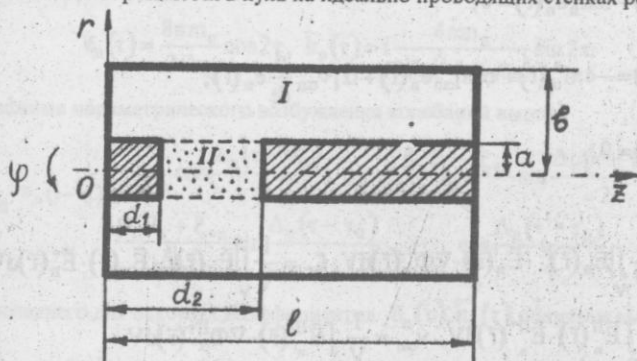


Рис. Колебания в резонаторе в среде с нелинейной диссипацией

Известный метод частичных областей позволяет свести задачу к нахождению решения бесконечной однородной системы линейных алгебраических уравнений относительно собственных значений рассматриваемого резонатора. В [1] приведена общая схема отыскания элементов модового базиса в пространстве решений и проведены вычисления базиса при наличии малого геометрического параметра. Искомое поле записано в виде разложения по элементам базиса с коэффициентами, зависящими от времени. Для последних получена система эволюционных уравнений с

начальными условиями путем проектирования на базис исходных уравнений Максвелла и начальных условий для поля [2].

В настоящей работе рассмотрим случай, когда среда в резонаторе имеет следующие характеристики:

$$\bar{J}_\sigma(\vec{E}, \vec{H}) = \sigma \vec{E}(\vec{r}, t) + \sigma_3 |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 \vec{E}(\vec{r}, t), \quad \bar{J}_h(\vec{r}, t) = 0, \quad \bar{M}(\vec{H}) = 0, \quad \bar{J}_e(\vec{r}, t) = \bar{J}_e(\vec{r}, t), \\ \bar{P}(\vec{E}) = \alpha_1 \vec{E}(\vec{r}, t), \quad \alpha_1 = \text{const}; \quad \sigma, \sigma_3 = \text{const}.$$

Требуется определить коэффициенты разложения электромагнитного поля по базисным элементам.

Пусть $\vec{E}(\vec{r}, t) = e_n(t) \vec{E}_n(\vec{r})$, $e_n(t)$ - вещественные, $h_n(t)$ - чисто мнимые. Тогда система эволюционных уравнений записывается в виде

$$\frac{d}{dt} e_n(t) + i c k_n h_n(t) = -4\pi j_n^e(t) - 4\pi \sigma e_n(t) - \sigma_3 \zeta_n e_n^3(t) - \alpha_1 \rho_n \frac{d}{dt} e_n(t), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} h_n(t) + i c k_n e_n(t) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} a_\alpha(t) = -4\pi i \alpha_\alpha^e(t) + \sigma_3 \eta_{\alpha n} e_n^3(t) + \alpha_1 v_{\alpha n} \frac{d}{dt} e_n(t), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} b_\beta(t) = 0, \quad (4)$$

где

$$\eta_{\alpha n} = \frac{1}{V} \int_V |\vec{E}_n(\vec{r})|^2 \cdot \vec{E}_n(\vec{r}) \cdot \nabla \Phi_\alpha^*(\vec{r}) dV, \quad \zeta_n = \frac{1}{V} \int_V |\vec{E}_n(\vec{r})|^2 \cdot \vec{E}_n(\vec{r}) \cdot \vec{E}_n^*(\vec{r}) dV,$$

$$\rho_n = \frac{1}{V} \int_{V_{II}} \vec{E}_n^{\Pi}(\vec{r}) \cdot \vec{E}_n^{\Pi*}(\vec{r}) dV, \quad v_{\alpha n} = \frac{1}{V} \int_{V_{II}} \vec{E}_n^{\Pi}(\vec{r}) \cdot \nabla \Phi_\alpha^{\Pi*}(\vec{r}) dV$$

$j_n^e(t), i_\alpha^e(t)$ - коэффициенты разложения функции сторонних источников $\bar{J}_e(\vec{r}, t)$ по элементам базиса. Коэффициенты $a_\alpha(t)$ находятся интегрированием уравнения (3), когда зависимости $e_n(t)$ известны и $i_\alpha^e(t)$ заданы.

Рассмотрим первую пару уравнений системы. Будем полагать далее $j_n^e(t) = m_n \sin(mt + \varphi_0)$, $m \neq 0, m_n \neq 0, \varphi_0 \neq 0$. В процессе решения уравнений (1)-(2) получаем систему укороченных уравнений относительно новых неизвестных функций $u_n(\tau), v_n(\tau)$ [3], которую будем решать как матричное уравнение согласно [4]-[5].

Исследование устойчивости стационарных решений и обсуждение условий возбуждения параметрических колебаний в рассматриваемой системе приводится в [3]. При $\dot{u} = \dot{v} = 0$ могут реализовываться два режима: 1) состояние покоя системы $u_0 = v_0 = A_0 = 0$ (его устойчивость следует из условий $\vartheta_n > 0$, и $\beta_n^2 P_n^2 - \xi_{*n}^2 < 0$); 2) состояние с отличной от нуля амплитудой колебаний $u_0 \neq 0, v_0 \neq 0, A_0 \neq 0$. Интервалы расстройек, в которых существуют неустойчивое состояние покоя и стационарные ненулевые амплитуды параметрически возбужденных колебаний, можно определить из выражения для стационарной амплитуды, приравнявая его нулю

$$-\sqrt{\beta_n^2 P_n^2 - 4\vartheta_n^2} \leq \xi_n \leq \sqrt{\beta_n^2 P_n^2 - 4\vartheta_n^2}$$

В этой области расстройек ξ_n , для которых существует стационарная отличная от нуля амплитуда, состояние покоя системы неустойчиво (оно неустойчиво внутри области параметрического резонанса).

В итоге получим для режима состояния покоя следующие результаты

$$\tilde{\epsilon}_n(\tau) = \frac{8\pi m_n}{3ck_n} \cos 2\tau, \quad \tilde{h}_n(\tau) = i \frac{4\pi m_n}{ck_n(1 + \alpha_1 \rho_n)} \sin 2\tau.$$

Для режима параметрического возбуждения колебаний имеем

$$\begin{pmatrix} u_n(\tau) \\ v_n(\tau) \end{pmatrix} = e^{-\vartheta_n(\tau - \tau_0)} \begin{pmatrix} \cos \frac{\Delta_n(\tau - \tau_0)}{2} & \frac{\beta_n P_n - \xi_{*n}}{\Delta_n} \sin \frac{\Delta_n(\tau - \tau_0)}{2} \\ \frac{\beta_n P_n + \xi_{*n}}{\Delta_n} \sin \frac{\Delta_n(\tau - \tau_0)}{2} & \cos \frac{\Delta_n(\tau - \tau_0)}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_n^{(0)} \\ v_n^{(0)} \end{pmatrix}$$

С учетом последнего для искоемых коэффициентов $\tilde{\epsilon}_n(\tau), \tilde{h}_n(\tau)$ получаем выражения в явном виде:

$$\tilde{\epsilon}_n(\tau) = u_n(\tau) \cos \tau + v_n(\tau) \sin \tau - P_n \cos 2\tau,$$

$$\begin{aligned} \tilde{h}_n(\tau) = & -\frac{i}{1 + \alpha_1 \rho_n} \left\{ e^{-\vartheta_n \tau} \left[\psi_{1n} \sin \left(\frac{\Delta_n - 2}{2} \tau - f_{1n} \right) + \psi_{2n} \sin \left(\frac{\Delta_n + 2}{2} \tau - f_{2n} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \psi_{3n} \sin \left(\frac{\Delta_n - 2}{2} \tau + f_{3n} \right) + \psi_{4n} \sin \left(\frac{\Delta_n + 2}{2} \tau + f_{4n} \right) \right] + \psi_{5n} - \frac{P_n}{2} \sin 2\tau \right\}, \end{aligned}$$

где

$$f_{1n} = \arctg\left(\frac{\vartheta_n}{\Delta_n - 2}\right), f_{2n} = \arctg\left(\frac{\vartheta_n}{\Delta_n + 2}\right), f_{3n} = \arctg\left(\frac{\Delta_n - 2}{\vartheta_n}\right), f_{4n} = \arctg\left(\frac{\Delta_n + 2}{\vartheta_n}\right),$$

$$\xi_n = 1 - \frac{2}{m(1 + \alpha_1 \rho_n)}, \vartheta_n = \frac{2\pi\sigma}{ck_n(1 + \alpha_1 \rho_n)}, \beta_n = \frac{6\sigma_3 \xi_n}{mck_n(1 + \alpha_1 \rho_n)^3}, P_n = -\frac{8\pi m_n}{3ck_n},$$

$$\xi_{*n} = \xi_n + 2\beta_n A_n, \Delta_n = \sqrt{\xi_{*n}^2 - \beta_n^2 P_n^2}, \tau = \frac{mck_n t + \varphi_0}{2},$$

$$A_n = \frac{1}{2|\beta_n|} \left(\xi_n \mp \sqrt{\beta_n^2 P_n^2 - 4\vartheta_n^2} \right)$$

A_n — амплитуда параметрически возбужденных колебаний, $\psi_j (j=1,2,3,4,5)$ — постоянные коэффициенты, которые в ходе решения определяются через компоненты $\xi_n, \vartheta_n, \beta_n, P_n, \xi_{*n}$ и начальные условия.

Итак, рассмотрена задача о вихревых колебаниях в цилиндрическом резонаторе с двумя коаксиальными выступами. Эволюционные уравнения решены для случая заполнения резонатора нелинейной средой и получены временные зависимости поля в явном виде, выраженные в элементарных функциях.

Список литературы. 1. Третьяков О.А., Чумаченко С.В. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, т.2, №2, с.222-229. 2. Tretyakov O.A. Essentials of Non-stationary and Nonlinear Electromagnetic Field Theory. Analitical and Numerical Methods in Electromagnetic Wave Theory. Edited by Hashimoto M., Idemen M., and Tretyakov O.A. Tokio, Science House Co., Ltd, 1993, 572p. 3. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Основы теории колебаний. Москва, Наука, 1978, 392с. 4. Хаяси С. Волны в линиях электропередачи. Под. ред. Ломоносова В.Ю. Москва, Наука, 1960, с.32-50. 5. Коддингтон Э.А., Левинсон Н. Теория обыкновенных дифференциальных уравнений. Москва, Иностранная литература, 1958, с.75-121.

SUMMARY

The evolutionary equations were solved for the case when the rasonator was filled in the non-linear medium. The time-dependent coefficients for the field have been obtained.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСА С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ПОГЛОЩАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В.В. Подлозный

В последнее время достаточно подробно проанализировано взаимодействие импульсов со структурами с малым числом слоев [1-2]. Увеличение последних вызывает серьезные трудности из-за отсутствия прямых аналитических формул для коэффициентов Фурье рассеянных полей. Эти трудности удается преодолеть для повторяющихся кусочно-однородных слоев.

В работах [3-4] были развиты аналитические методы исследования рассеивающих и поглощающих характеристик конечной последовательности чередующихся слоев с резистивной пленкой (Рис.1). Решалась задача дифракции плоской монохроматической волны на N -элементной структуре между полупространствами с произвольными параметрами. Получены прямые аналитические формулы для коэффициентов рассеяния и поглощения. Исследовано влияние проводимости резистивной пленки, числа элементов и их субструктуры на поглощение монохроматической ЭМВ структурой.

В данной работе ставится задача исследования рассеивающих и диссипативных характеристик подобных структур при возбуждении их видеоимпульсом.

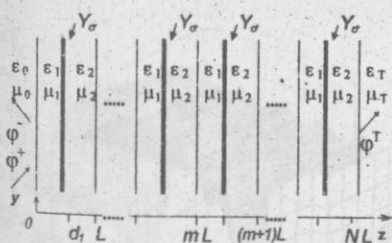


Рис.1 Модель слоистой структуры.

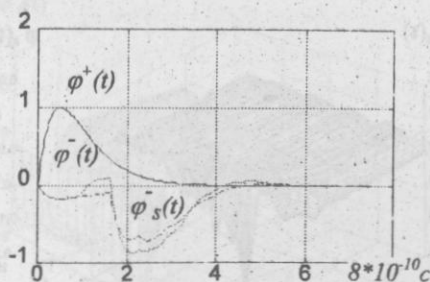


Рис.2 Отражение одного периода на металлическом экране

Зададим форму импульса с помощью двух экспонент, таким образом, чтобы при общей его длительности можно было варьировать крутизной его переднего и заднего фронтов

$$[1]: \quad \varphi^+(t) = (\exp(-a_1 t) - \exp(-a_2 t)) / (\exp(-a_1 T_f) - \exp(-a_2 T_f)), \quad \text{где } T_f -$$

длительность переднего фронта, a_1, a_2 - константы задающие крутизну фронтов импульса, $a_2/a_1 = 1.001$.

В качестве базового элемента выбраны два слоя диэлектрика с $\varepsilon_{0,2} = \mu_{0,2} = 1$, $\varepsilon_1 = 2$, $d_1 = d_2 = 0.01$ м. Базовый элемент расположен на металлическом экране. На структуру падает импульс $\varphi^+(t)$ с длительностью $T_f = 0.5 \cdot 10^{-10}$ с. Отраженный импульс $\varphi^-(t)$ будет иметь вид, показанный на Рис. 2. Первый минимум формирует первая граница. Следующий за ним максимум есть следствие отражения от второй границы первого слоя ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$). Второй минимум формирует металлический экран. Далее наблюдаются исчезающие малые пики, ответственные за последующие переотражения между границами слоев. Введение резистивной пленки ($Y_\sigma = 0.5$) уменьшает пики отраженного импульса $\varphi^-(t)$ вследствие поглощения энергии (Рис. 2).

Для исследования динамики отражения импульса с ростом числа элементов в структуре рассмотрим два случая: 1) - элементы постоянного периода добавляются друг к другу, увеличивая общую толщину структуры; 2) - общая толщина структуры неизменна, а число элементов набирается за счет уменьшения их периода.

Добавление периодов, ведущее к увеличению общей длины структуры, «стабилизирует» характеристики отраженного импульса. Как видно из Рис.3, для $N > 7$ отражение от металлического экрана становится незаметным. В отраженном импульсе остаются лишь пики, связанные с отражением и переотражениями на резистивной пленке.

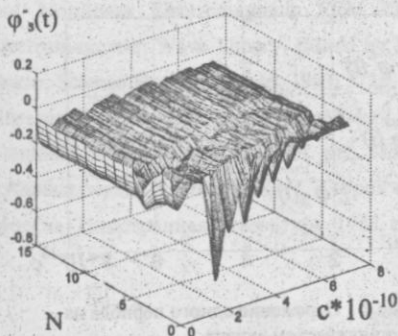


Рис.3. Покрытие толщиной NL на металлическом экране, $\varepsilon_{0,2} = \mu_{0,2} = 1$, $\varepsilon_1 = 2$, $d_1 = d_2 = 0.01$ м, $Y_\sigma = 0.25$, $T_f = 0.5 \cdot 10^{-10}$ с

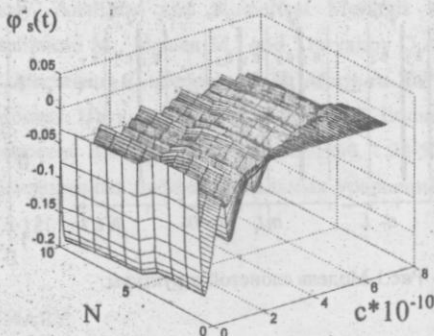


Рис.4. Пропадная структура толщиной NL , $\varepsilon_{0,2} = \mu_{0,2} = 1$, $\varepsilon_1 = 2$, $d_1 = d_2 = 0.01$ м, $Y_\sigma = 0.25$, $T_f = 0.5 \cdot 10^{-10}$ с

Их уровень уменьшается с увеличением пути прохождения зондирующего импульса и остается постоянным с ростом числа слоев.

Для проходной структуры динамика отражения импульса при увеличении числа периодов подобна динамике структуры на металлическом экране, но уровень отражения импульса, определяемый лишь проводимостью резистивной пленки гораздо ниже. Периодичность структуры приводит и к периодичности пиков отраженного импульса. Таким образом, наблюдается некоторая стабилизация распространения импульса в проходной структуре, скрадывающая переотражения на недиссипативных границах слоев. Маскирующие и периодические особенности рассмотренных структур начинают проявляться, как видно из Рис. 3-4, при $N > 7-10$. В отсутствие резистивной пленки отклик на падающий импульс определяется возникающими в слоях переотражениями. Следовательно, резистивная пленка в данном случае маскирует переотражения импульса в глубине структуры и «стабилизирует» рассеяние.

При заданной длительности импульса и общей толщине системы слоев, с ростом числа периодов и наличии резистивной пленки маскируется неоднородность структуры. Слоистость структуры практически незаметна уже при $N > 5$ (Рис. 5-6). В полученных зависимостях отраженного импульса проявляются зоны максимального поглощения ($5 < N < 10$). Дальнейшее увеличение количества периодов ведет к отражению, характерному для металлического экрана.

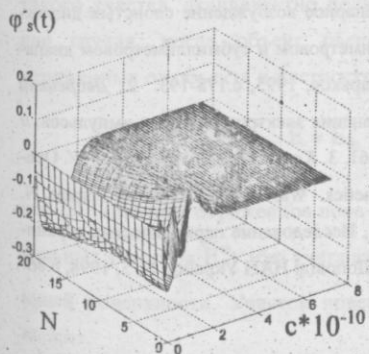


Рис.5. Покрытие толщиной L на металлическом экране, $\epsilon_{0,2} = \mu_{0,1,2} = 1$, $\epsilon_1 = 2$, $d_1 = d_2 = 0.01$ м, $Y_0 = 0.1$, $T_f = 0.25 \cdot 10^{-10}$ с

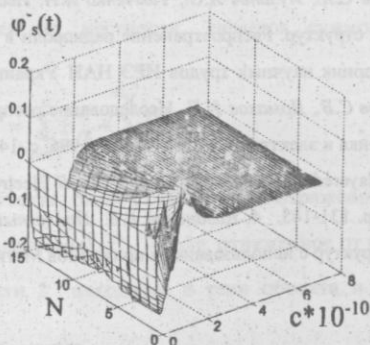


Рис.6. Проходная структура толщиной L , $\epsilon_{0,2} = \mu_{0,1,2} = 1$, $\epsilon_1 = 2$, $d_1 = d_2 = 0.01$ м, $Y_0 = 0.25$, $T_f = 0.5 \cdot 10^{-10}$ с

Для оценки поглощения импульса рассматриваемой структурой энергию падающего и отраженного импульсов можно представить как $W^{+(-)} = \sum_{i=1}^K [\varphi^{+(-)}(t_i) \Delta t_i]^2$, где t_i - отсчеты на интервале времени наблюдения, Δt_i - шаг разбиения.

Тогда, доля энергии поглощенной искрытием на металлическом экране равна: $S = 1 - W^-/W^+$. Максимум поглощения зависит как от проводимости резистивной пленки Y_σ , так и от числа периодов N (Рис.7).

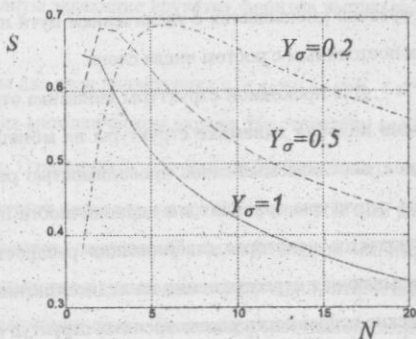


Рис.7 Поглощение импульса структурой с $\epsilon_{0,2} = \mu_{0,2} = 1$, $\epsilon_1 = 2$, $d_1 = d_2 = 0.01$ м, $T_f = 0.5 \cdot 10^{-10}$ с

Полученные результаты демонстрируют возможность создания на базе структур из конечного числа чередующихся слоев с диссипативными элементами эффективных поглощающих покрытий импульсных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Масалов С.А., Пузанов А.О., Тимченко А.И. Нестационарное возбуждение слоистых диэлектрических структур. Распространение радиоволн в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Сборник научных трудов ИРЭ НАН Украины, Харьков, 1995, с.178-193.
2. Дворецкий П.И., Попов С.Б., Ярмахов И.Г. Исследование распространения электромагнитных импульсов. // Радиотехника и электроника, т. 41, N 12, 1996, с. 1448-1461.
3. Kazanskiy V.B., Podlozny V.V. Quasi-periodic layered structure with resistive film // Electromagnetics. Washington.: Taylor & Francis, N. 2, 1997 - pp. 131-145.
4. Казанский В.Б., Подлозный В.В. Исследование периодических ограниченных структур с использованием полиномов Могина. // Доповіді НАН України, N. 3, 1998, с.86-91.

SUMMARY

Presented paper deals with the videopulse reflection from the periodic layered structure with a resistive films. The influence of number of the base elements and common width of the structure on the videopulst reflection is described. The role of the resistive films under the videopulse-structure interaction is discussed.

ДЕКОМПОЗИЦИОННЫЙ СПОСОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ РАССЕЯНИЯ ОБЪЕКТОВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Н. Н. КОЛЧИГИН, И. И. ВАСИЛЬЧЕНКО

Измерение эффективной площади рассеяния (ЭПР) объектов сложной формы и ее зависимости от углов наблюдения штатной РЛС в полевых или заводских условиях практически невозможно без специального дорогостоящего оборудования [1].

Предлагается альтернативный подход к экспериментальному определению интегральных характеристик отражения на основе измерений вблизи объекта коэффициента отражения (КО) от локальных участков поверхности объекта с применением переносных измерителей коэффициента отражения (ПИКО) [2]. Для обоснования возможности определения ЭПР декомпозиционным способом рассмотрим схему обзора местности штатной РЛС (рис. 1), где $\vec{k}$ – совпадает с направлением наблюдения; R – расстояние от РЛС до объекта; плоскость AA' перпендикулярна $\vec{k}$ и находится на расстоянии r от объекта ($r \ll R$). 1, 2, 3 – участки подстилающей поверхности в зоне облучения. Поверхность объекта сложной формы можно заменить совокупностью отдельных локальных участков [1,3]. Поле, отраженное от каждого такого участка, эквивалентно полю вторичного источника. Полное отраженное поле для случая, когда объект расположен на местности, является суммой полей, отраженных от объекта и местности.

$$\vec{E} = \vec{E}_\phi + \vec{E}^o = \sum_{m=1}^n \vec{E}_m^\phi + \sum_{i=1}^N \vec{E}_i^o,$$

где $\vec{E}^o$ – полное отраженное поле от объекта, равное сумме полей отраженных от локальных участков $\vec{E}_i^o$ (без учета взаимодействия), $\vec{E}_\phi$ – поле, отраженное от подстилающей поверхности. Участок поверхности 2 находится в тени объекта и вклад не вносит.

При $R > 2x^2/\lambda$ (x – раскрыв антенны), все поля локальных участков имеют одинаковые сдвиги фазы за счет расстояния. Если объект отсутствует в зоне облучения, то принимаемый фоновый сигнал образуется только участками поверхности с $m = 1, 2, 3$.

Преимущество декомпозиционного способа состоит в том, что измерения проводятся в непосредственной близости от объекта благодаря тому, что ПИКО имеют

значительно меньшее расстояние, соответствующее дальней зоне [1] и, кроме того, измерения КО проводятся на участках поверхности объекта, образованных в результате декомпозиции. Плоскость AA' (см. рис. 2) является эффективной поверхностью переизлучения обратно отраженных волн. Представим эту поверхность состоящей из составных частей со сторонами намного больше длины волны, которые являются проекциями соответствующих отражающих участков поверхности объекта. ПИКО, который содержит передатчик и приемник, помещают в центры этих участков и определяют амплитуды отраженных волн. Измерения проводятся на всех участках плоскости AA' и от каждого из них определяют мощность отраженного поля $p_1, p_2, \dots, p_n$, после чего вычисляют интегральную характеристику всего объекта – Σp_n .

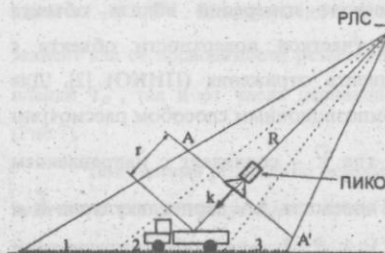


Рис. 1. Схема обзора.



Рис. 2. Схема декомпозиции объекта
(вид с левого борта).

Это в общем соответствует принципу декомпозиции отражающих поверхностей. При этом осуществляется декомпозиция и падающего поля, в результате последовательного воздействия на объект излучения от антенны, перемещающейся вдоль объекта. Суммирование отраженных полей без учета фазы с целью упрощения процесса измерения предполагает равенство фаз полей, отраженных объектом.

В процессе измерений оцениваемыми показателями являются эффективная площадь рассеяния – σ [м²] и коэффициент отражения – K . Так как отраженное от объекта сложной формы поле представляет собой сумму полей отраженных от отдельных его участков (без учета взаимодействия), средняя ЭПР приближенно равна сумме средних ЭПР локальных участков для случая, когда фазы отраженных полей от участков взаимно независимы и случайны, а распределения вероятности равномерны [3].

ЭПР локальных участков объекта определяется с помощью эталона и рассчитывается по формуле

$$\sigma = \sigma_3 P_{отр} / P_{отр}^3 = \sigma_3 K,$$

где $P_{от}$ и $P_{от}^0$ – мощности отраженных сигналов объекта и эталона, соответственно,

$K = P_{отр}/P_{от}^0$ – значение коэффициента отражения (по мощности). КО определяется путем сравнения мощности, отраженной от участка объекта, и мощности, отраженной от эталона (плоского металлического отражателя), расположенных на одинаковом расстоянии от ПИКО.

Измерения коэффициентов отражения от локальных участков объекта в заданном секторе углов наблюдения проводились при дискретном перемещении прибора по нескольким уровням по отношению к подстилающей поверхности. До и после измерений на каждой высоте проводилась калибровка прибора и ее проверка после измерений. Прибор устанавливался перед плоским металлическим экраном на фиксированном расстоянии и юстировался по максимуму сигнала. Ориентация прибора относительно изделия проводилась двумя способами: 1) в доступных местах размещался экран и проводилась юстировка, 2) направление облучения на центр локального участка определялось визуально с помощью разметки и оптического "прицеливания". Как показали испытания, процесс калибровки и ориентации прибора является сложным и сильно влияющим на точность измерений.

Так как ЭПР объекта, рассчитывается на основе модели со случайными фазами отраженного поля, то измерения для каждого участка проводились трижды при изменении и восстановлении ориентации прибора, а данные измерений усреднялись. Эти данные необходимы для определения средних значений КО, а также средних значений ЭПР, определяемых по формуле $\bar{\sigma}_{ij} = \bar{\sigma}_3 \bar{K}_{ij}$, где i, j – обозначение положения локального участка по горизонтали и вертикали, соответственно.

Интегральное значение ЭПР объекта или его части определяется как сумма средних значений ЭПР локальных участков

$$\bar{\sigma}_{0,6} = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \bar{\sigma}_3 \bar{K}_{ij} = \bar{\sigma}_3 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \bar{K}_{ij} = \bar{\sigma}_3 \bar{K}_0,$$

где $\bar{K}_0$ – сумма средних значений коэффициентов отражения участков объекта.

В табл. 1 приведены результаты расчетов средней эффективной площади рассеяния объекта для различных направлений наблюдения по измерениям КО с помощью ПИКО при заданном значении средней эффективной площади рассеяния эталона $\bar{\sigma}_3$, которая варьируется в зависимости от величины погрешности углов наблюдения в горизонтальной и вертикальной плоскостях θ_0 и γ_0 [3].

В табл. 2 приведены данные средней ЭПР исследуемого объекта при различных направлениях наблюдения, полученные с помощью РЛС на длине волны $\lambda = 0,8$ см при тех же углах наблюдения, что и при измерениях ПИКО. $\bar{\sigma}_0$ определялась методом усреднения амплитудных характеристик отражения в секторе 15° вблизи направления наблюдения.

Таблица 1.

$\bar{\sigma}_{06} = \bar{\sigma}_3 \bar{K}_0$	θ_0, γ_0	$\pm 2^\circ$
Направление наблюдения	$\bar{K}_{06} \backslash \bar{\sigma}_3$	78.5
Лев. борт	3.22	253
Прав. борт	3.21	251
Нос	1.00	78
Корма	0.43	34

Таблица 2.

$\bar{\sigma}_{\theta_2} = \bar{\sigma}_{\theta_1} (\theta_2 / \theta_1)$	$\bar{\sigma}_{06}, (\lambda = 0.8 \text{ см})$	
Направление наблюдения	$\theta_1 = \pm 7^\circ$ испыт.	$\theta_2 = \pm 2^\circ$ расчет
Лев. борт	80	293
Прав. борт	80	
Нос	32	119
Корма	32	

Сравнение результатов, полученных с помощью РЛС и декомпозиционным способом с коррекцией за счет приведения углов усреднения, указывает на небольшое расхождение значений ЭПР. Можно сделать вывод, что декомпозиционный подход к измерениям характеристик отражения композиционных объектов себя оправдывает за счет оперативности и низкой стоимости, хотя и уступает в точности радиолокационному способу. Выбор эталона и усовершенствование способа калибровки позволит в дальнейшем повысить точность измерений.

Список литературы: 1. Стайнберг Б. Д., Карлсон Д. Л., Ву Сэн Ли. Экспериментальное определение ЭПО отдельных отражающих частей самолета. ТИИЭР, т. 77, N 5, 1989, стр. 35 - 42. 2. Калугин Б. А., Колчигин Н. Н., Половников Г. Г. Малогабаритный измеритель коэффициента отражения ЭМ волн. Сб. Радиотехника. Вып. 86, 1988. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та. Стр. 84 - 88. 3. Штагер Е. А. Рассеяние радиоволн на телах сложной формы. М.: Радио и связь, 1986.

SUMMARY

The experimental decompositional technique of the radar cross section (RSC) determination with application of new portable devices for reflection coefficient measurement is grounded.

ОБОСНОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИКОВ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

С. Н. ПИВНЕНКО

Для определения параметров радиоматериалов в основном находят применение три основных вида измерений: в волноводе, в резонаторе и в свободном пространстве [1]. При измерении в свободном пространстве нет необходимости в изготовлении образцов специальной формы, однако требуется повышенное внимание к настройке аппаратуры и обеспечение минимального уровня отражения от мешающих объектов, что осуществляется в большинстве случаев применением безэховой камеры. Для экспресс-измерений в качестве зондирующего сигнала используются короткие видеоимпульсы, что позволяет значительно ускорить процесс измерения благодаря широкой полосе частотного спектра таких сигналов [2]. Это также дает возможность измерять параметры материалов, характеристики которых быстро изменяются во времени. Кроме того, можно отказаться от применения безэховых камер, так как сигналы отраженные от различных объектов могут быть разделены с помощью "временного окна" [2].

Импульсный метод измерения параметров материалов основан на сравнении импульса, отраженного от исследуемого материала, с импульсом, отраженным от эталонного образца, с последующей обработкой полученных данных с применением прямого и обратного преобразований Фурье. Для правильной интерпретации результатов экспериментальных измерений используется теоретическое решение задачи об отражении нестационарных электромагнитных волн от слоистого диэлектрика. Задача об отражении нестационарного импульсного поля от слоистых структур уже рассматривалась [3], но для случая плоских импульсов и сред без потерь, что является некоторой идеализацией реальных условий. Рассмотрение отражения импульсных пучков и учет потерь в исследуемых средах значительно затрудняет решение задачи и в общем случае не дает возможности получить решение в аналитическом виде.

Для обоснования методики измерений и разработки алгоритма обработки экспериментальных данных предлагается использовать приближенное решение задачи об отражении ограниченного во времени и в пространстве импульсного поля от слоистых

сред с потерями. Исходя из методики измерений в свободном пространстве сформируем постановку задачи. Исследуемая структура образована плоским диэлектрическим слоем толщиной d с параметрами ϵ'_1, σ_1 на диэлектрическом полупространстве с параметрами ϵ'_2, σ_2 . Прямоугольная апертурная антенна, синфазно и равномерно возбужденная линейно-поляризованным импульсным полем, расположена на расстоянии z от границы раздела (Рис. 1). Излученный антенной импульсный волновой пучок падает на исследуемую структуру под углом α . Будем считать, что импульсный пучок хорошо сфокусирован ($cT/L_{x,y} \leq 0.1$, T – длительность импульса, L_x, L_y – размеры антенны). В этом случае падающий и отраженный импульсы полностью разделяются в пространстве и во времени и для последующего анализа можно рассматривать только отраженный импульс. Считаем также, что точка наблюдения расположена в дальней зоне, которая определяется выражением $r \gg L_{x,y}^2/2cT$.

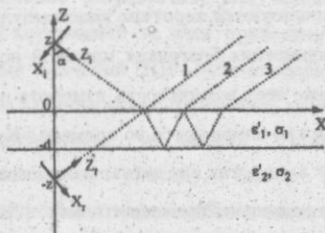


Рис. 1. Геометрия задачи.

Решение задачи получим аналогично тому, как это было сделано для случая, когда отражающее полупространство является однородной средой с потерями [4]. Поле падающего пучка раскладывалось в непрерывную суперпозицию монохроматических плоских волн с помощью интегрального преобразования Фурье. Для

нахождения отраженного поля использовалось выражение для коэффициента отражения монохроматических плоских волн для исследуемой структуры. Полученный интеграл в комплексной плоскости приближенно вычислялся с учетом условия дальней зоны с помощью метода стационарной фазы.

В данном случае поле, отраженное от слоистого полупространства, может быть записано в следующем виде [4]:

$$U(r, \theta_0, \varphi_0, t) = -\Re e \, 4 \frac{\pi i}{rc} \cos \theta_0 \int_0^\infty R(\omega, \alpha, \theta_0, \varphi_0) U(\omega, \theta_0, \varphi_0) \omega e^{-i\omega t} d\omega, \quad (1)$$

где r, θ_0, φ_0 – координаты точки наблюдения в системе координат X_r, Y_r, Z_r , связанной с отраженным полем, $R(\omega, \alpha, \theta_0, \varphi_0)$ – коэффициент отражения Френеля для монохроматической плоской волны с частотой ω , падающей на исследуемое полупро-

странство под углом α , $\tau = t - r/c$ - запаздывающее время, $U(\omega, \theta_0, \varphi_0)$ - Фурье-образ падающего поля.

Для упрощения задачи отраженное поле будем искать только в плоскости падения, тогда $\varphi_0 = 0$ и $R = R(\omega, \alpha + \theta_0)$. Для рассматриваемого случая коэффициент отражения R для s - и p -поляризованной плоской монохроматической волны имеет следующий вид [5]:

$$R_S(\psi) = \frac{\sin(\gamma_1 d)(\gamma_1^2 - \gamma_0 \gamma_2) + i \cos(\gamma_1 d)(\gamma_1 \gamma_2 - \gamma_0 \gamma_1)}{\sin(\gamma_1 d)(-\gamma_1^2 - \gamma_0 \gamma_2) + i \cos(\gamma_1 d)(-\gamma_1 \gamma_2 - \gamma_0 \gamma_1)} \quad (2)$$

$$R_P(\psi) = \frac{\sin(\gamma_1 d)(\gamma_1^2 - \gamma_0 \gamma_2 \epsilon_1^2 / \epsilon_2) + i \cos(\gamma_1 d)(\gamma_1 \gamma_2 \epsilon_1 / \epsilon_2 - \gamma_0 \gamma_1 \epsilon_1)}{\sin(\gamma_1 d)(-\gamma_1^2 - \gamma_0 \gamma_2 \epsilon_1^2 / \epsilon_2) + i \cos(\gamma_1 d)(-\gamma_1 \gamma_2 \epsilon_1 / \epsilon_2 - \gamma_0 \gamma_1 \epsilon_1)} \quad (3)$$

Здесь ψ - угол падения, $\gamma_0 = k_0 \cos \psi$, $\gamma_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \psi}$, $\gamma_2 = k_0 \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2 \psi}$, $k_0 = \omega/c$ - волновое число, $\epsilon_1 = \epsilon'_1 - i\sigma_1/\epsilon_0 \omega$, $\epsilon_2 = \epsilon'_2 - i\sigma_2/\epsilon_0 \omega$, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Подставляя коэффициент отражения для s - и p -поляризованной волны в формулу (1), получим поле отраженного импульса в интегральном виде. Решение данной задачи не может быть получено в аналитическом виде из-за сложной зависимости коэффициентов R_S и R_P от частоты. Поэтому для вычисления этого интеграла был применен стандартный алгоритм Быстрого Преобразования Фурье.

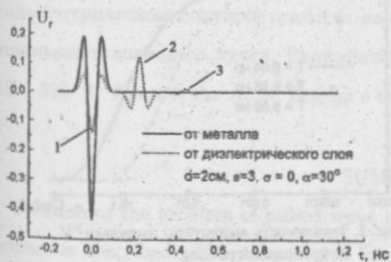


Рис. 2. Импульс, отраженный от диэлектрического слоя в пространстве.

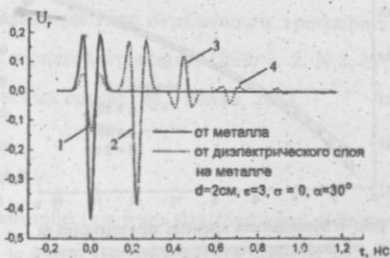


Рис. 3. Импульс, отраженный от диэлектрического слоя на металле.

На рис. 2 и 3 представлены временные зависимости отраженного поля для случаев одного слоя в пространстве и слоя на металле для следующих параметров: $L_x = 0.2$ м, $L_y = 0.2$ м, $cT/L_x = 0.1$, $d = 2$ см, $\epsilon'_1 = 3$. Временная зависимость поля в раскрыве излучающей антенны задана в виде производной от гауссовой функции. Для

сравнения на рисунках сплошной линией показан сигнал, отраженный от идеально проводящей поверхности, используемый как эталон. Можно различить импульс "1", отраженный от верхней границы диэлектрического слоя и импульсы "2", "3", "4", ... переотраженные от нижней и верхней границ слоя. Измерив время запаздывания Δt импульса "2" относительно импульса "1" и зная толщину исследуемого материала d , его диэлектрическую проницаемость можно определить из уравнения

$$\Delta t = \frac{2d\epsilon'_2}{c\sqrt{\epsilon'_2 - \sin^2(\alpha)}} \quad (4)$$

Для случая перпендикулярного падения импульса на слой ($\alpha = 0$) формула упрощается и ϵ'_2 можно выразить в явном виде:

$$\epsilon'_2 = \frac{\Delta t^2 c^2}{4d^2} \quad (5)$$

Результаты расчетов по формуле (4) приведены на рис. 4 для случая $d = 2$ см, $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$. Для небольших значений диэлектрической проницаемости ($\epsilon'_2 \approx 1 \dots 3$) увеличение угла падения α приводит к некоторому увеличению времени запаздывания Δt и, следовательно, к повышению точности измерений.

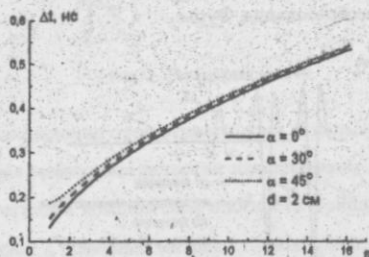


Рис. 4. Зависимость времени запаздывания Δt от диэлектрической проницаемости слоя.

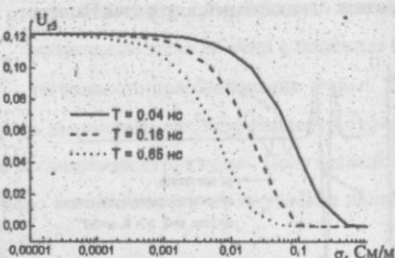


Рис. 5. Зависимость амплитуды импульса "3" от проводимости слоя.

Если материал слоя имеет потери ($\sigma_2 \neq 0$), то переотраженные импульсы уменьшаются по амплитуде, причем затухание сильно зависит от ширины частотного спектра падающего поля, то есть от длительности импульса и его формы. На рис. 5 представлены результаты расчетов амплитуды отраженного импульса "3" по формуле (1) для случая диэлектрического слоя на металле для различных значений проводимости

слоя и различной длительности падающего импульса. Следует отметить, что для данных значений проводимости амплитуда импульса "1" изменяется незначительно (не более 2 – 3%). Измерив амплитуду отраженного импульса "3" и сравнив ее с амплитудой отраженного импульса "1" можно определить проводимость исследуемого материала. Чтобы получить дисперсионную зависимость коэффициента отражения для исследуемого материала нужно разделить частотный спектр импульса "1" на частотный спектр импульса, отраженного от металлического экрана.

Таким образом, численное моделирование процесса отражения импульсного излучения апертурной антенны от слоистой структуры позволило обосновать эффективность алгоритмов обработки результатов экспериментальных измерений для определения параметров диэлектриков – диэлектрической проницаемости, проводимости и дисперсионной зависимости коэффициента отражения.

Список литературы: 1. *Воронин Е. Н., Нечаев Е. Е.* Современные методы антенных измерений. Зарубежная радиоэлектроника, 1984, N 1, стр. 26 – 42. 2. *Масалов С. А., Пузанов А. О.* Дифракция видеоимпульсов на слоистых диэлектрических структурах. Радиофизика и радиоастрономия, 1997, т. 2, N 1, стр. 85 – 94. 3. *Содин Л. Г.* Импульсное излучение антенны. Радиофизика и радиоастрономия, 1997, т. 2, N 1, стр. 5 – 15. 4. *Колчигин Н. Н., Пивненко С. Н., Ломакин В. М.* Влияние потерь в диэлектрическом полупространстве на характеристики отраженного трехмерного импульсного волнового пучка. Радиофизика и радиоастрономия, 1997, т. 2, N 3, стр. 318 – 322. 5. *Брезовский Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.

SUMMARY

Solution of the problem of pulsed wave beam reflection from stratified lossy dielectric medium is described. The pulsed wave beam is formed by an aperture antenna excited with short video pulse. The solution of the problem is used to construct an algorithm for experimental data processing to determine dielectric material parameters such as permittivity, conductivity, and dispersion dependency of the reflection coefficient. The results of numerical calculations illustrating the validity of the proposed algorithm are given.

АНОМАЛЬНИЙ ВПЛИВ ФЛУКТУАЦІЙ НА ДИНАМІКУ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК В УМОВАХ АВТОРЕЗОНАНСУ

В. О. БУЦ, В. О. ЧАЦЬКА

ВСТУП

Найбільш ефективна взаємодія електромагнітних хвиль з зарядженими частинками має місце, якщо виконується одна з умов їх резонансної взаємодії. Умови резонансів формуються в межах лінійної теорії взаємодії частинок з полем електромагнітних хвиль. Урахування особливостей нелінійної динаміки частинок швидко порушує ці умови. Це пов'язано з тим, що умови резонансної взаємодії майже у всіх випадках співпадають з інтегралами руху заряджених частинок тільки у лінійній області. У загальному випадку лінійні інтеграли не співпадають з резонансами. Однак існує один важливий виняток. Це випадок, коли виконуються умови авторезонансу [1,2]. В умовах авторезонансу криві інтегралів співпадають з лініями резонансів як у лінійній, так і в нелінійній областях взаємодії. Тобто лінійна і нелінійна динаміка частинок така, що частинка, яка потрапила в область параметрів, які задовольняють умовам авторезонансу, не залишає цю область.

Умови авторезонансу мають ще одну важливу особливість, а саме — ширина нелінійного резонансу взаємодії заряджених частинок з електромагнітною хвилею зростає при наближенні умов до умов авторезонансу. Однак, зростає й відстань між нелінійними резонансами. Причому відстань між нелінійними резонансами зростає значно швидше ширини нелінійного резонансу. Тому стохастична нестійкість руху частинок в умовах авторезонансу не розвивається. В цих умовах особливо важливим є урахування впливу різноманітних флуктуацій на динаміку заряджених частинок.

ДИНАМІКА ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ В НАЯВНОСТІ ПЛОСКОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ

Розглянемо динаміку зарядженої частинки в зовнішньому магнітному полі, яке має постійну складову H_0 , спрямовану уздовж осі z , і компоненту $\tilde{H}(t)$, також спрямовану впродовж осі z і таку, що флюктує. Нехай окрім зовнішнього магнітного поля існує поле зовнішньої плоскої електромагнітної хвилі, що поширюється уздовж осі z . В цьому випадку поведінку зарядженої частинки характеризує відомий інтеграл руху [1,2]:

$$\frac{V_z}{c} \gamma - \alpha \gamma = \text{const} = C \quad (1)$$

Тут V_z — проекція швидкості частинки на вісь z , γ — релятивістський фактор частинки; $\varepsilon = kc/\omega$, ω — частота хвилі, k — хвильовий вектор хвилі. Розглянемо випадок ефективної взаємодії частинки з полем, яка відбувається поблизу однієї з резонансних умов у постійному полі H_0 :

$$R_{n0} = kV_{z0} + (n\omega_{H_0}/\gamma) - 1 \rightarrow 0. \quad (2)$$

R_{n0} дорівнює нулю у випадку точного резонансу. В (2) n — номер резонансу, ω_{H_0} — циклотронна частота в полі H_0 (поле $\tilde{H}(t)$ вважаємо малою поправкою). Якщо $\varepsilon \rightarrow 1$, а $C \rightarrow -n\omega_{H_0}/\omega$, то інтеграл руху співпадає з умовою циклотронного резонансу (випадок авторезонансу). При перекритті резонансів розвивається динамічний хаос, виникає дифузія частинок у просторі енергії і можливе необмежене прискорення заряджених частинок. Втім, темп прискорення не надто висок, а у фазовому просторі завжди існують острови стійкості. Частинки, які потрапляють до них, надовго там залишаються. Наявність флуктуацій зовнішнього магнітного поля $\tilde{\omega}_H$ спричиняє дифузію частинок, яка буде визначати острови стійкості та ізолювані резонанси, коли динамічний хаос не проявляється. Надалі ми обмежимося одним ізолюваним резонансом та будемо вважати зміну енергії частинки $\tilde{\gamma}$ під впливом хвилі та поля, що флуктує, слабкою ($\tilde{\gamma} \ll \gamma_0$, де γ_0 — початковий релятивістський фактор).

Обмежившись лінійними по $\tilde{\gamma}$ наближенням і використовуючи рівняння руху частинки для цього випадку, отримаємо [3]:

$$\frac{d\tilde{\gamma}_n}{d\tau} = \frac{1}{\gamma_0} \varepsilon_0 W_n \cos \Theta_n, \quad \frac{d\Theta_n}{d\tau} = \frac{\partial R_{n0}}{\partial \gamma} \bigg|_{\gamma=\gamma_0} \tilde{\gamma}_n + \frac{n\tilde{\omega}_H}{\gamma_0}. \quad (3)$$

В (3) використовуються такі позначення: Θ — кут між імпульсом частинки і віссю x ; $\varepsilon_0 = eE_0/mc\omega$ (e — заряд частинки, m — маса, E_0 — амплітуда вектора електричної напруги хвилі); $\tau = \omega t$; $W_n = \alpha_x p_{\perp} (n/\mu) J_n(\mu) - \alpha_y p_{\perp} J'_n(\mu)$, де α_x, α_y — проекції вектора поляризації відповідно на осі x та y , $p_{\perp}$ — проекція імпульсу частинки, перпендикулярна осі z , $\mu = p_{\perp}/\omega H_0$, $J_n(\mu)$ — функція Бесселя. Зауважимо, що в умовах, коли $\varepsilon \rightarrow 1$, а $V_z \rightarrow c$, можна нехтувати змінною $p_{\perp}$. Рівняння (3) описує рух математичного маятника, на фазу якого впливає зовнішня флуктуаційна сила пропорційна $\tilde{\omega}_H$.

ВИПАДОК, КОЛИ ФЛУКТУАЦІЇ ВІДСУТНІ

Відкинувши поки що флуктуаційну складову, вивчимо структуру нелінійного резонансу. З рівнянь (3) впливає таке значення ширини ізолюваного нелінійного

резонансу:

$$\Delta \frac{d\Theta_n}{d\tau} = 4 \sqrt{\left. \frac{\partial R_{n0}}{\partial \gamma} \right|_{\gamma_0} \frac{\varepsilon_0 W_n}{\gamma_0}} \quad (4)$$

Нас, передусім, цікавить структура резонансів в енергетичному просторі. З рівнянь (3), використовуючи (4), знаходимо таке значення ширини нелінійного резонансу в енергетичних одиницях:

$$\Delta \gamma_n = 4 \sqrt{\varepsilon_0 W_n / \left(\gamma_0 \left. \frac{\partial R_{n0}}{\partial \gamma} \right|_{\gamma_0} \right)} \quad (5)$$

Підкреслимо важливу особливість формули (5), а саме — зі зменшенням похідної від резонансу по енергії ширина нелінійного резонансу зростає. Прямуювання похідної до нуля означає, що резонанс при взаємодії частинки з хвилею зберігається, тобто резонансне співвідношення є одним з інтегралів руху. Легко помітити, що при $\frac{\partial R}{\partial \gamma} \rightarrow 0$ виникає

позначений вище авторезонанс. Можна також показати, що одночасно з розширенням окремого резонансу у випадку, близькому до авторезонансу, сусідні резонанси «розбігаються», тобто це випадок протилежний динамічному хаосу і тому врахування флуктуацій тут особливо важливе.

ВИПАДОК НАЯВНОСТІ ФЛУКТУАЦІЙ

Визначимо тепер особливості руху зарядженої частинки під дією флуктуацій зовнішнього магнітного поля. Для цього розглянемо лінійзовану систему рівнянь (3):

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = -B\Theta, \quad \frac{d\Theta}{d\tau} = \alpha\gamma + f, \quad (6)$$

$$\text{де } B = \varepsilon_0 W_n / \gamma_0; \quad \Theta = \Theta_n - \frac{\pi}{2}, \quad \alpha = \left. \frac{\partial R}{\partial \gamma} \right|_{\gamma_0}, \quad f = n \bar{\omega}_H / \gamma_0, \quad \gamma = \gamma_0.$$

Вважатимемо, що $\langle f \rangle = 0$, $\langle f(\tau) f(\tau') \rangle = 2D \delta(\tau - \tau')$. Тоді з (6) легко отримати:

$$\frac{d\langle \gamma \rangle}{d\tau} = -B\langle \Theta \rangle, \quad \frac{d\langle \Theta \rangle}{d\tau} = \alpha\langle \gamma \rangle, \quad (7)$$

$$\frac{d\langle \gamma^2 \rangle}{d\tau} = -2B\langle \gamma \Theta \rangle, \quad \frac{d\langle \Theta \gamma \rangle}{d\tau} = -B\langle \Theta^2 \rangle + \alpha\langle \gamma^2 \rangle, \quad \frac{d\langle \Theta^2 \rangle}{d\tau} = 2\alpha\langle \gamma \Theta \rangle + 2D. \quad (8)$$

З цих рівнянь знайдемо:

$$\langle \gamma^2 \rangle = \frac{\varepsilon_0 W_n D}{2\gamma_0 \frac{\partial R}{\partial \gamma}} \tau \quad (9)$$

Таким чином, хоч ширина резонансу при $\frac{dR}{d\gamma} \rightarrow 0$ аномально зростає, та дифузія зарядженої частинки росте швидше. Ще більший вплив флуктуацій виникає при дифузії резонансу, тобто коли частинка дифундує разом з резонансом. Система (3) описує «блукуючий» резонанс з центром $\tilde{\gamma} = -\frac{n\omega_H}{\gamma_0} \frac{\partial R}{\partial \gamma}$. Звідси знаходимо вираз для локального коефіцієнта дифузії:

$$\langle \tilde{\gamma}^2 \rangle = 2D_1 \tau, \quad D_1 = n^2 D \frac{\gamma_0^2}{\gamma^2} \left(\frac{\partial R}{\partial \gamma} \right)^2. \quad (10)$$

Отже, при авторезонансі флуктуаційна дифузія може помітно перевищувати звичайну квазілінійну дифузію.

ВИСНОВКИ

Розглянуто вплив флуктуацій зовнішнього магнітного поля на динаміку заряджених частинок. Знайдене значення ширини нелінійного резонансу в енергетичних одиницях. Зі зменшенням похідної від резонансу по енергії ширина нелінійного резонансу аномально зростає. Дифузія зарядженої частинки росте швидше, ніж ширина резонансу при наближенні до точного резонансу. При авторезонансі флуктуаційна дифузія може помітно перевищувати звичайну квазілінійну дифузію.

Подяка. Робота виконана при підтримці УНТЦ (грант № 279).

Список літератури: 1. Давыдовский В.Я. О возможности резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле.// ЖЭТФ. 1962. Т. 43, вып. 9. С. 886-888. 2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне.// ДАН СССР. 1962. Т. 145, № 6. С. 1259-1261. 3. Балакирев В.А., Буц В.А., Толстолужский А.П., Туркин Ю.А. Хаотизация движения пучка сфазированных осцилляторов.// ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 4. С. 1279-1289.

SUMMARY

Effects of fluctuations of an external magnetic field on the dynamics of charged particles is investigated. The width of an isolated nonlinear resonance is determined. The features of charged particle motions due to the effects of fluctuations of external magnetic field are as follows: the width of the resonance anomalously increases, the diffusion of charged particles grows faster than the width of the resonance, the effects of fluctuations increase with the diffusion of resonance, i.e. when the particles and the resonance diffuse together. The fluctuational diffusion can be appreciably larger than the ordinary quasilinear diffusion under the autoresonance conditions.

INFLUENCE OF PLASMA DENSITY FLUCTUATIONS ON PLASMA - BEAM INTERACTION

A.V. BUTS, V. A. CHATSKAYA, O. F. TYRNOV

INTRODUCTION

Plasma-beam interaction has been studied in detail to a high enough degree in many investigations. The theory of interaction of a beam with both a homogeneous and regularly inhomogeneous plasma is developed (see, for example, [1]). The interaction between a beam and plasma gives rise to instabilities which could lead to microwave amplification. At the time, fluctuations ever present in plasma also rise. Using plasma-beam instability for amplifying signals or heating plasma, it is necessary to know a ratio between the growth rate of a regular signal component and that of fluctuations. Beguiashvily et al. [2] and Virchenko et al. [3] studied plasma-beam interaction in a plasma with the number density varying stochastically in the x direction. Their analysis was restricted by the correlation theory of instability, i.e. the dynamics of variations of the first and second moments.

This study is dedicated to the investigation of a beam instability in a plasma with the number density varying stochastically with respect to space or time. In case of spatial variations in the number density, as distinct from [3], the system of equations in moments of arbitrary order is obtained and analyzed. It is shown that each moment in the sequence grows faster than the preceding one. As a result of such a dependence of the growth rate upon the number of a moment, an intermittent character of development of the instability arises [4], as well as the appearance of some critical length of interaction space within which the amplification of a regular signal is yet possible. The latter conclusion is due to the fact that the growth rate of the second moments is more than two times the growth rate of a regular component of the signal.

In case of stochastic temporal variations in the plasma number density, the equations describing the dynamics of first and second moments are obtained, their growth rates are found, and the maximum time interval of signal destitution due to fluctuation interference is estimated.

BASIC EQUATIONS

Let an electron beam with a neutralizing ion background have a number density n_b and velocity v_b in the x direction in a plasma. Perturbations in the beam number density $\tilde{n}_b$ and velocity $\tilde{v}_b$ satisfy the equation of motion

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{v}_b + v_b \frac{\partial}{\partial x} \tilde{v}_b = -\frac{e}{m} E(x, t), \quad (1)$$

where $E(x, t)$ is the electric field intensity, and the continuity equation

$$\tilde{n}_b + \frac{\partial}{\partial x} (n_b \tilde{v}_b + \tilde{n}_b v_b) = 0. \quad (2)$$

Perturbations in the ambient plasma velocity $\tilde{v}_p$ and number density $\tilde{n}_p$ satisfy the equations

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{n}_p + \frac{\partial}{\partial x} (n_p v_p) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{v}_p = -\frac{e}{m} E(x, t) \quad (4)$$

where n_p is an unperturbed plasma number density which is a stochastic function of time or space coordinates, and its probability properties are known. The electric field intensity and variations in beam and ambient plasma number densities satisfy Maxwell's equation

$$\frac{\partial}{\partial x} E(x, t) = -4\pi e (\tilde{n}_p + \tilde{n}_b). \quad (5)$$

SPATIALLY INHOMOGENEOUS PLASMA

Let all variables have the functional form $\exp(-i\omega t)$, and the plasma be spatially inhomogeneous, $n_p = n_p(x)$. On rearranging and choosing boundary conditions in such a way that the constant of integration turns zero, from (1) to (5), we obtain the equations in the Fourier transformed electric field:

$$\left(i\omega + v_b \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \varepsilon(x) E_\omega + \omega_b^2 E_\omega = 0, \quad (6)$$

$$\varepsilon(x) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2, \quad \omega_p^2 = 4\pi e^2 n_p(x) / m, \quad \omega_b^2 = 4\pi e^2 n_b / m.$$

Substituting $E_\omega(x)$ from $D(\omega, x) = \varepsilon(\omega, x) E_\omega(x) \exp(i\omega x / v_b)$ into (6), we obtain the equation similar to (3) for a spatial oscillator with a stochastically changing frequency $\omega_b^2 / v_b^2 \varepsilon(x)$

$$\frac{d^2 D}{dx^2} + \frac{\omega_b^2}{v_b^2 \varepsilon(x)} D = 0. \quad (7)$$

Let us consider, as an example, a case of $\varepsilon < 0$. Suppose plasma number density fluctuations are $n_p = n_{p0}(1 + z_1(x))$, and z_1 is a stationary Gaussian process with a zero mean; then, considering that the amplitude of fluctuation is small, substituting $z = z_1(x) \omega_{p0}^2 / (\omega^2 \varepsilon_p) \ll 1$ into (7), and changing the variables $\varepsilon_{p0} = 1 - \omega_{p0}^2 / \omega^2$, $\omega_{p0}^2 \equiv \langle \omega_p^2 \rangle$, and $\tau = \omega_b x / v_b \sqrt{|\varepsilon_{p0}|}$, we obtain the set of equations of the first order

$$\dot{D} = -u, \quad \dot{u} = -(1 + z(\tau))D. \quad (8)$$

From Equation (8), a set of equations in moments of any order m could be obtained. To achieve this, multiplying both sides of the first equation in (8) by $u^{m-n} D^{n-1}$, and the second equation by $D^n u^{m-n-1}$, adding these equations and performing the ensemble averaging, we obtain the set of equations of the order n in moments

$$\langle u^{m-n} D^n \rangle'_\tau = -n \langle u^{m-n+1} D^{n-1} \rangle - (m-n) \langle (1+z) D^{n+1} u^{m-n-1} \rangle \quad (9)$$

To split the correlations $\langle z D^{n+1} u^{m-n-1} \rangle$, we use the method of variational derivatives [5] and the relation derived by this method

$$\langle z(t) R[z(\tau)] \rangle = \int \langle z(t) z(\tau) \rangle \left\langle \frac{\delta R[z(\tau)]}{\delta z(\tau)} \right\rangle d\tau \quad (10)$$

where $R[z]$ is an arbitrary functional on z , and z is a Gaussian process with a zero mean.

Substituting (10) in (9), and calculating respective variational derivatives, we find

$$\langle u^{m-n} D^n \rangle'_\tau = -n \langle u^{m-n+1} D^{n+1} \rangle - (m-n) \langle (1+z) D^{n+1} u^{m-n-1} \rangle + \frac{B}{2} (m-n-1)(m-n) \langle u^{m-n-2} D^{n+2} \rangle \quad (11)$$

where $B \langle u^{m-n-2} D^{n+2} \rangle = \int d\tau \langle z(t) z(\tau) \rangle \langle u^{m-n-2} D^{n+2} \rangle \approx \sigma_0^2 r_0 \langle u^{m-n-2} D^{n+2} \rangle$,

σ_0^2 is the variance, r_0 is the dimensionless radius of correlation of the stochastic process $z(\tau)$.

To analyze the stability of (11), we take out all the moments proportional to $e^{\lambda \tau}$. The determinant of the resulting set of equations, calculated applying Rauss's algorithm, yields the following recursion relation in the coefficients of the characteristic equation

$$Det_n(\lambda) \equiv A_n^m(\lambda) = 0, \quad A_n^m = \frac{\lambda}{n} A_{n-1}^m - \left(\frac{m}{n-1} - 1 \right) A_{n-2}^m - \left(\frac{m}{n-2} - 1 \right) (m-n+1) \frac{B}{2} A_{n-3}^m, \quad (12)$$

$$A_0^m = \lambda, \quad A_1^m = \lambda^2 - m, \quad A_2^m = \frac{\lambda}{2} (\lambda^2 - m) - \lambda(m-1) - m(m-1) \frac{B}{2}, \quad A_n^m \neq 0, \quad \forall n < m.$$

In particular, if $m = 1$ (first moments), the characteristic equation takes the form

$$\lambda^2 - 1 = 0, \quad (13)$$

and if $m = 2$ (second moments)

$$\lambda^3 - 4\lambda - 2B = 0. \quad (14)$$

Obviously, the second moment growth rate is more than two times the first moment growth rate.

Similarly to [3], we define the variance in the dimensionless form

$$\Delta = (\langle D^2 \rangle - \langle D \rangle^2) / \langle D \rangle^2 \quad (15)$$

In order to amplify a signal, the magnitude of this quantity should be much less than the unity ($\Delta \ll 1$), otherwise the signal will be destructed by fluctuation interference. Substituting the first and

second moments from (13) and (14) into (15), and returning to dimensional variables, from the condition $\Delta \ll 1$, we obtain the following expression for the critical length of interaction space within which the amplification of a regular signal is yet possible:

$$x \ll x_m = 4 \omega^4 \nu_b^2 / \left(\omega_{p0}^2 \omega_b^2 | \varepsilon_{p0} | \sigma_1^2 r_1 \right) \quad (16)$$

where σ_1^2 is the variance, r_1 is the radius of correlation of the stochastic process $z(x)$.

If the magnitude of the amplitude of fluctuations equals zero ($B=0$), using the recursion relation for the coefficients, it can be shown that both $\text{Det}_m(m) = 0$, and $\lambda = m$ is the maximum root of Equation (12) (see Appendix). Hence, even if the amplitude of fluctuations can be neglected, the difference between growth rates of two successive moments equals the unity.

Of each two successive moments, the next grows faster than the former, but the dimensional variance does not. The nonzero amplitude of fluctuations leads to an additional growth in a difference between the growth rates and, therefore, to an increase in the variance (see Appendix). As Molchanov et al. [4] have shown, such a peculiarity of growth of the moments indicates an intermittent character of oscillator motion. Note that such a growth of higher harmonics is characteristic of systems described by Langevin's equations of the first order [6], and, therefore, in accordance with [4], intermittent motion should also exist in such systems.

PLASMA WITH TEMPORAL FLUCTUATIONS IN THE NUMBER DENSITY

Let us consider a case of a plasma with the number density varying stochastically with respect to time $n_p = n_{p0}(1 + z(t))$ where $z(t)$ is a stationary Gaussian process with a zero mean. Because the expressions obtained are cumbersome, we restrict our investigation to a correlation approximation. Assuming all unknowns to vary harmonically with the x coordinate e^{-ikx} , introducing the dimensionless variables $\tau \equiv k \nu_b t$, $\alpha \equiv \omega_{p0}/k \nu_b$, $\beta \equiv \omega_b/k \nu_b$, and eliminating the variable E by using its value from (5), from (1) to (5) we obtain the following set of equations in spatial and temporal Fourier components of perturbations of the number density and velocity of a beam and plasma

$$\frac{\partial \tilde{n}_b}{\partial \tau} + i \tilde{n}_b + i \tilde{v}_b = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_b}{\partial \tau} + i \tilde{v}_b + i \beta \tilde{n}_b + i \alpha^2 \tilde{n}_p = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_p}{\partial \tau} + i \tilde{v}_p (1 + z(\tau)) = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_p}{\partial \tau} + i \alpha^2 \tilde{n}_p + i \beta^2 \tilde{n}_b = 0. \quad (20)$$

Performing the ensemble averaging of (17) to (20), splitting the correlation $\langle z \tilde{v}_p \rangle$ with (10), and taking out all the variables proportional to the $e^{-i\lambda \tau}$ for analysis, we obtain the set of algebraic equations of the fourth order in first moments of number density and velocity perturbations, the determinant of which yields the classical dispersion relation for a beam-plasma system

$$\Delta_p \Delta_b = \alpha^2 \beta^2, \Delta_p = \lambda^2 - \alpha^2, \Delta_b = (\lambda - 1)^2 - \beta^2 \quad (21)$$

which has an unstable solution at points of intersection of plasma ($\Delta_p = 0$) and beam ($\Delta_b = 0$)

resonances of oscillators ($\lambda = 1 + \delta, \alpha = 1$) with the maximum growth rate of $\gamma_1 = \left(\frac{1}{2}\beta^2\right)^{1/3}$. (Under the natural assumption of $\omega_{p0} \gg \omega_b$.)

Having obtained a set of equations in second moments from (17) to (20), and having performed all the operations mentioned above, we obtain two matrix equations of the third order

$$\begin{pmatrix} -\frac{\lambda}{2} + 1 & 1 & 0 \\ \beta^2 & -\lambda + 2 & 1 \\ 0 & \beta^2 & -\frac{\lambda}{2} + 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle n_b^2 \rangle \\ \langle n_b v_b \rangle \\ \langle v_b^2 \rangle \end{pmatrix} = \alpha^2 \begin{pmatrix} 0 \\ \langle n_p n_b \rangle \\ \langle n_p v_b \rangle \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$$\begin{pmatrix} -\frac{\lambda}{2} & 1 & B \\ \alpha^2 & -\lambda & 1 \\ 0 & \alpha^2 & -\frac{\lambda}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle n_p^2 \rangle \\ \langle n_p v_p \rangle \\ \langle v_p^2 \rangle \end{pmatrix} = -\beta^2 \begin{pmatrix} 0 \\ \langle n_p n_b \rangle \\ \langle n_b v_p \rangle \end{pmatrix} \quad (23)$$

in second moments of number density and velocity perturbations of beam and plasma oscillators ($B = -ik v_b \sigma_0^2 \tau_R / 2$; σ_0^2, τ_R are the variance and the time of correlation of the stochastic process $z(\tau)$), and one matrix equation of the fourth order

$$\begin{pmatrix} -\lambda + 1 & 1 & 1 & Q \\ \beta^2 & -\lambda + 1 & 0 & 1 \\ \alpha^2 & 0 & -\lambda + 1 & 1 \\ 0 & \alpha^2 & \beta^2 & -\lambda + 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle n_p n_b \rangle \\ \langle n_p v_b \rangle \\ \langle n_b v_p \rangle \\ \langle v_p v_b \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha^2 \langle n_p^2 \rangle \\ \beta^2 \langle n_b^2 \rangle \\ \alpha^2 \langle n_p v_p \rangle + \beta^2 \langle n_b v_b \rangle \end{pmatrix} \quad (24)$$

in their cross-correlation coefficients. Corresponding to Sets (22) to (24), the characteristic equation of the order ten is

$$\text{Det}_2(\lambda) = 0.$$

$$\begin{aligned} \text{Det}_2(\lambda) = & \Delta_s + \lambda^{*2} (2\Delta_{b1} + 2\Delta_{p1} - \Delta_{p2} \Delta_{b2}) + 2\lambda^* (\Delta_x + \Delta_{p2} (\alpha^2 - \Delta_{b1}) + \\ & + \Delta_{b2} (\beta^2 - \Delta_{p1})) + 2(\alpha^2 - \beta^2) (\Delta_{p1} - \Delta_{b1}) + (\Delta_{p1} - \Delta_{b1})^2 - \Delta_x (\Delta_{p2} - \Delta_{b2}) \end{aligned} \quad (25)$$

where $\lambda^* = \lambda - 1$, Δ_s is the determinant of Set (24),

$$\Delta_s = (\lambda^2 - (\alpha^2 - \beta^2))^2, \quad \Delta_{p1} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{\Delta_p} \left(\frac{\lambda}{2} + \alpha^2 B \right), \quad \Delta_{p2} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{\Delta_p} (1 + \lambda B), \quad \Delta_{b1} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{\Delta_p} \left(\frac{\lambda}{2} - 1 \right),$$

$$\Delta_{b2} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{\Delta_b}, \quad \Delta_x = \alpha^2 \beta^2 \left(\left(\frac{\lambda}{2} \right)^2 \frac{1}{\Delta_p} + \left(\frac{\lambda}{2} - 1 \right)^2 \frac{1}{\Delta_b} \right). \quad (26)$$

The Δ_p and Δ_b are the determinants of Sets (23) and (24), respectively,

$$\Delta_p = -\lambda \left(\frac{\lambda^2}{4} - \alpha^2 \right) + \alpha^4 B, \quad \Delta_b = -(\lambda - 2) \left(\left(\frac{\lambda}{2} - 1 \right)^2 - \beta^2 \right). \quad (27)$$

To analyze (25), we choose the structure of field under which the instability of the first moments occurs ($k\nu_b = \omega_p$). In this case, the maximum growth rate of the second moments is localized within the region near $\lambda = 2$. Expanding (25) in terms of small parameters δ ($\lambda = 2 + \delta$) and β , we obtain the expression in the second moment growth rate

$$\gamma_2 = 2^{\frac{2}{3}} \beta^{\frac{2}{3}} \left(1 + \beta^{\frac{2}{3}} B / 2^{\frac{2}{3}} 9 \right) \quad (28)$$

i.e. the second moment growth rate is two times the first moment growth rate. Using (15), it is easy to estimate a maximum time interval over which fluctuations are unable to destroy a regular signal

$$t \langle t_m \rangle = 9(2\beta)^{-1/3} / (\omega_b k \nu_b \sigma_0^2 \tau_R) \quad (29)$$

where σ_0 is the variance, τ_R is the correlation time of the stochastic process $z(\tau)$.

CONCLUSION

Two kind of the systems with fluctuations are investigated by the moment method. The first system has spatial and the second one – temporal instabilities that lead to amplification of an initial regular signal. The presence of fluctuations changes the situation principally. The fluctuations that always exist in unstable systems lead to destruction of the regular signal amplification. The critical length or time determines the possibility for regular signal amplification. The method of the variational derivatives allows us to obtain the solution in absolutely different physical situations and for quite general model of the fluctuations as it is Gaussian random signal. It is naturally to suppose that the result obtained here has general field of application and have to be taken into consideration if a system with distributed interaction is analyzed.

APPENDIX

Let S_n^m denote the maximum root of the polynomial A_n^m defined by (12). Let us prove that $\lambda = S_n^m = m$ is the maximum root of the equation provided $\text{Det}_m(\lambda) = 0$ for $B=0$, and for an addition of $B>0$ the S_n^m increases.

Let assume that

$$A_m^m(m) = A_{m-n}^m(m) - \left(\frac{m}{m-n} - 1 \right) A_{m-n-1}^m(m). \quad (A1)$$

For $n = 1$, relation (A1) becomes (12). Let it hold for a particular n . Then, using (12), we obtain

$$A_{m-n}^m = \frac{m}{m-n} A_{m-n-1}^m - \left(\frac{m}{m-n-1} - 1 \right) A_{m-n-2}^m. \quad (A2)$$

Substituting (A2) in (A1), we obtain

$$A_m^m = A_{m-n-1}^m - \left(\frac{m}{m-n-1} - 1 \right) A_{m-n-2}^m. \quad (A3)$$

That is, (A1) also holds for $n+1$. For $n=m+1$, it is possible to prove the statement by direct substitution of $A_0(m)$ and $A_1(m)$ into (A1). The existence of $B > 0$ leads to an increase in the magnitude of this root. Indeed, recursion relation (12) may be rewritten in the form

$$\frac{\lambda}{m} A_{m-1}^m(\lambda) = \left(\frac{m}{m-1} - 1 \right) A_{m-2}^m + \frac{2B}{m-2} (m-1) A_{m-3}^m. \quad (A4)$$

If $B = 0$, recursion relation (A4) is true for $\lambda = m$. Provided the condition

$$S_n^m > S_{n-1}^m > S_{n-2}^m \quad (A5)$$

is true, then the coefficient at B on the right side of (A4) is positive, and for (A4) to hold, it is necessary to increase λ . (For $\lambda > m$, the left side of (A4) increases faster than the right side because

the maximum exponent of λ is $\frac{\lambda^{m+1}}{(m+1)!}$ in the left side and $\frac{\lambda^{m-1}}{(m-1)!(m-1)}$ in the right side.)

Let us prove (A5) by mathematical induction. For $n=0, 1, 2$, S_n^m equals 0, $\sqrt{m}$, $\sqrt{4m-1} + \delta(B)$, respectively ($\delta(B) > 0$ is a positive growth rate due to the effects of noise). If (A5) is true for n ($S_n^m > S_{n-1}^m > S_{n-2}^m$), then, for $\lambda \rightarrow +\infty$ and $\lambda > S_{n-1}^m$, the second and third terms in the right side of (12) approaches $-\infty$ as λ^{n-1} and λ^{n-2} , respectively, but as soon as $\lambda > S_n^m$, the first term approaches $+\infty$, and the rate of increase is greater (as λ^{n+1}). Under the equality of these terms, the polynomial A_{n+1}^m acquires one else (maximum) root which is more then S_n^m . Hence, relation (A5) has been proved.

Let us prove that m is the maximum root of (12) for $B=0$. Let $S_m^m = m + \delta$ where δ is a positive growth rate. Then

$$A_m^m(S_m^m) = 0 = \frac{m+\delta}{m} A_{m-1}^m - \left(\frac{m}{m-1} - 1 \right) A_{m-2}^m. \quad (A6)$$

Successively applying relation (12) to (A6), we finally obtain

$$\delta \left[1 + \sum_{n=0}^{m-1} A_n^m (S_n^m) \frac{1}{n+1} \right] = 0. \quad (A7)$$

Because the inequality $S_m^m > S_n^m$ is true for any $n \leq m-1$, all the terms in (A7) are positive, and Equation (A6) holds only for $\delta = 0$. Expanding (12) in terms of B , and restricting the expansion by linear terms, using (A7), we obtain an increment to the growth rate due to a nonzero noise amplitude,

$$\delta = \frac{B}{2} \left[\left[m(m-1) + \sum_{n=2}^{m-1} (m-n) \left(\frac{m}{n-1} - 1 \right) A_{n-2}^m \right] / \left[1 + \sum_{n=0}^{m-1} A_n^m \frac{1}{n+1} \right] \right]. \quad (A8)$$

This increment to the growth rate is always positive and increases with an increase in m .

Acknowledgments. This work have been supported by Science and Technology Center in Ukraine (STCU) through Grants No. 279 and No. 471.

References: 1. *Mikhailovskii A.B.* Theory of Plasma Instability. New York, 1974. Vol. I, 266 p. Vol II, 360 p. 2. *Beguiashvili G. A., Monin Yu. S.* On the stability of a charged particle beam in steady-state inhomogeneous media. // Trans. Soviet Academy of Sci. 1969. Vol. 55, N 3. P. 557-560. (in Russian). 3. *Virchenko Yu. P., Polovin R. V.* On stochastic distruction of waves growing in stochastically inhomogeneous media. // Ukrainian Journal of Physics. 1988. Vol. 33, N 12. P. 1863-1868. (in Russian). 4. *Molchanov S. A., Ruzmaikin A. A., Sokolov D. D.* Kinematics of a dynamo in a stochastic stream. // Ukrainian Journal of Physics. 1985. Vol. 30, N 4. P. 593-628. (in Russian). 5. *Klyatskin V. I.* Statistical description of dynamical systems with fluctuating parameters. Moscow: Nauka, 1975. 239 p. (in Russian). 6. *Polovin R. V.* Applied theory of stochastic processes. Kharkov: Vyscha Shkola, 1982. 102 p. (in Russian).

SUMMARY

A beam instability in a plasma with the number density varying stochastically with respect to space or time is investigated. In case of spatial variations, the system of equations in moments of arbitrary order is obtained and analyzed. It is shown that each moment in the sequence grows faster than the preceding one. As a result an intermittent character of development of the instability arises, as well as the appearance of some critical length of interaction space within which the amplification of a regular signal is yet possible. In case of stochastic temporal variations in the plasma number density, the maximum time interval of signal destitution due to fluctuation interference is estimated.

ПРИНЦИПЫ И МЕТОДИКА ПРОГНОЗА ВАРИАЦИЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ ОБЛАСТИ F2 СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ИНДЕКСАМ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТЕЙ

И. Г. ЗАХАРОВ, О. Ф. ТЫРНОВ

Основным источником возмущений среднеширотной области F2 ионосферы являются геомагнитные бури (ГМБ), при этом основная часть энергии поступает сначала в авроральную зону ионосферы. Перенос возмущения на средние широты происходит за счет перестройки термосферной циркуляции и изменения химического состава верхней атмосферы [1]. Теоретическое описание этих процессов достаточно полно отражает их основные особенности на качественном уровне, однако количественные значения могут значительно отличаться от экспериментальных. Исходя из этого, актуальным вопросом является разработка методик, которые позволяли бы получать количественные изменения ионосферных характеристик, основной из которых является критическая частота области F2 ионосферы (f_oF2), с использованием индексов солнечной (СА) и геомагнитной (ГМА) активностей. Цель данной работы - разработать такой способ использования индексов, который позволил бы наиболее полно учитывать основные процессы магнитосферно-ионосферного взаимодействия, прежде всего особенности передачи энергии из высокоширотной в среднеширотную ионосферу в магнитовозмущенных условиях.

Чаще всего для решения указанной задачи используют среднесуточные и трехчасовые индексы ГМА, в некоторых случаях (см., например, [2 - 3]) - даже ежечасные. В последнем случае полагают, что более детальные сведения о ГМА позволят повысить точность расчета ионосферных параметров. При этом не учитывают одну существенную особенность солнечных и связанных с ними событий в околоземном пространстве, состоящую в том, что каждое из них, кроме характерных, имеет существенные индивидуальные особенности (см., например, [4]). Так, ни один солнечный цикл не повторяет другой даже при использовании для его оценки одной характеристики, например, числа Вольфа; при учете других характеристик различия становятся еще более существенными. Другими словами, с учетом тонкой структуры, одноименные события (например, ГМБ) не образуют статистического ансамбля, а регрессионные соотношения, полученные для некоторой выборки, могут оказаться непригодными для расчетов в других условиях. Рассмотрим этот вопрос более подробно на примере ионосферных данных.

Для анализа использованы ежечасные значения f_oF2 [5] для различных сезонов в годы с высоким средним уровнем ГМА и большим количеством ГМБ (1972, 1974, 1982, 1983 гг.), часто следующих одна за другой. В качестве меры ГМА использованы трехчасовые a -индексы для ст. Москва. Вначале проведено скользящее усреднение ионосферных данных с интервалом усреднения $\tau = 3 - 27$ часов и рассчитаны отклонения ежечасных значений f_oF2 от скользящей медианы:

$$\delta f_oF2_{\tau} = f_oF2 - < f_oF2 >_{\tau},$$

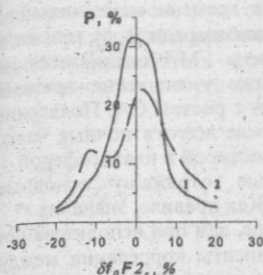


Рис. 1. Распределение вероятности Δf_oF2 для различных значений τ

где угловыми скобками обозначены медианные значения Δf_oF2 . На рис. 1 приведен пример распределения вероятности разных значений Δf_oF2 для $\tau = 5$ ч (кривая 1) и $\tau = 9$ ч (кривая 2) в апреле 1983 г., который иллюстрирует общую для всех сезонов закономерность: при малых значениях τ ($\tau \leq 7$ ч) распределение близко к нормальному, т.е. отклонения Δf_oF2 от медианы имеют случайный характер, при $\tau \geq 9$ ч - имеют две вершины, характерные для магнитовозмущенной ионосферы.

Следовательно, для $\tau < 9$ часов вариации параметров области F2 ионосферы связаны преимущественно с индивидуальными особенностями данной ГМБ, учет которых при статистическом анализе не дает информации о возможном состоянии ионосферы во время других ГМБ.

Такое низкое "временное разрешение" связано с указанными выше особенностями развития солнечных и солнечно-земных событий, из которых для рассматриваемой задачи наиболее существенным является значительная изменчивость скорости передачи возмущения от авроральной к среднеширотной ионосфере, которая составляет $\sim 50 - 500$ м с⁻¹, (время распространения 1 - 10 часов) [6]. На временных интервалах десятки минут - десятки часов становится также существенным влияние на область F2 процессов внутри атмосферы таких как, фронты погоды, землетрясения и антропогенные возмущения.

Таким образом, геомагнитная возмущенность в данный момент времени может, в зависимости от индивидуальных особенностей данной ГМБ, определять состояние ионосферы в любой момент из интервала времени не менее 9 часов или, наоборот, состояние ионосферы в данный момент может зависеть от уровня ГМА в любой момент из некоторого интервала времени продолжительностью не менее 9 ч. Исходя из сказанного, для поиска наиболее общих и устойчивых особенностей влияния магнитных возмущений на среднеширотную область F2 ионосферы, в качестве "ионосферного" индекса ГМА примем среднее значение такого набора из n a -индексов (a^*)

$$a^* = \frac{1}{n} \sum_{m=1}^n (a_{k,l})_m, \quad (1)$$

которому соответствует максимальный коэффициент корреляции r^* между a^* и Δf_oF2 . Здесь $a_{k,l}$ - трехчасовой индекс ГМА в k -е сутки (для определенности пусть $k = 0$ в данные сутки, $k = -1, -2, \dots$ в предшествующие сутки, l - номер трехчасового a -индекса по местному времени; $l = 1, 2, \dots, 8$). Расчеты проведены по данным за 1969 - 1987 гг. Значения Δf_oF2 взяты в 03, 09, 15 и 21 LT, которые значительно лучше отражают состояние области F2 соответственно в ночные, утренние, дневные и вечерние часы, чем традиционно используемые в 00, 06, 12 и 18 LT [7]. Так как в (1) неизвестными являются два параметра ($a_{k,l}$ и n), выбор $a_{k,l}$ проведен на основе алгоритма, по которому проводился расчет значений коэффициентов корреляции r_n последовательно для $n = 1, 2, \dots$ слагаемых. Последовательность включения $a_{k,l}$ в (1) определялась по заранее рассчитанным частным коэффициентам корреляции между Δf_oF2 и трехчасовыми a -индексами. Расчет прекращался, когда текущее значение r_n начало уменьшаться. Расчеты проведены для каждого опорного момента времени и каждого месяца отдельно для трех уровней СА. Вычисленные таким образом индексы $a_{k,l}$ в большинстве случаев

приходятся на вечерние и ночные часы, соответствующие времени максимального нагрева авроральной ионосферы за счет джоулевой диссипации энергии [1, 6], при этом для расчетов используется не менее 3 индексов, т.е. уровень ГМА оценивается на интервалах времени не менее 9 часов. Отмечается также уменьшение времени запаздывания отклика ионосферы на изменение уровня ГМА с ростом СА. Появление дополнительных интервалов в предшествующие сутки, прежде всего в ночные часы, может быть связано с процессами обмена плазмой между ионосферой и плазмосферой.

Таким образом, предлагаемые индексы a^* полностью отражают основные особенности магнитосферно-ионосферного взаимодействия. Как правило, значения a^* составляют $\sim 0,80$ ночью и $\sim 0,65$ днем, что существенно выше, чем при использовании стандартных индексов (в [8] для сходных условий коэффициенты корреляции между вариациями в ионосфере и среднесуточными индексами не превышают 0,60 ночью и 0,50 днем). Следует отметить, что устойчивая связь между a^* и $\delta f_o F2$ характерна для произвольных гелиогеофизических условий, т.е. разработанный подход позволил установить наиболее общие особенности рассматриваемых процессов, которые практически не зависят от индивидуальных особенностей геомагнитных бурь. По-видимому, для учета последних вместо корреляционного анализа более целесообразным будет использование метода распознавания образов.

На основе предлагаемого подхода разработана методика краткосрочного прогноза вариаций $\delta f_o F2(t)$, которая представлена в виде:

$$\delta f_o F2(t_j) = K_j \delta f_o F2(t_j), \quad t_0 \leq t_j \leq t_0 + 12, \quad (2)$$

$$\delta f_o F2(t_j) = A_j (F_{10,7} - \langle F_{10,7} \rangle) + B_j (a^* - \langle a^* \rangle),$$

где t_j - опорные моменты времени ($j = 1, 2, 3, 4$ для 03, 09, 15 и 21 LT соответственно, t_1 - произвольные моменты времени, A и B - эмпирические коэффициенты, вычисленные методом наименьших квадратов по данным за 1969 - 1987 гг., кроме 1983 г., который использован для оценки точности прогноза, K_j - коэффициенты суточных вариаций. Таким образом, сначала проводится расчет для опорных моментов времени, затем - пересчет на ближайшие часы. Коэффициенты A_j и B_j аппроксимированы выражениями

$$A_j = A_j^{130} + \frac{\langle F_{10,7} \rangle - 130}{100} (x_A + y_A A_j^{130}),$$

$$B_j = B_j^{130} + \frac{\langle F_{10,7} \rangle - 130}{100} (x_B + y_B B_j^{130} + z_B \sin \frac{\pi D}{365}),$$

$$A_j^{130} = A_0 + \sum_{m=1}^4 (c_{A/m} \cos \frac{\pi m D}{365} + d_{A/m} \sin \frac{\pi m D}{365}),$$

$$B_j^{130} = B_0 + \sum_{m=1}^4 (c_{B/m} \cos \frac{\pi m D}{365} + d_{B/m} \sin \frac{\pi m D}{365}),$$

с погрешностью, не превышающей погрешности расчета коэффициентов.

Таким образом, учет общих закономерностей развития солнечно-земных событий позволил выделить наиболее устойчивые особенности влияния СА и ГМА на вариации δf_oF2 и разработать алгоритм автоматизированного прогноза этого параметра. Погрешность полусуточного прогноза по предлагаемой методике (пунктир на рис. 2)

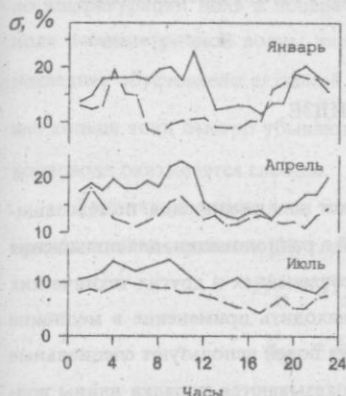


Рис. 2. Погрешность прогноза δf_oF2 в различные сезоны и часы суток

существенно ниже (в среднем в 1,4 раза), чем по методике ионосферно-магнитной службы бывшего СССР [9] (сплошная линия). Сравнение с методикой прогноза по текущим ионосферным измерениям [10] показало, что при заблаговременности прогноза более 4 часов использование предлагаемой методики оказывается более предпочтительным, при этом нет необходимости в ионосферных измерениях в данном регионе.

Разработанная методика прогноза δf_oF2 может быть использована для произвольных гелиогеофизических условиях в интервале геомагнитных широт 40 - 60 °N, в том числе при отсутствии ионосферных измерений в данном регионе.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра, проектное соглашение N 471.

Список литературы: 1. Бенкс П.П. Источники энергии в высокоширотной верхней атмосфере // Полярная верхняя атмосфера.- М., Мир, 1983.- С. 121 - 133. 2. Ионосферное прогнозирование / Под ред. Р.А.Зевакиной.- М., 1982. 298 с. 3. Коев М.А. Моделирование ионосферы в прикладных задачах геофизики.- Иркутск, изд-во Ирк-го ун-та, 1983. 280 с. 4. Витинский Ю.И. Солнечная активность.- М., 1983. 192 с. 5. Космические данные. Бюллетень.- 1969 - 1987. 6. Данилов А.Д., Морозова Л.Д. Ионосферные бури. Морфология, физика, прогноз // Ионосферно-магнитная служба.- Л., 1987.- С. 178 - 215. 7. Захаров И.Г., Тырнов О.Ф. Некоторые особенности суточных вариаций δf_oF2 среднеширотной ионосферы // Геомагнетизм и аэронавтика.- 1992.- Т. 32, N 5.- С. 182 - 185. 8. Двинских Н.И., Полех Н.М. О корректировке модели спокойной ионосферы по текущим индексам солнечной и геомагнитной активности // Исследования по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца.- 1987.- Вып. 77.- С. 145 - 150. 9. Зевакина Р.А., Кулешова В.П., Лаврова Е.В., Ляхова Л.Н. Методы краткосрочного прогноза магнитной активности и состояния ионосферы. Инструкция.- М., 1975. 10. Михайлов А.В. Метод краткосрочного прогноза f_oF2 с использованием данных наблюдений // Геомагнетизм и аэронавтика.- 1990.- Т. 30, N 6.- С. 954 - 957.

SUMMARY

Short-term variations δf_oF2 in the values of the critical frequency of the ionospheric F2 region in middle latitudes due to solar and geomagnetic activities have been investigated. The features of the energy flow from the auroral into midlatitude ionosphere are revealed. It is shown that they could be taken into account if instead of the 3-hour or daily geomagnetic indices a new index is employed which characterizes the average level of geomagnetic activity over intervals of time no less than 9 hours usually during the evening and night hours. A technique for short-term predicting δf_oF2 in the midlatitude ionosphere is developed which employs the indices of solar and geomagnetic activities; their prediction accuracy was estimated.

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ СО СПИРАЛЬЮ

К. П. ЯЦУК, Р. Р. ШВЕЛИДЗЕ

Поля с вращающейся поляризацией используют для увеличения помехозащищенности, дальности и надежности обнаружения целей в радиолокации, для повышения передачи мощности в волноводах, во вращающихся сочленениях и других технических устройствах. В последнее время такие поля начали находить применение в медицине при облучении живого организма. Для получения таких полей используют специальные волноводные поляризаторы [1]. Однако размеры их оказываются порядка длины волны, а рабочий диапазон частот $\approx 5\%$. В работе [2] предложен короткий поляризатор на основе крестообразной щели, прорезанной в торце волновода, однако и в этом случае полоса рабочих частот оказывается меньшей 10%.

В настоящей работе рассматривается поляризатор на основе круглого волновода с размещенной в нем перпендикулярно оси плоской логарифмической спиралью. Так как спираль излучает поля с круговой поляризацией, можно ожидать, что и рассеянные на ней поля в волноводе также будут иметь вращающуюся поляризацию.

Для решения задачи использована следующая модель. Рассматривается бесконечный волновод, в котором расположена спираль. Задача решается методом частичных областей. Выделяются две области: I — $-\infty < z < 0$, $\epsilon = \epsilon_1$; II — $0 < z < \infty$, $\epsilon = \epsilon_2$. В плоскости $z = 0$ расположена плоская спираль, описываемая уравнением $\rho = \rho_0 \exp(u/\varphi)$, где ρ, φ — полярные координаты, ρ_0 — начальный радиус спирали, $u = \text{ctg} \psi$, ψ — угол намотки спирали. На спираль из $-\infty$ набегают H_{11} волна. Из-за сложности границы (спирали) рассеянные поля будут состоять из наборов H_{m1} , E_{n1} волн с коэффициентами прохождения и отражения T_m , a_m соответственно для H_{m1} волн и C_n , b_n соответственно для E_{n1} волн. Несимметрия по φ в рассеянных полях определяется несимметрией падающей волны H_{11} . Считаем, что диэлектрики, стенки волновода и спираль не обладают потерями. Спираль рассматривается в приближении

бесконечной анизотропно проводящей плоскости. Замена конечной спирали, ограниченной стенками волновода, бесконечной обусловлена тем, что падающая H_{11} волна по конфигурации поля в поперечном сечении волновода совпадает с распределением поля несимметричной волны плоской спирали. В режиме осевого излучения спирали последнее обусловлено активной зоной – кольцом с периметром $2\pi r_a = \lambda$. Поэтому вне кольца токи быстро убывают с ростом ρ и отражение от конца спирали у стенки волновода оказывается слабым.

Граничные условия на спирали берутся согласно приближению анизотропно проводящей поверхности [3], т. е. при $z = 0$

$$H_{z1} = H_{z2} \quad (1a), \quad E_{\rho 1} + uE_{\varphi 1} = 0 \quad (1б),$$

$$E_{\varphi 1} = E_{\varphi 2} \quad (1в), \quad H_{\rho 1} + uH_{\varphi 1} = H_{\rho 2} + uH_{\varphi 2} \quad (1г).$$

Поля в первой и второй областях описываются через магнитный $\vec{P}_{m1,2}(0, 0, P_{m1,2})$ и электрический $\vec{P}_{e1,2}(0, 0, P_{e1,2})$ векторы Герца, потенциалы которых описываются для первой области как

$$\begin{aligned} P_{mz1}^{nad} &= J_1(\alpha_M^1 \rho) e^{-i\gamma_M^1 z} \cos \varphi, \\ P_{mz1}^{omp} &= \sum_m a_m J_1(\alpha_M^m \rho) e^{-i\gamma_M^m z} e^{i\varphi}, \\ P_{ez1}^{omp} &= -i \sum_n b_n J_1(\alpha_E^n \rho) e^{-i\gamma_E^n z} e^{i\varphi}, \end{aligned} \quad (2)$$

для второй области в виде

$$\begin{aligned} P_{mz2}^{np} &= \sum_m T_m J_1(\alpha_M^m \rho) e^{-i\gamma_M^m z} e^{i\varphi}, \\ P_{ez2}^{np} &= -i \sum_n C_n J_1(\alpha_E^n \rho) e^{-i\gamma_E^n z} e^{i\varphi}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\gamma_{M1,2}^m = \sqrt{k^2 \varepsilon_{1,2} - (\alpha_M^m)^2}$, $\gamma_{E1,2}^n = \sqrt{k^2 \varepsilon_{1,2} - (\alpha_E^n)^2}$, $\alpha_M^m = \frac{v_M^m}{a}$, $\alpha_E^n = \frac{\eta_E^n}{a}$, v_M^m , η_E^n – корни уравнений $J_1'(v_M^m) = 0$, $J_1'(\eta_E^n) = 0$; $J_1(x)$, $J_1'(x)$ – функции Бессе-

ля 1-го рода первого порядка и ее производная, a_m , b_n , T_m , C_n – коэффициенты, подлежащие определению. Индексы 1, 2 для областей внутри и вне волновода соответственно.

Компоненты полей определяются известным образом [4]

$$\begin{aligned}\vec{E}_{1,2} &= \text{grad div } \vec{\Pi}_{1,2}^e + k^2 \varepsilon_{1,2} \vec{\Pi}_{1,2}^e - ik \text{rot } \vec{\Pi}_{1,2}^m, \\ \vec{H}_{1,2} &= \text{grad div } \vec{\Pi}_{1,2}^m + k^2 \varepsilon_{1,2} \vec{\Pi}_{1,2}^m + ik \varepsilon_{1,2} \text{rot } \vec{\Pi}_{1,2}^e.\end{aligned}\quad (4)$$

Для определения коэффициентов a_m , T_m , b_n , C_n используются граничные условия (1a) – (1г).

При подстановке полей в условие (1a) получим соотношение

$$(\alpha_M^1)^2 J_1(\alpha_M^1 \rho) + \sum_m a_m (\alpha_M^m)^2 J_1(\alpha_M^m \rho) = \sum_m T_m (\alpha_M^m)^2 J_1(\alpha_M^m \rho).$$

Умножая полученное равенство на $J_1(\alpha_M^l \rho) \rho$, интегрируя по $d\rho$ в пределах от 0 до a и используя свойство ортогональности функций Бесселя, получим связь между a_m и T_m

$$\delta_{1,m} + a_m = T_m, \quad (5)$$

где

$$\delta_{1,m} = \begin{cases} 1 & \text{при } m=1, \\ 0 & \text{при } m \neq 1. \end{cases}$$

При подстановке полей в условие (1б) получим функциональное уравнение, связывающее коэффициенты a_m и b_n . Умножая его на $J_1(\alpha_M^m \rho) \rho^2$ и интегрируя по $d\rho$ в пределах от 0 до a , приходим к уравнению

$$X(m) + k \sum_m a_m Y_1(m) + \sum_n b_n Z_1(m, n) = 0, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned}X(m) &= k(\delta_{1m}^* + iu A_{1MM}^{1m} \alpha_M^1), \\ Y_1(m) &= A_{MM}^{mm} + iu A_{1MM}^{mm} \alpha_M^m, \\ Z_1(n, m) &= (A_{1EM}^{nm} \alpha_E^n + iu A_{1MM}^{nm}) \gamma_{E1}^n,\end{aligned}$$

$$\delta_{lm}^* = \begin{cases} \int_0^a J_1^2(\alpha_M^1 \rho) \rho d\rho & \text{при } m=1, \\ 0 & \\ 0 & \text{при } m \neq 1, \end{cases}$$

$$A_{1MM}^{mn} = \int_0^a J_1'(\alpha_M^m \rho) J_1(\alpha_M^m \rho) \rho^2 d\rho, \quad A_{MM}^{nm} = \int_0^a J_1^2(\alpha_M^m \rho) \rho d\rho,$$

$$A_{1EM}^{nm} = \int_0^a J_1'(\alpha_E^n \rho) J_1(\alpha_M^m \rho) \rho^2 d\rho, \quad A_{EM}^{nm} = \int_0^a J_1(\alpha_E^n \rho) J_1(\alpha_M^m \rho) \rho d\rho.$$

Условие (1в) с той же процедурой интегрирования и учетом (5) приводит к связи

$$C_n = -\frac{\gamma_{E1}^n}{\gamma_{E2}^n} b_n, \quad (7)$$

а условие (1г) дает еще одно функциональное уравнение, которое после умножения на $J_1(\alpha_E^n \rho)^2$ и интегрирования по $d\rho$ в пределах от 0 до a с учетом выражений (5) и (7) приобретает вид

$$X(n) + \sum_m a_m Y_2(m, n) + \sum_n b_n Z_2(n) = 0, \quad (8)$$

где

$$X(n) = -\gamma_{M1}^1 (2i\alpha_M^1 A_{1ME}^{1n} + u A_{ME}^{1n}),$$

$$Y_2(m, n) = (\gamma_{M1}^m + \gamma_{M2}^m) (i\alpha_M^m A_{1ME}^{mn} - u A_{ME}^{mn}),$$

$$Z_2(n) = k A_{EE}^{nn} (i\epsilon_1 + \epsilon_2 \frac{\gamma_{E1}^n}{\gamma_{E2}^n}) - u \alpha_E^n A_{1EE}^{nn} (\epsilon_1 + \epsilon_2 \frac{\gamma_{E1}^n}{\gamma_{E2}^n}).$$

$$A_{1EE}^{nn} = \int_0^a J_1'(\alpha_E^n \rho) J_1(\alpha_E^n \rho) \rho^2 d\rho, \quad A_{EE}^{nn} = \int_0^a J_1^2(\alpha_E^n \rho) \rho d\rho,$$

$$A_{1ME}^{mn} = \int_0^a J_1'(\alpha_M^m \rho) J_1(\alpha_E^n \rho) \rho^2 d\rho, \quad A_{ME}^{mn} = \int_0^a J_1(\alpha_M^m \rho) J_1(\alpha_E^n \rho) \rho d\rho = A_{EM}^{nm}.$$

Таким образом совместное решение уравнений (6) и (8) ответит на вопрос о коэффициентах рассеяния полей волны H_{11} на спиральном препятствии в волноводе.

Нами был рассмотрен предельный случай рассеяния двух волн H_{11} и E_{11} при падении на спираль волны H_{11} с единичной амплитудой. В этом случае выражения для коэффициентов рассеяния приобрели аналитический вид.

Коэффициент поляризации прошедшей через спираль волны определяли по формуле [2]

$$r = \frac{1 + |p|^2}{2|p|\sin\xi} - \sqrt{\left(\frac{1 + |p|^2}{2|p|\sin\xi}\right)^2 - 1}, \quad (9)$$

где

$$|p| = \left| \frac{E_{r2}^{общ}}{E_{\varphi 2}^{общ}} \right| = \left| \frac{E_{r2}^H + E_{r2}^E}{E_{\varphi 2}^H + E_{\varphi 2}^E} \right|, \quad \xi = \arg(E_{r2}^{общ}) - \arg(E_{\varphi 2}^{общ}),$$

а индексы "H" и "E" для H_{11} и E_{11} волн соответственно. Поля в (9) усреднялись по ρ путем интегрирования в пределах от 0 до a .

Результаты расчета коэффициентов T_{11} и C_{11} от длины волны λ для $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, $u = 10$ и 50 приведены на рис. 1а. Сплошные линии для T_{11} , пунктирные для C_{11} . На рис. 1б приведены расчетные значения коэффициентов эллиптичности r для этих случаев.

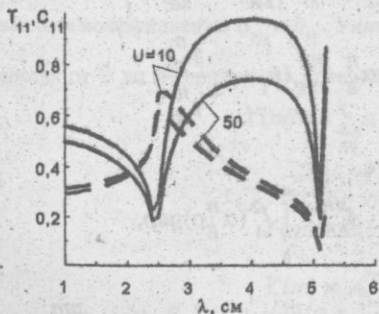


Рис. 1а

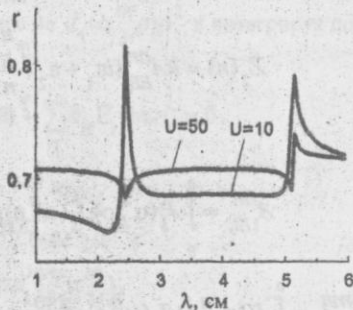


Рис. 1б

Экспериментально были измерены коэффициент ослабления волны H_{11} , про-

шедшей через спиральное препятствие в волноводе, и коэффициент эллиптичности волны, излученной из волновода со спиралью. Спираль с $u = 30$ запрессовывалась в отрезок круглого волновода диаметром 3 см и длиной 5 см в середину его. При помощи стандартных переходов с круглого волновода на прямоугольные эта секция ставилась в разрыв волновода измерителя КСВ и ослабления Я2Р-67. Результаты измерения коэффициента ослабления в диапазоне 8 – 12 ГГц представлены на рис. 2. Экспериментально измеренные значения коэффициента поляризации Γ оказались порядка 0.5 в интервале частот порядка 20%.

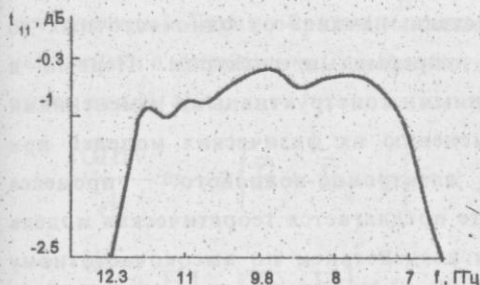


Рис.2

Таким образом показано, что волна H_{11} проходит через спираль с малым коэффициентом отражения в полосе частот 50%, а за спиралью поляризация поля становится эллиптической в полосе 20%. Предложенная модель хорошо описывает энергетические характеристики преобразователя поляризации, а меньшие в эксперименте значения Γ по сравнению с расчетными можно объяснить

неучетом высших типов волн в расчетах и конечностью волновода в эксперименте.

Список литературы: 1. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С.. Антенно-фидерные устройства., ч. II, Изд. ВВКА им. Жуковского, 1959, 352 с., 2. Горобец Н. Н., Жиронкина А. В. // Малогабаритные волноводные поляризаторы на поперечных щелевых диафрагмах. Сб. Антенны № 31, М., Радио и связь, 1984, С. 195-200. 3. Силин Р. А., Сазонов В. П.. Замедляющие системы., М., "Сов. Радио", 1966, 632 с.. 4. Вайнштейн Л. А.. Электромагнитные волны., М., "Радио и связь", 1988, 440 с.

SUMMARY

The problem of H_{11} wave dispersion on plane logarithmic spiral situated in infinite circular waveguide normally to its axis is solved. Calculation of transmission and polarization coefficients were carried out. It was established that H_{11} wave reflection is small but polarization of passing wave is elliptical. The experimental data coincided with theoretical ones.

ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОГО ГЕНЕРАТОРА О-ТИПА С ВНЕШНИМ СИЛОВЫМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ И ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ НИЗКОЧАСТОТНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ.

В.В.АЛЕКСЕЕВ, Е.Н.ОДАРЕНКО, А.А.ШМАТЬКО

Введение. Тенденция развития электронных устройств СВЧ шла по пути увеличения мощности и КПД колебаний или по пути изменения их спектрального состава, начиная от одночастотных до многочастотных колебаний с непрерывным спектром. Первый и второй пути связаны с существенными конструктивными изменениями приборов. Это приводит к изменению их физических моделей при теоретическом описании электронно-волнового процесса взаимодействия. В данной работе предлагается теоретическая модель генератора с внешним силовым воздействием по высокочастотному сигналу и параметрическим воздействием по низкочастотному параметру. Такая математическая модель генератора позволяет описать довольно широкий круг явлений, происходящих в возможных реальных схемах с электронными приборами СВЧ. Более того относительно простое управление внешними параметрами силового и параметрического воздействия определяет относительную простоту создания таких устройств различного диапазона.

Физическая и математическая модель. В качестве электронного прибора СВЧ рассмотрим резонансный генератор О-типа с длительным взаимодействием (например, ГДИ-орotron, резонансная ЛОВ, клинотрон, ладдертрон и др.). Структура ВЧ поля фиксирована и определяется типом генератора. Внешний электромагнитный сигнал подаётся непосредственно в колебательную систему. Параметризация колебаний может осуществляться различными путями. В данной работе параметрически будет изменяться одна из величин магнитостатического фокусирующего электромагнитного поля - угол

наклона для клинотронного режима или амплитуда локальной магнитной неоднородности [1,2].

Математическая модель включает в себя самосогласованную систему уравнений: движения электронов и возбуждения электродинамической системы. Уравнения движения описывают продольное движение электронов и поперечное их смещение, вызванное конечным продольным магнитным полем и дополнительными поперечными полями (электромагнитным и статическим). Таким образом, система уравнений самосогласованного нелинейного электронно - волнового процесса для данной модели имеет вид [1-4]:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -e \left\{ \vec{E} + \vec{E}_q + [\vec{v} \times \vec{B}] \right\}. \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\tau} + F[1 - GS_1(F)] &= a \cos \psi; \\ \frac{d\psi}{d\tau} + [\Delta\omega - GS_2(F_3)] &= \frac{a}{F} \sin \psi. \end{aligned} \quad (2)$$

Предполагается наличие двух компонент электромагнитного поля $\vec{E}$ и магнитостатического поля $\vec{B}$, т.е. рассматривается двумерная модель.

Индукция фокусирующего магнитостатического поля $\vec{B}$, нормированная на постоянное значение B_0 , предполагается известной и может быть представлена в виде:

$$\begin{aligned} B_y &= \cos \chi + A_m \exp[-((\xi - \xi_m) / W_m)^2]; \\ B_z &= \sin \chi + \frac{2A_m}{W_m^2} \frac{H}{L} (\xi - \xi_m)(z - z_m) \exp[-((\xi - \xi_m) / W_m)^2]. \end{aligned} \quad (3)$$

Все обозначения соответствуют принятым в работах [1,2]. Такое представление индукции магнитного поля является

характерным для приборов О-типа. Если угол наклона статического магнитного поля отсутствует ($\chi = 0$), то выражения (3) переходят в известные выражения для локальной магнитной неоднородности [5]. Если амплитуда локальной магнитной неоднородности $A=0$, то выражения (2) описывают наклонное статическое поле постоянной амплитуды. При одновременном равенстве нулю величин χ и A индукция магнитного поля постоянна и направлена вдоль оси прибора.

В данной работе предполагается, что величины χ и A являются функциями времени, при чем время характерного изменения этих величин существенно превосходит период колебаний и время пролёта электронов через резонатор.

Результаты. При решении системы нелинейных уравнений был разработан численный алгоритм для нескольких пространственных распределений амплитуд высокочастотных полей в колебательной системе прибора - однородного, косинусоидального и гауссовского и двух характерных распределений фокусирующего магнитного поля - наклонного и с локальной неоднородностью. Первоначально рассчитывалась комплексная крутизна колебательной характеристики генератора $S(F) = S_1(F) + iS_2(F)$ с учетом двумерности движений электронов и наличием токооседания, как функции F и χ или F и A . Электромагнитный пучок разбивался на n слоёв в поперечном направлении, причем начальная скорость электронов в каждом слое предполагалась разной.

Предварительный анализ результатов показывает существенную зависимость $S_1(F)$ и $S_2(F)$ от χ и A при наличии токооседания на замедляющую систему. Вариация параметров χ и A может приводить к качественному изменению режима возбуждения при фиксированных начальных условиях для электронного потока. Например, мягкий режим может переходить в жесткий и наоборот.

При параметрическом изменении угла наклона вектора индукции или амплитуды локальной неоднородности фокусирующего поля во времени это приводит к возбуждению многочастотных колебаний с дискретным и непрерывным спектром.

В каждом слое число электронов, влетающих за период в колебательную систему варьировался от 40 до 100. Число слоёв в некоторых расчетах доходило до 20. Такой подход позволяет рассматривать процессы взаимодействия с несколькими потоками, имеющими в принципе различные начальные условия для скоростей и плотностей токов пучков. При решении дифференциальных уравнений движения и уравнений возбуждения использовался метод Рунге - Кутты.

Вещественная и мнимая части крутизны колебательной характеристики как для установившегося режима ($d/dt = 0$), так и нестационарного ($\frac{d}{dt} \neq 0$), рассчитывались как функции двух переменных величин F и χ или F и A при фиксированных других параметрах задачи. В общем случае считается, что F , χ и A являются функциями времени.

В качестве примера приведём результаты расчета установившихся колебаний - резонансные характеристики генератора с внешним силовым воздействием одного высокочастотного колебания, частота которого близка к частоте автоколебаний для колебательной системы с гауссовским распределением поля в открытом резонаторе (ГДИ - оротрон) для нескольких значений угла наклона χ и $A=0$ (случай наклонного магнитостатического поля).

Резонансная кривая определялась по формулам:

$$F^2[1 - GS_1(F, \chi)]^2 + F^2[\Delta\omega - GS_2(F, \chi)]^2 = a^2;$$

$$\psi = \arctg[\Delta\omega - GS_2(F, \chi)]^2 / [1 - GS_1(F, \chi)]. \quad (4)$$

Серия графиков резонансных кривых приводится для трёх значений амплитуды внешнего сигнала и трёх значений угла наклона χ (Рис 1). Рассмотрены два характерных режима возбуждения колебаний: мягкий и жесткий (верхний и нижний ряд графиков).

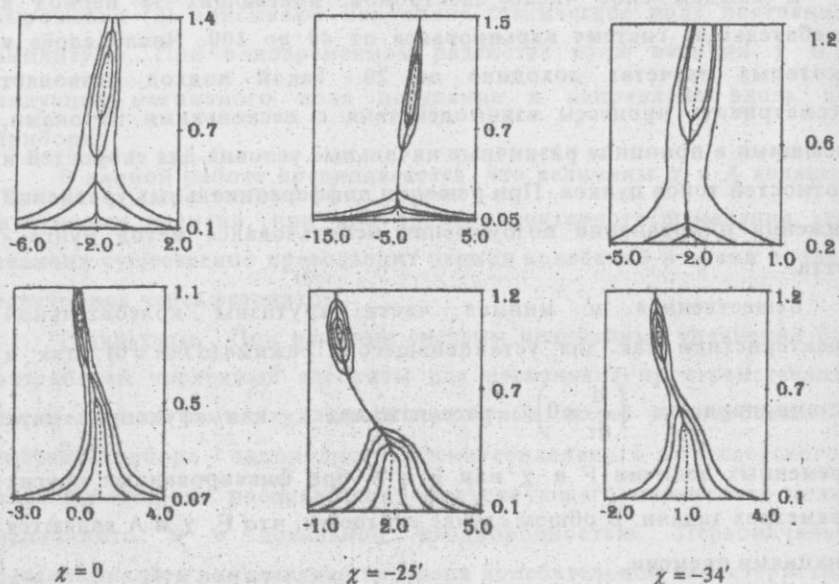


Рис 1. Резонансные кривые для различных значений амплитуды внешнего сигнала.

Из представленных графических результатов видно, что наибольшие изменения резонансных кривых наблюдаются в случае частичного токооседания электронов. Кроме этого изменением угла χ можно управлять не только шириной полосы синхронизации колебаний, но и их местоположением на частотной шкале. Амплитуда вынужденных колебаний F существенным образом зависит для выбранного режима и фиксированных параметров задачи от наклона

магнитного поля. Углублённое исследование процессов показывает количественную и качественную зависимость траекторий электронов от амплитуды A_m и угла наклона χ . Естественно это приводит и к изменению крутизны колебательной характеристики.

Выводы. Развита нелинейная самосогласованная теория резонансного генератора с внешним высокочастотным и параметрическим низкочастотным воздействием с учетом поперечных смещений электронов, токооседания и расслоения. Рассчитаны резонансные кривые генератора с высшим возбуждением для наклонного магнитного поля, указывающие на существенно нелинейную зависимость амплитуды вынужденных колебаний от параметра χ .

Список литературы: 1. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория резонансных генераторов с наклонным магнитостатическим полем. // Радиотехника и электроника. Вып.9, 1993г. с.1690. 2. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория СВЧ-генераторов О-типа с неоднородным магнитостатическим полем. // Радиотехника и электроника. Вып. 4, 1994г., с.653. 3. Шматько А.А. Воздействие высокочастотного сигнала на резонансный автогенератор с распределённым взаимодействием О-типа. // Радиотехника и электроника. - 1985. - т.30, N 4. - с.761. 4. Шматько А.А. Возбуждение колебаний в нелинейных электронно - волновых резонансных системах О-типа миллиметрового диапазона: Дис. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.04. - Харьков 1987. - с.392.

SUMMARY

Theory of the resonant O-type oscillator with the external signal is described within the framework of the two-dimensional model. The previous numerical results are obtained by means of solution of the initial self-consistent equations set.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДВУМЕРНАЯ ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО РЕЗОНАНСНОГО ГЕНЕРАТОРА О-ТИПА

Е.Н.ОДАРЕНКО, В.С.ЧУРСИН, А.А. ШМАТЬКО

Использование релятивистских электронных потоков в электронных СВЧ приборах является одним из способов повышения их выходной мощности и КПД, что важно при продвижении в коротковолновую часть миллиметрового диапазона волн.

В данной работе построена теоретическая двумерная модель резонансного релятивистского генератора О-типа (генератор дифракционного излучения, оротрон, ледатрон и др.) с магнитостатическим фокусирующим полем. Многомерность исходной теоретической модели предопределяет необходимость рассмотрения соответствующего высокочастотного (ВЧ) электрического поля с продольной и поперечной относительно направления движения электронов координатными компонентами. Кроме того, наличие поперечных смещений траекторий электронов обуславливает возможность токооседания на замедляющую систему, что в релятивистском случае представляет серьезную технологическую проблему. Таким образом, решение двумерной задачи электронно-волнового взаимодействия в релятивистских приборах позволяет исследовать более широкий круг физических явлений по сравнению с одномерной моделью, рассмотренной ранее [1].

Теоретическое исследование проводится на основе решения самосогласованной системы уравнений генератора, которая состоит из уравнения движения [2]

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{|e|\hbar}{m_0\gamma} \operatorname{Re} \left\{ \vec{E} + \vec{E}_q + \vec{v} \times \vec{B} - \frac{\vec{v}}{c^2} \left[\vec{v} (\vec{E} + \vec{E}_q) \right] \right\} \quad (1)$$

и уравнения возбуждения электродинамической структуры высокочастотным током

$$-\frac{dC_s}{dt} + i(\omega - \omega_s)C_s = \frac{1}{2N_s\pi} \int_V \int_0^{2\pi} \vec{J} \vec{E}_s^* \exp(i\alpha t) d(\alpha t) dV \quad (2)$$

где $\vec{v}$ - вектор скорости электрона; t - время; e и m - заряд и масса покоя электрона; $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ - релятивистский масс-фактор; c - скорость света; $\vec{E}$ - вектор напряженности ВЧ электрического поля, действующего на электроны; E_q - поле пространственного заряда; $\vec{B}$ - вектор индукции магнитостатического фокусирующего поля; C_s - комплексная амплитуда высокочастотного колебания резонатора; ω - частота автоколебаний; $\omega_s = \omega'_s - i\omega''_s / 2Q_s$ - собственная частота моды резонатора; Q_s - добротность; $N_s = \epsilon_0 \int_V |\vec{E}_s|^2 dV$ - норма колебания; E_s - поле моды резонатора; $\vec{J}$ - вектор плотности тока; V - объем пространства взаимодействия.

Следует отметить, что в постановке задачи учитывается пространственная неоднородность фокусирующего поля. Продольная и поперечная компоненты вектора $\vec{B}$ в общем случае являются функциями двух координат. Неоднородность магнитостатического поля является дополнительным существенным фактором изменения условий энергообмена релятивистского пучка с полем электродинамической системы. Кроме того, учитывается высокочастотное расслоение электронного потока, которое является следствием поперечной неоднородности электромагнитного поля замедляющей системы [3].

Исходная система интегро-дифференциальных уравнений решалась численно для различных распределений амплитуды ВЧ полей и магнитостатического поля. В данной работе приведены результаты расчетов для случая гауссовского распределения амплитуды ВЧ поля вдоль пространства

взаимодействия. Такая амплитудная огибающая реализуется в генераторах дифракционного излучения и оротронах. Результаты получены в режиме установившихся колебаний, когда основную эксплуатационную характеристику прибора - КПД можно представить в виде:

$$\eta = F^2 S_1(F) \quad (3)$$

где F - амплитуда автоколебаний; $S_1(F)$ - крутизна амплитудной колебательной характеристики генератора.

Рассмотрены два случая - слабые и сильные фокусирующие поля.

На рис.1 представлены зависимости электронного КПД от параметра рассинхронизма $\Phi = 100(1 - v_0/v_\phi)$, где v_0 - начальная продольная скорость электронов; v_ϕ - фазовая скорость синхронной с пучком волны замедляющей системы. Кривые построены для случая достаточно сильного фокусирующего поля, когда траектории частиц можно считать практически прямолинейными. Здесь $\omega_c/\omega = 0.4$, где ω_c - циклотронная частота.

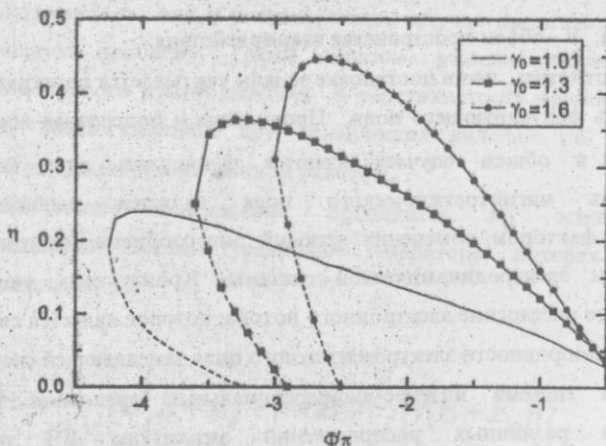


Рис. 1. Электронный КПД при $\omega_c/\omega = 0.4$.

Штриховые участки кривых соответствуют области колебательного гистерезиса в случае жесткого режима самовозбуждения колебаний.

Увеличение релятивистского фактора γ_0 ($\gamma = \gamma_0$ при $v = v_0$) сопровождается сужением зоны генерации по параметру рассинхронизма и повышением КПД. Результаты качественно соответствуют полученным в рамках одномерной теории. Это свидетельствует о достоверности выбранной многомерной модели.

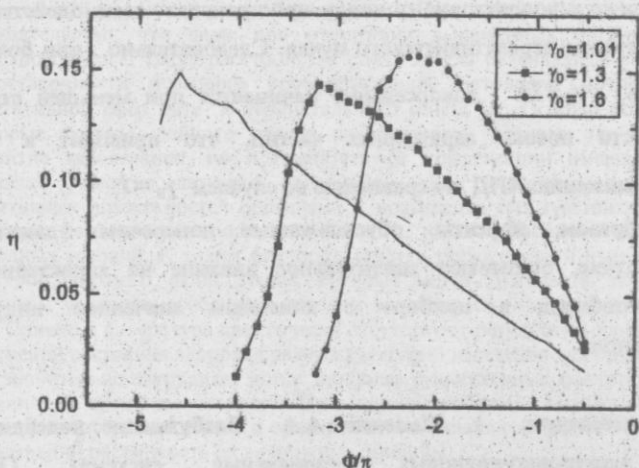


Рис. 2: Электронный КПД при $\omega_c / \omega = 0.1$.

На рис. 2 представлены зависимости $\eta(\Phi)$ для различных значений релятивистского фактора и $\omega_c / \omega = 0.1$ (слабые магнитные поля). В этом случае значительную роль играют поперечные смещения траекторий электронов - как статические, так и динамические. Наблюдаются значительные различия в зависимостях КПД по сравнению со случаем замагниченного электронного потока. Эффективность электронно-волнового взаимодействия снижается для всех значений релятивистского фактора. Более того, увеличение параметра γ_0 почти не сказывается на значении максимального по зоне генерации КПД.

Дополнительные расчеты при слабых фокусирующих полях показали, что поперечные смещения траекторий электронов приводят к частичному оседанию пучка на поверхность замедляющей системы. В первую очередь оседают ближайшие к замедляющей системе электроны, которые взаимодействуют с наиболее сильным ВЧ полем. В рассматриваемой ситуации это явление обуславливает снижение эффективности электронно-волнового взаимодействия безотносительно к изменению релятивистского фактора. Однако, с увеличением параметра γ_0 максимальное значение амплитуды высокочастотного тока формируется ближе к коллекторному концу пространства взаимодействия по сравнению со случаем нерелятивистского пучка. Следовательно, при больших γ_0 (например, $\gamma_0 = 16$) токооседание начинается при меньшей степени сгруппированности потока заряженных частиц, что приводит к более значительному снижению КПД по сравнению со случаем $\gamma_0 = 1$.

Таким образом, эффекты, обусловленные поперечным движением электронов в пучке, оказывают значительное влияние на характеристики процесса энергообмена в приборе с конечным значением индукции фокусирующего поля.

Список литературы: 1. Шматько А.А. Возбуждение колебаний в нелинейных электронно-волновых резонансных системах О-типа миллиметрового диапазона: Дис. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.04. - Харьков, 1987. - 392 с. 2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - М.: Наука, 1988. - 509 с. 3. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. - М.: Сов. Радио, 1973. - 398 с.

SUMMARY

Nonlinear theoretical analysis of the physical phenomena in the relativistic resonant O-type oscillator is carried out. The two-dimensional model of the electron-wave system is described. Numerical results are obtained for nonlinear steady-state regime.

ЦИКЛИЧЕСКИЙ ХАРАКТЕР ОБОСТРЕНИЙ ХРОНИЧЕСКИХ ПСИХИЧЕСКИХ И НЕВРОЛОГИЧЕСКИХ РАССТРОЙСТВ У ДЕТЕЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ВЛИЯНИЕМ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ

И.Г.ЗАХАРОВ, М.К.МИШАНОВА

Известно, что состояние детей с различными психическими и неврологическими расстройствами является неустойчивым и может значительно ухудшиться даже при незначительных, по привычным меркам, изменениях социальной обстановки, усилении физической и эмоциональной нагрузки. Этому способствует, в частности, то обстоятельство, что даже при отсутствии выраженных органических поражений головного мозга, такие расстройства почти всегда развиваются на фоне хронической недостаточности мозгового кровообращения, патологии моторной, сенсорной и вегетативной сфер ante- и перинатального генеза [1]. Особую роль при этом имеют родовые травмы шейного отдела позвоночника, которые не только инициируют развитие заболевания, но и препятствуют компенсации имеющихся нарушений в процессе развития детского организма. Как следствие, происходит снижение адаптивных возможностей организма и повышение его чувствительности к влиянию внешних факторов не только социального, но и природного характера, например, погодных условий. К таким факторам следует также отнести изменения естественного электромагнитного фона Земли, которые могут оказывать заметное влияние на организм человека, особенно в детском возрасте (см., например, обзор литературы в [2]). Однако в литературе практически отсутствуют результаты сравнительного анализа изменений состояния здоровья разных категорий населения для одних и тех же условий, что значительно затрудняет поиск наиболее существенных факторов и механизмов их влияния на организм человека. Цель данной работы - выявить основные циклы в изменении состояния детского организма и на основе сравнения с данными для других заболеваний рассмотреть их возможные причины.

Для анализа использованы данные о частоте обращений в отдел детской психоневрологии Украинского НИИ клинической и экспериментальной неврологии и психиатрии (г. Харьков) в 1993 г. по поводу возможных психических и неврологических расстройств у детей (задержки психического и неврологического развития, различные нарушения речи, в т.ч. заикания, эпилептические и синкопальные приступы, нарушения поведения в виде чрезмерной агрессивности, психомоторной расторможенности, а также головные боли различного генеза, головокружения, повышенная утомляемость и т.д.). Характерной особенностью почти всех из представленных расстройств является то, что они проявляются при повышенном возбуждении нервной системы. Общее число обращений составило 678. Основная часть расчетов выполнена методом наложения эпох. Установлены следующие циклы в частоте обращений.

Недельный цикл. Частота обращений (ЧО) в течение недели (см. рис. 1) имеет 2 максимума: в понедельник (+ 12 % к среднему уровню) и в четверг (+ 27 %). Первый может быть результатом отсроченного обращения после выходных дней, второй соответствует недельному максимуму многих других заболеваний [3, 4]. В частности, на рис. 1 представлены для сравнения недельные вариации числа тяжелых травм при дорожно-транспортных происшествиях в Харькове (Тдтп) и числа суицидных попыток (СП) по данным поступлений в 15-ю Харьковскую городскую

психиатрическую больницу. На середину недели приходится также максимум работоспособности у здоровых людей (см., например, [5]). Указанный характер распределения числа обращений по дням недели сохранился и в 1997 г.

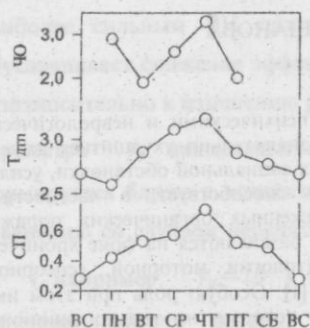


Рис. 1. Недельные вариации различных заболеваний

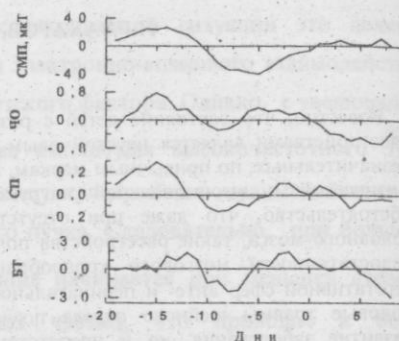


Рис. 2. 26-суточные вариации различных заболеваний

26-суточный цикл. Указанный цикл ЧО состоит из двух полупериодов разной амплитуды (рис. 2 - даны отклонения от среднего уровня) и аналогичен циклам таких психических заболеваний как суициды (СП), органические психические расстройства при травмах и опухолях (на рисунке не приведены), бытовых травм (БТ); они тесно связаны с вариациями межпланетного магнитного поля (ММП) в рассматриваемый период (для его оценки использованы вариации общего магнитного поля Солнца - СМП). Каждая из зависимостей на рис. 2 получена на основе независимого банка данных. Увеличение числа заболеваний или их обострений начинается после смены полярности ММП, когда увеличиваются скорость и энергия солнечного ветра. Коэффициент корреляции между представленными на рис. 2 зависимостями составляет $\sim 0,60 - 0,75$. Амплитуда цикла для психических расстройств у детей в 2 - 4 раза выше, чем у взрослых. Для данных, представленных на рис. 2, максимальное отклонение от среднего уровня составило 10 % для бытовых травм, 18 % для суицидов и 42 % - для психических расстройств у детей, т.е. минимальная и максимальная частота обращений в течение цикла отличается примерно в 2 раза. Время запаздывания отклика на внешнее воздействие увеличивается с уменьшением амплитуды эффекта. Следует отметить, что изменения других заболеваний (все виды травм, кроме бытовых, шизофрения, маниакально-депрессивных психоз и др.), рассмотренные для этого года, имели иной характер и связаны, скорее всего, с усилением интенсивности микропульсаций Рс I во время геомагнитных возмущений [4, 6].

Годовой и полугодовой цикл. Получено, что частота обращений летом меньше, чем зимой (годовой цикл), зимой и летом (в среднем) меньше, чем в равноденствия (полугодовой цикл); максимальная частота обращений приходится на весенние месяцы. В целом, аналогичным образом изменялся в течение года уровень геомагнитной активности. По-видимому, эти циклы связаны с сезонной перестройкой погоды и с усилением флуктуаций естественного геомагнитного поля в равноденствия ввиду большей зависимости геомагнитного поля в эти периоды от изменения условий в межпланетной среде [6].

Результаты клинических исследований также подтверждают циклический характер течения заболевания. Основную часть обследуемых составили 150 больных неврозоподобным заиканием в возрасте от 3 до 17 лет, многие из которых наблюдались в течение нескольких лет. Для оценки состояния больных использован комплекс клинических, нейрофизиологических и рентгенологических методов. Комплексный характер оценки позволил не только точнее определять степень заболевания в целом, но и представленность в нем различных синдромов. Полученные таким образом оценки свидетельствуют о значительных изменениях самочувствия больных, заметные даже без специальной статистической обработки. Они наиболее выражены в процессе лечения, когда поэтапное ослабление или исчезновение отдельных синдромов, составлявших к началу заболевания единый синдромокомплекс, сменяется синхронизированной для большинства больных временной приостановкой положительных результатов.

Поскольку обострение указанных расстройств происходит при повышенном возбуждении нервной системы, необходимо допустить, что в рассматриваемых случаях внешние факторы должны также оказывать стимулирующее влияние на организм ребенка. В течение недели таким стимулятором может выступать общее повышение активности населения в середине недели и связанная с этим повышенная психоэмоциональная напряженность в среде обитания ребенка. Соответственно, усиление флуктуаций естественного геомагнитного поля должно оказывать аналогичное воздействие. С изменением условий в межпланетной среде связаны изменения геомагнитного поля в диапазоне микропульсаций $Pc\ 3 - Pc\ 4$. На широте Харькова максимум их интенсивности приходится на частоту $f = 0,02 - 0,03\ Гц$.

В лабораторных экспериментах [7] также получено, что искусственные микропульсации магнитного поля с частотой $f = 0,02\ Гц$ стимулирующе воздействует на живой организм. По данным [8], изменения микрофлуктуаций атмосферного давления с $f = 0,01 - 0,17\ Гц$ стимулируют психическую активность, улучшают кратковременную память у здоровых людей. Таким образом, независимо от физического агента, внешнее воздействие с частотой $f \sim 0,01 - 0,03\ Гц$ оказывает стимулирующее воздействие на человека, последствия которого могут быть как положительными (для здорового организма), так и отрицательными (для патологического состояния организма). Следует отметить, что указанные частоты соответствуют диапазону сверхмедленных физиологических потенциалов, а именно тау-волнам с периодами 12 - 60 с, которые играют существенную роль в структурно-функциональной организации головного мозга. Изменения в тау-активности отмечаются, в частности, при активации внимания,

выполнении тестов на кратковременную память, двигательные пробы [9]. Исходя из отмеченного сходства рассматриваемого частотного диапазона и диапазона тау-волн, можно предположить их возможную роль в отклике организма на внешнее воздействие.

Учитывая, что максимальные значения скорости солнечного ветра наблюдаются на фазе спада 11-летнего цикла, данные результаты позволяют объяснить рост заболеваний, числа правонарушений (многие из которых совершаются психически неполноценными людьми) и других показателей состояния и деятельности человека после максимума

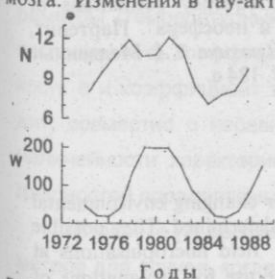


Рис. 3. Изменение успеваемости школьников в 11-летнем цикле солнечной активности

солнечной активности (СА), установленные в многочисленных исследованиях, начиная с пионерских работ Чижевского. Показатели творческой деятельности в эти периоды также должны возрастать.

В качестве примера на рис. 3 приведены изменения числа медалистов в школах Калужской области (данные собраны учителем И.К.Лиходькиным). Видно, что число медалистов в максимуме СА увеличилось примерно в 2 раза.

Таким образом, результаты сравнения изменений числа различных заболеваний в одних и тех же условиях свид. тельствуют о значительной степени синхронизации их развития, что может быть связано с воздействием внешних факторов. Одним из таких факторов могут быть флуктуации естественного электромагнитного фона Земли и других физических параметров в частотном диапазоне $f = 0,01 - 0,03$ Гц, обусловленные изменением условий с системе "Солнце - Земля". Особенно значимы такие флуктуации для детского организма. В дальнейшем целесообразно рассмотреть возможную роль внешних факторов в развитии и закреплении устойчивого патологического состояния организма и возможные физические и биологические процессы, ответственные за такое влияние.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра, проектное соглашение N 471.

Список литературы. 1. Мішанова М.К. Взаємовплив факторів, які приймають участь в формуванні і розвитку резистентних форм неврозоподібного заїкання // Український вісник психоневрології.- 1997.- Вип. 3 (15).- С. 94 - 97. 2. Холодов Ю.А., Лебедева Н.Н. Реакция нервной системы человека на электромагнитные поля.- М., Наука, 1992.135с. 3. Захаров И.Г., Зайцев В.Л., Гаевский В.Л. и др. Исследование влияния гелиогеофизических факторов на уровень травматизма в г. Харькове.- Харьков, Харьк. ун-т, 1995.- 29 с.- Деп. в ГНТБ Украины 26.05.95, N 1283-Ук.95. 4. Темурьянц Н.А., Владимирский Б.М., Тишкин О.Г. Сверхнизкочастотные электромагнитные сигналы в биологическом мире. К., Наукова думка, 1992. 188 с. 5.Ягодинский В.Н. Ритм, ритм, ритм.- М., Наука, 1985.- 192 с. 6.Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. - М.: Мир, 1980.- 299 с. 7. Макеев В.Г., Темурьянц Н.А. Исследование частотной зависимости биологической эффективности магнитного поля в диапазоне микропульсаций геомагнитного поля (0,01 - 10 Гц) // Проблемы космической биологии. Т. 43. - 1979. - С. 116 - 128. 8. Delyukov A., Didyk L. Physiological effects of extremal-low frequency oscillations of atmospheric pressure // Межд. симп. "Космическая экология и ноосфера". Партенит, Крым, 6 - 11 окт. 1997 г. Тез. докл.- Партенит, 1997. С. 54. 9. Илюхина В.А. Медленные биоэлектрические процессы головного мозга человека.- Л., 1977. 184 с.

SUMMARY

Variations in the number of children with mental diseases under changing environmental conditions are investigated. Weekly, 27-days and annual cycles are determined. They possible causes including the effects of the Earth's electromagnetic field micropulsations at frequency ≈ 0.02 Hz is considered. The results obtained are made use for explanations of changes in pupils' progress over 11-year solar cycle.

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ТОНКОПРОВОЛОЧНОГО БОЛОМЕТРА ФОКАЛЬНОГО ПУЧКА ЛАЗЕРА

В.М. КУЗЬМИЧЕВ, С.В. ПОГОРЕЛОВ

Параметры сфокусированного излучения лазера определяют качество технологических процессов: скорость резки металла, глубину проплавления и ширину разреза листового материала. Средства измерения фокального пятна лазера должны обладать высокой оптической прочностью и большим пространственным разрешением определения распределения интенсивности излучения в сечении пучка. В видимом диапазоне спектра используют фотографические способы [1], перемещение непрозрачной пластинки с малым отверстием в поперечном сечении пучка и сменных диафрагм с приемниками излучения, а также способ испаряющейся пленки на пластине [2]. Перечисленные способы требуют существенного ослабления излучения, довольно трудоемки и приводят к значительным погрешностям результатов измерений. С переходом в инфракрасный диапазон спектра сложности использования известных способов измерения параметров фокального пятна увеличиваются.

Одним из возможных путей совершенствования способов измерения параметров фокального пятна непрерывного лазерного излучения является использование тонкопроволочных болометров с диаметрами в единицы микрон, обладающих высокой оптической прочностью и большим пространственным разрешением при их перемещении в сечении пучка.

Большие плотности мощности излучения приводят к значительным температурам нагрева отдельных областей болометра, когда его основные физические параметры (температурный коэффициент сопротивления α , фактор эффективности поглощения q , коэффициент теплообмена с внешней средой γ , удельная теплоемкость c и коэффициент теплопроводности k не остаются постоянными, что приводит, совместно с неравномерностью распределения падающей интенсивности, к нелинейности характеристики преобразования и появлению систематических погрешностей определяемых параметров излучения.

В работе [3] рассматривались переходные процессы тонкопроволочных болометров для случая, когда потери тепла из элементарного участка длины болометра через теплопроводность значительно меньше, чем через теплообмен с внешней средой, что приводит к распределению температуры вдоль длины болометра, совпадающему с распределением падающей мощности. Цель работы состоит в изуче-

нии переходных процессов тонкопроволочного болометра фокального пучка лазера с нелинейной характеристикой преобразования, когда существенен перенос тепла через теплопроводность и распределение температуры вдоль болометра не совпадает с распределением падающей мощности.

Переходные процессы болометра, облучаемого гауссовым пучком, определялись из решения следующего нестационарного уравнения теплопроводности с непостоянными коэффициентами, учитывающими линейные температурные зависимости указанных основных физических параметров болометра:

$$(1 + c_1 T) \frac{\partial T}{\partial \Theta} = \frac{S k_0}{\gamma_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + k_1 T) \frac{\partial T}{\partial z} \right] - (1 + \gamma_1 T) T + q_0 (1 + q_1 T) \frac{P \exp(-\frac{z^2}{2\sigma_H^2})}{\gamma_0 l \sigma_H \sqrt{2\pi}}, \quad (1)$$

в котором $T = T(z, \Theta)$ — повышение температуры болометра в точке с нормированной координатой $z = x/l$, где l — полудлина болометра, и нормированным временем $\Theta = t/\tau$, где $\tau = mc_0/\gamma_0$ — тепловая постоянная времени болометра в линейном режиме его работы при малых температурах нагрева, m — погонная масса; c_0, γ_0, q_0, k_0 — значения физических параметров при окружающей температуре, а c_1, γ_1, q_1, k_1 — нормированные на начальные значения коэффициенты линейной температурной зависимости соответствующих физических параметров; S — площадь поперечного сечения болометра; P — падающая на болометр мощность; $\sigma_H = \sigma/l$ — нормированный на l среднеквадратичный радиус падающего излучения. Начало отсчета координаты z совпадает с серединой болометра и центром гауссова пучка.

Концы болометра находятся при температуре окружающей среды и граничные условия получают следующие:

$$T(1, \Theta) = T(-1, \Theta) = 0. \quad (2)$$

Для процесса нагревания болометра уравнение (1) решалось с нулевым начальным условием:

$$T(z, 0) = 0. \quad (3)$$

Процесс остывания болометра находился из решения уравнения (1), в котором падающая мощность $P = 0$, а начальное условие определялось стационарным распределением температуры процесса нагревания, то есть:

$$T(z, 0) = T_{ст}(z). \quad (4)$$

Уравнения теплопроводности для процессов нагревания и охлаждения болометра решались методом конечных разностей по явной схеме, когда значения рас-

предела температуры определялись в каждый последующий момент времени. Относительное изменение сопротивления болометра в относительный момент времени Θ находилось по вычисленному распределению температуры и выражению:

$$\frac{\Delta R(\Theta)}{R_0} = \alpha_0 \int_{-1}^1 [1 + \alpha_1 T(z, \Theta)] T(z, \Theta) dz \quad (5)$$

где R_0 и $\Delta R(\Theta)$ — начальное значение и приращение сопротивления болометра; α_0 и



Рис. 1. Переходные характеристики болометра диаметром 3 мкм

физических параметров: $\alpha(T) = 3,98 \cdot 10^{-3} (1 - 0,15 \cdot 10^{-3} T) K^{-1}$; $q(T) = 3,8 \cdot 10^{-2} (1 + 1,0 \cdot 10^{-3} T)$; $\gamma(T) = 3,0 \cdot 10^{-4} (1 + 1,2 \cdot 10^{-3} T) \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К})$; $c(T) = 13,35 \cdot 10^{-2} (1 + 0,187 \cdot 10^{-3} T) \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$; $k(T) = 0,69 (1 + 0,3 \cdot 10^{-3} T) \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К})$; уровней падающей мощности $P = 0,01; 0,3; 0,7; 1,0$ Вт; длины болометра $2l = 1$ см с диаметрами 20 и 3 мкм и нормированными средне-квадратичными радиусами пучка $\sigma_n = 0,01 \div 0,1$.

На рис.1 представлены переходные процессы для болометра диаметром $d = 3 \text{ мкм}$, для которого распределение температуры приближается к распределению падающей мощности. По оси ординат отложено отношение приращения сопротивления болометра $\Delta R(\Theta)$ в относительный момент времени Θ к приращению сопротивления в стационарном состоянии $\Delta R(\infty)$. Изменение переходных процессов определяется, в первую очередь, температурной зависимостью коэффициента теплообмена с внешней средой $\gamma(T)$ и довольно в слабой степени температурной зависимостью удельной теплоемкости $c(T)$, так как $\gamma_1 \gg c_1$. Из полученных зависимостей видно, что с ростом падающей мощности и температуры болометра увеличивается коэффициент теплообмена, что приводит к ускорению процесса нагревания на всем

α_1 — температурный коэффициент сопротивления и нормированный на начальное значение коэффициент его линейной температурной зависимости.

Вычисления выполнены для излучения с длиной волны 10,6 мкм, платиновых болометров, находящихся в нормальных условиях, следующих значений температурных зависимостей

его этапе. Ускоренное остывание болометра происходит на начальном этапе, потом, по мере охлаждения болометра, уменьшается коэффициент теплообмена и происходит замедление процесса, приближаясь к регулярному тепловому режиму с постоянной времени τ .

С увеличением диаметра болометра d усиливается отвод тепла через теплопроводность, а с увеличением относительного радиуса пучка излучения σ_n умень-

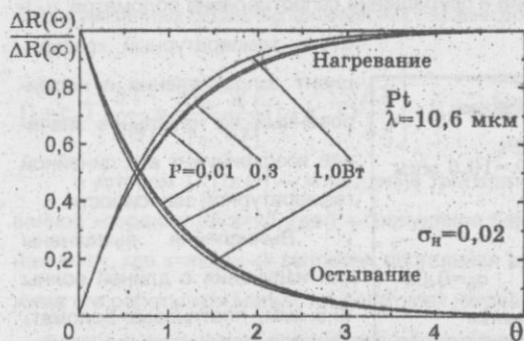


Рис. 2. Переходные характеристики болометра диаметром 20 мкм

шается неравномерность падающей мощности. Эти оба фактора приводят к уменьшению температуры облучаемой части болометра и коэффициента теплообмена с внешней средой, что уменьшает ускорение переходных процессов и все кривые приближаются к кривым, зависящим только от уровня падающей мощности. Для при-

мера на рис.2 показаны переходные процессы для болометра диаметром 20 мкм.

Полученные результаты показывают, как температурные зависимости основных физических параметров болометра, уровень падающей мощности и ее средне-квадратичный радиус влияют на переходные процессы тонкопроволочного болометра с нелинейной характеристикой преобразования.

Список литературы: 1. Хирд Г. Измерение лазерных параметров. - М.: Мир, 1970. - 540 с. 2. Сидорюк О.Е., Ушанова Е.Н. Повышение точности измерения диаметра сфокусированного лазерного пучка // Измерительная техника. - 1995. №6. - С.23-24. 3. Кузьмичев В.М., Похилько С.Н. Переходные процессы нелинейных тонкопроволочных болометров лазерного излучения // Измерительная техника. - 1996. - №9. - С.29-32.

Summary

The non-stationary equation of heat conduction with variable factors, taking into account linear temperature dependences of the basic physical parameters of a bolometer is solved by the numerical method. Behaviour of transients of a bolometer from its physical parameters and parameters of Gaussian beam of radiation is explained.

О МОДИФИКАЦИИ МЕТОДА ЗАДАЧИ РИМАНА-ГИЛЬБЕРТА ДЛЯ СЛУЧАЯ НАКЛОННОГО ПАДЕНИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРО- МАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА РЕШЕТКУ ИЗ ЛЕНТ

В.В.ХОРОШУН

Создание эффективных алгоритмов решения многих практически важных задач электродинамики периодических структур (ПС) является актуальной проблемой. Применительно к планарным ПС можно выделить такие эффективные численно-аналитические методы, как метод задачи Римана-Гильберта [1,2], метод СИУ [3,4] и модифицированный метод Фурье [4,5], причем последний из них применен при учете толщины металлических полос решетки.

Указанные методы объединяет наличие в каждом из них параметра малости, позволяющего произвести разбиение оператора задачи на статическую и динамическую части с последующим обращением статической части тем или иным способом (метод частичного или полуобращения).

1. На решетку периода l с шириной щели d , составленную из бесконечно тонких идеально проводящих лент под углом ζ к оси OZ падает плоская E -поляризованная волна вида

$$E_x^0 = e^{ik_x(\alpha y - \beta z)}, \quad H_y^0 = -\beta E_x^0, \quad H_z^0 = -\alpha E_x^0 \quad (1)$$

где $\alpha = \sin \zeta$, $\beta = \cos \zeta$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$, ω - частота падающего поля, c - скорость света

в свободном пространстве. (Временной множитель $e^{-i\omega t}$ здесь и далее опущен). Требуется найти дифрагированное поле в областях над и под решеткой.

2. Математической моделью для данной структуры, возбуждаемой наклонно падающей E -поляризованной волной (1) будет система сумматорных уравнений вида

$$\sum_n b_n e^{i \frac{2\pi}{l} n y} = 0, \quad \frac{d}{2} \leq y \leq l - \frac{d}{2} \quad (2a)$$

$$\sum_n b_n \gamma_n e^{i \frac{2\pi}{l} ny} = \gamma_0, \quad |y| \leq \frac{d}{2} \quad (2b)$$

где $\gamma_n = \frac{2\pi}{l} \sqrt{\tau^2 - (n + \tau \sin \zeta)^2}$, $\tau = l/\lambda$, b_n - неизвестные амплитуды дифракционного спектра прошедшего поля, λ - длина волны падающего поля.

Ранее параметр малости χ_n вводился следующим образом [2]

$$\chi_n = 1 + i \sqrt{\frac{\tau^2}{(n + \tau \sin \zeta)^2} - 1}$$

В точках $\tau \sin \zeta = -n$ эта функция терпит разрыв второго рода.

Введем новый параметр малости

$$\tilde{\chi}_n = 1 + i \sqrt{\frac{\tau^2}{n^2} - \left(1 + \frac{\tau}{n} \sin \zeta\right)^2} \quad (n \neq 0)$$

(Заметим, что аналогичным образом он введен В.В.Малиным [4]).

$$\text{Тогда } \gamma_n = i \frac{2\pi}{l} n (1 - \tilde{\chi}_n), \quad \gamma_0 = k_0 \cos \zeta \quad (n \neq 0)$$

и система (2a)-(2b) преобразуется к виду

$$\sum_n b_n e^{in\varphi} = 0, \quad \theta < |\varphi| < \pi \quad (3a)$$

$$\sum_{n \neq 0} b_n |n| e^{in\varphi} = i\tau(b_0 - 1) \cos \zeta + \sum_{n \neq 0} b_n |n| \tilde{\chi}_n e^{in\varphi}, \quad |\varphi| < \theta \quad (3b)$$

$$\text{где } \varphi = \frac{2\pi}{l} y.$$

Вводя неизвестные $x_n = nb_n$ и дополняя систему (3a)-(3b) соотношением, которое следует из (3a) при $\varphi = \pi$, т. е.

$$\sum_{n \neq 0} x_n \frac{(-1)^n}{n} = -b_0, \quad (3c)$$

получаем систему сумматорных уравнений для непосредственного решения ее методом задачи Римана-Гильберта [1]. В итоге имеем бесконечную неоднородную систему линейных алгебраических уравнений второго рода (СПАУ-2) для нахождения амплитуд дифракционного спектра $\{b_n\}_{n=-\infty}^{+\infty}$

$$\begin{aligned}
 -b_0 &= i\tau(b_0 - 1)\cos\zeta W_0^0(u) + \sum_{n \neq 0} b_n |u| \tilde{\chi}_n W_0^n(u), \quad (m=0), \\
 mb_m &= i\tau(b_0 - 1)\cos\zeta W_m^0(u) + \sum_{n \neq 0} b_n |u| \tilde{\chi}_n W_m^n(u), \quad (m \neq 0),
 \end{aligned} \tag{4}$$

где

$$W_0^n(u) = \begin{cases} \ln \frac{1+u}{2}, & (n=0), \\ \frac{1}{2n} [P_n(u) - P_{n-1}(u)], & (n \neq 0), \end{cases}$$

$$W_m^n(u) = V_{m-1}^{n-1}(u) = \frac{m}{2(m-n)} [P_n(u) P_{m-1}(u) - P_m(u) P_{n-1}(u)], \quad (m \neq n, \quad m \neq 0),$$

а коэффициенты $V_m^n(u)$ определены в [1].

В длинноволновом приближении при всех $\tilde{\chi}_n = 0$ из (4) непосредственно следует формула Ламба для случая наклонного падения плоской Е-волны на решетку из металлических лент

$$b_0 = \frac{i\tau \cos\zeta \cdot \ln \frac{1+u}{2}}{1 + i\tau \cos\zeta \cdot \ln \frac{1+u}{2}}, \quad |\tau \sin\zeta| < \frac{1}{2}$$

В работе [2] эта формула получена с учетом того, что

$$P_v(u) \approx 1 + v \ln \frac{1+u}{2}, \quad |v| < \frac{1}{2},$$

где $v = \tau \sin\zeta$, а $P_v(u)$ - функции Лежандра первого рода аргумента $u = \cos \frac{\pi d}{l}$.

СЛАУ-2 в виде (4) может быть трансформирована к виду, аналогичному [4]

$$\begin{aligned}
 -b_0 &= a(b_0 - 1)W_0^0(u) + \sum_{n=1}^{\infty} Z_n^+ W_0^n(u), \quad (m=0), \\
 m(b_m + b_{-m}) &= a(b_0 - 1)\tilde{W}_m^0(u) + \sum_{n=1}^{\infty} Z_n^+ [W_m^n(u) + W_{-m}^n(u)], \quad (m \geq 1), \\
 m(b_m - b_{-m}) &= \sum_{n=1}^{\infty} Z_n^- [W_m^n(u) - W_{-m}^n(u)], \quad (m \geq 1),
 \end{aligned} \tag{5}$$

где $a = i\tau \cos\zeta$, $Z_n^{\pm} = n(b_n \tilde{\chi}_n \pm b_{-n} \tilde{\chi}_{-n})$, $\tilde{W}_m^0(u) = P_{m-1}(u) - P_m(u)$, $(m \geq 1)$

а $P_m(u)$ - полиномы Лежандра первого рода.

На рис.1 и рис.2 представлены результаты расчетов для коэффициентов отражения $|a_0|$ и прохождения $|b_0|$ от частотного параметра l/λ для значений коэффициента заполнения $u=0$ и $u = -0,707$, что соответствует значениям параметра $\theta = d/l=1/2$ и $3/4$ соответственно.

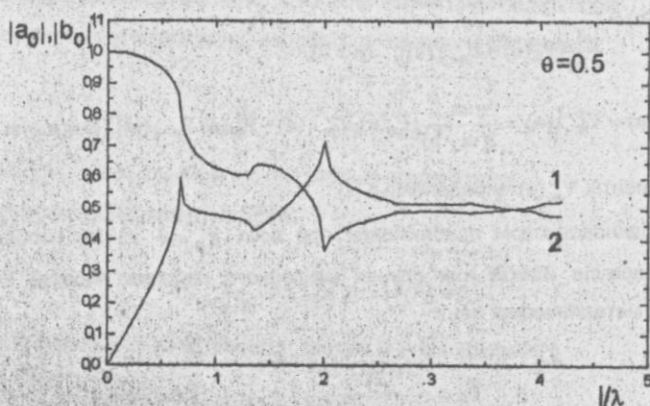


Рис.1. Зависимость коэффициентов отражения $|a_0|$ и прохождения $|b_0|$ от параметра l/λ для $u=0$

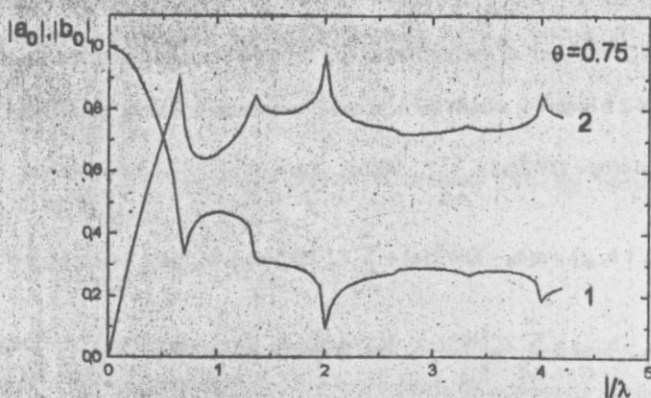


Рис.2. Зависимость коэффициентов отражения $|a_0|$ и прохождения $|b_0|$ от параметра l/λ для $u=-0.707$

3. Направления дифракционных лучей определяются из основного уравнения дифракционной решетки [7]

$$\sin \alpha_n = \sin \zeta + n \frac{\lambda}{l}, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

где α_n - углы дифракции n -тых гармоник.

Резкие изломы на этих кривых (аномалии Вуда) наблюдаются в точках скольжения гармоник

$$\tau_n = |n| [1 - \operatorname{sign}(n) \sin \zeta]^{-1}, \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots)$$

Следовательно, для положительных гармоник при угле падения $\zeta = \pi/6$ точками скольжения будут значения τ кратные 2, а для отрицательных гармоник - кратные 2/3. Как видно из рис.1 и рис.2 именно в этих точках наблюдаются резкие изломы кривых.

Таким образом, введение нового параметра малости позволило выразить коэффициенты полученной СЛАУ-2 только через полиномы Лежандра первого рода, исключив из рассмотрения функции Лежандра первого рода, тем самым значительно упростив численную реализацию полученного алгоритма, что особенно важно при исследовании дифракции волн на ПС в гиротропных средах.

Список литературы: 1. Агранович З.С., Марченко В.А., Шестопалов В.П. Дифракция электромагнитных волн на плоских металлических решетках // ЖТФ. - 1962. - Т.32, №4. - С.381-394. 2. Шестопалов В.П. Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. - Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1971. - 400с. 3. Лезин Л. Теория волноводов. - М.: Радио и связь, 1981. - 311с. 4. Малин В.В. К теории ленточных решеток конечного периода // Радиотехника и электроника. - 1963, т.8, №2. 5. Хорошун В.В. Дифракция электромагнитных волн на решетке с поперечно намагниченным ферритом // Вестник ХГУ, вып. 336, 1989 г. - С.36-42. 6. Khoroshun V.V. "Optimization of the spectral characteristics of strip-type arrays". Telecommun. and Radioeng., vol.45, no.3, pp. 131-133, 1990. 7. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. - М.: Мир, 1967. - 347 с.

SUMMARY

A rigorous solution of the problem the E-polarized plane wave scattering by a strip grating in vacuum is given. The coefficients of the obtained system of linear algebraic equations of the second kind (SLAE-2) are expressed in terms of Legendre polynomials and don't contain Legendre functions.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО - ИГРОВОЙ МЕТОД ДИНАМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА, АНАЛИЗА И УПРАВЛЕНИЯ СОСТОЯНИЕМ ЛОКАЦИОННО - ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ С ПОВЫШЕННОЙ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОСТЬЮ И ДИНАМИЧНОСТЬЮ

Н.И. МАТЮХИН

Современные радиолокационные системы и особенно перспективные локационно-голографические информационные системы относятся к классу сложных динамических информационных систем. Они называются системами с изменяющейся структурой, с повышенной многофункциональностью и динамичностью, с гибким управлением состоянием и с распределением ограниченного аппаратурно-энергетического и временного ресурса при взаимодействии с внешней средой в форме противоборства. В таких системах протекают многомерные случайные процессы, с трудом поддающиеся математическому описанию на системном уровне. Не случайно длительное время при системном проектировании используются либо эвристические методы (вариантный подход-синтез через анализ), либо методы теории построения отдельных устройств (теория обнаружения сигналов, теория траекторной обработки радиолокационной информации и др.). В первом случае описание системы осуществляется слишком приближенно. Во втором случае при использовании так называемых частных методик и показателей эффективности, характерных для отдельных устройств, описание системы производится по существу на уровне отдельных устройств. С появлением теории радиолокационной системотехники описание систем поставлено на должный системный уровень. Появилось много идей, облегчающих осмысливание и четкую постановку задач системного проектирования сложных систем. Однако, вопросы создания математической теории радиолокационных систем или применения методов системного анализа оставались не достаточно рассмотренными.

В статье решается эта проблема методами теории конфликта, которые позволяют описать процесс взаимодействия системы с внешней средой в форме противоборства, исход которого определяется не только стратегией и тактикой управления, но, в основном, соотношением ресурсов системы и внешней среды (средств создания помех). Решая дифференциально - игровую задачу согласования текущего ресурса системы с изменяющимся ресурсом внешней среды, одновременно решается задача синтеза (определение оптимальных значений параметров, из-

меняющейся структуры и ресурса), анализа (определение текущих ТТХ) и управления состоянием. В статье в обзорном виде приводится постановка такой системной задачи.

Проблема создания математического аппарата для описания поведения сложной радиолокационной системы тесно связана с самой системой, с особенностями ее построения и поведения при взаимодействии с внешней средой. В целенаправленной системе все параметры объединены между собой на физической основе и подчинены единой цели функционирования, степень достижения которой определяется как эффективность системы. Поэтому при математическом описании состояния и поведения системы важно установить объективно существующие функциональные связи между параметрами самой системы и параметрами внешней среды (поток целей и источников активных и пассивных помех, активные средства – потребители информации, среда распространения радиоволн и др.). Эти связи должны быть выражены в виде физических закономерностей, которые в концентрированном виде представляются в форме уравнения состояния и уравнения динамики. Цель функционирования системы определяется другим уравнением, которое называют целевым функционалом или показателем эффективности. В целевой функционал входят уравнение динамики и другие уравнения, определяющие ограничения на состояние, движение и переменные управления, подлежащие дальнейшей оптимизации по выбранному критерию.

Разрабатываемый аппарат будем рассматривать как некоторый инструмент, позволяющий на этапе системного проектирования сложной системы уточнить ее технический облик (принципы построения, структуру, способы пространственно-временной обработки сигнала, способы управления), определить оптимальные значения параметров и их предельно допустимые значения (текущий ресурс) и оценить текущие характеристики. При этом будем применять системный подход, согласно которому всякий объект исследования рассматривается как система взаимосвязанных элементов со своими показателями качества и целью функционирования и, с другой стороны, совокупность объединенных элементов рассматривается как единый объект с единой целью функционирования и единым ресурсом. В этом случае сложность разработки аппарата состоит в выборе единой концепции и единой метрики для всех элементов и системы в целом.

Единая концепция создания аппарата сводится к следующему. Средства создания помех косвенно управляют состоянием информационной системы с противоположными интересами, мотивируя ее поведение (ре-

флексивное управление). Поэтому процесс взаимодействия системы с внешней средой следует описывать в форме радиолокационного конфликта. Наиболее подходящей идеализированной моделью этого процесса является дифференциальная игра "наблюдение - противодействие". Игра складывается из двух оптимизационных задач - задачи "наблюдения" и задачи "противодействия", которые решаются поочередно противоборствующими сторонами и с полной информированностью о состоянии конфликтно-управляемой системы. Математическое описание системы и ее подсистем проводится в терминах состояний. Для отыскания уравнений состояния разрабатываются специальные методы и используются известные в математике методы, но ранее не применявшиеся в радиолокации (конечные цепи Маркова с поглощающим состоянием, полумарковские процессы и др.). Уравнение динамики находится после взятия производной по времени от обеих частей уравнения состояния. Далее составляется многомерная экстремальная задача вариационного исчисления с ограничениями на состояние, движение и переменные управления, которая решается методом штрафных функций и наискорейшего спуска.

Единая метрика для математического описания системы и ее подсистем состоит в том, что в качестве функционалов, входящих в правые части уравнения состояния и уравнения динамики, рассматриваются функционалы, описывающие время выполнения операций и полной совокупности операций при обслуживании одиночной цели в зависимости от конфликтно-управляемых параметров.

При разработке математического аппарата будем ориентироваться на наиболее сложный класс радиолокационной системы, тогда его можно будет применить практически для всех классов радиолокационных систем с управляемым и неуправляемым состоянием. Для этого рассматривается несколько абстрактный или гипотетический класс радиолокационной системы для наблюдения больших потоков целей в условиях сильного противодействия, осуществляющий информационное обеспечение высокоточных безынерционных активных средств. Такую систему предполагается создавать на основе применения сверхкрупноапертурной сильно-разреженной самофокусирующейся антенной решетки. Она позволяет получать радиоголографическое изображение цели и обеспечить целеуказание активным средствам с точностью порядка долей размеров цели. Система может автономно выполнять все известные в настоящее время локационно-голографические операции (обнаружение траекторий, сопровождение, контроль изменения формы цели и другие - всего порядка 10-15 операций). Большие размеры апертуры на прием и передачу обес-

печивают большую энергию зондирующего сигнала и высокое пространственное разрешение, что позволяет ей осуществить наблюдение больших потоков целей в условиях влияния сильных активных и пассивных помех. В системе создается единый антенный ресурс, который можно гибко использовать для формирования элементарных локаторов на время выполнения ими своих локационно-голографических операций, для формирования параллельных каналов при наблюдении потока целей и для борьбы с помехами силовыми методами (методами "грубой силы").

Такую систему можно назвать локационно-голографической информационной системой с повышенной многофункциональностью и динамичностью. Ее основу составляет многопозиционная когерентная радиолокационная система, в которую входят четыре радиоголографических локатора с расположением антенных позиций по кольцу и один локатор обзора со сплошной апертурой. Антенные модули, однородные по своей структуре, составляют единый радиолокационный ресурс, из которого совместно с программно-реализованными алгоритмами формируются операционные системы (osj), выполняющие отдельные локационно-голографические операции ($j = 1, \dots, j_{\max}$). Для выполнения полной совокупности операций при обслуживании одиночной цели создается полиоперационная (многофункциональная) система (pos). Для обслуживания потока целей создается полилинейная (многоканальная) система (pLs).

Состояние внешней среды будем описывать одной из трех однозначно-связанных функций: плотностью потока целей, входящих в зону обнаружения ($\Lambda_{BX}(t)$); интервалом входа целей в зону обнаружения ($T_{BX}(t) = 1 / \Lambda_{BX}(t)$) и числом целей, вошедших в зону обнаружения к текущему моменту времени ($N_{BX}(t)$). Функции, описывающие состояние внешней среды представим в виде вектора:

$$X_{BX}(t) = \| T_{BX}(t) \quad \Lambda_{BX}(t) \quad N_{BX}(t) \|.$$

Состояние системы и ее подсистем будем описывать, соответственно, одним из трех также однозначно-связанных функционалов: временем выполнения отдельных операций ($T_z(u, v, t)$); плотностью потока обслуженных целей ($\Lambda_z(u, v, t)$) и числом обслуженных целей к текущему моменту времени ($N_z(u, v, t)$), где $u(t)$ - многомерная функция, объединяющая основные параметры информационной системы; $v(t)$ - многомерная функция, объединяющая основные параметры средств создания помех; $z = \{ osj, pos, pLs \}$. Состояние системы также представим в виде вектора:

$$X_z(u, v, t) = \| T_z(u, v, t) \quad \Lambda_z(u, v, t) \quad N_z(u, v, t) \|.$$

В качестве критерия согласования состояния информационной системы с изменяющимся состоянием внешней среды принимается минимакс интегрального отношения невязки к арендной стоимости:

$$\Omega(u, v, t) = \min_{u \in V_p(t)} \max_{v \in W_p(t)} \int_0^t \frac{1 - (X_Z(u, v, t) - X_{BC}(t)) / X_{BC}(t)}{C_Z(u, v, t) T_Z(u, v, t)} dt,$$

где $C_Z(u, v, t)$ - стоимость системы и ее подсистем; $W_p(t)$, $V_p(t)$ - ресурс информационной системы и системы средств создания помех.

Все локационно-голографические операции выполняются при воздействии собственных шумов и шумовых помех. Состояние системы рассматривается как случайная величина, распределенная по определенному закону. Чтобы перейти к описанию состояния системы в детерминированном виде, можно оперировать со средним значением $(T_Z(u, v, t))$ и дисперсией $(\sigma_T^2(u, v, t))$ времени выполнения операции, задаваясь определенной вероятностью выполнения операции. Тогда уравнение состояния и уравнение динамики системы и ее подсистем определим в следующем виде:

$$\dot{X}_Z(u, v, t) = \dot{X}_{Zcp}(u, v, t) + \gamma \sigma_T(u, v, t);$$

$$\dot{\sigma}_Z(u, v, t) = \dot{\sigma}_{Zcp}(u, v, t) + \gamma \dot{\sigma}_T(u, v, t); \quad \gamma = 1, \dots, 3.$$

При решении задач дифференциальной игры "Наблюдение-противодействие" двумя противоборствующими сторонами первой стороной является информационная система со своим органом управления, а второй - система средств создания помех также со своим органом управления. Интервалом времени, на котором решается оптимизационная задача каждой из сторон, является интервал полного обслуживания одиночной цели. Для математической постановки оптимизационной задачи необходимо определить целевой функционал или критерий эффективности, составить уравнение динамики и задать ограничения на состояние и переменные управления системой и средствами создания помех.

Для отыскания функционалов, определяющих время выполнения отдельных операций, используется аппарат конечных цепей Маркова с поглощающим состоянием. Для этого выбирается логический критерий выполнения дискретной радиолокационной операции. По нему составляется матрица переходных вероятностей. Вероятность перехода из одного дискретного состояния в другое состояние равна вероятности правильного обнаружения одиночного сигнала, а она, в свою очередь, связана с отношением сигнал/помеха. Время выполнения операции рассматривается как время блуждания отображающей точки по дискретным состояниям на размеченном графе состояний до момента ее попадания в погло-

жащее состояние. Затем представляется матрица переходных вероятностей в канонической форме, составляется фундаментальная матрица и по ней определяются в аналитическом виде среднее значение и дисперсия времени выполнения операции. Задаваясь вероятностью выполнения операции, находится выражение для функционала, определяющего время выполнения операции в зависимости от конфликтно - управляемых параметров самой системы и системы средств создания помех. Этот функционал входит в правую часть уравнения состояния. Для составления уравнения динамики используется первая производная от этого функционала по времени.

Для отыскания функционалов, определяющих время выполнения полной совокупности операций в полиоперационной или многофункциональной системе, используется аппарат полумарковских процессов. При этом считается, что время пребывания системы при выполнении отдельных операций распределено не по экспоненциальному закону, как это принято в теории массового обслуживания, а по любому произвольному закону (от экспоненциального до сдвинутого нормального закона). Для составления уравнения состояния и уравнения динамики полилинейной (многоканальной) системы используется аппарат процессов гибели и размножения.

На содержательном уровне дифференциальная игра "Наблюдение - противодействие" сводится к следующему. Пусть заданы траектории движения целей в потоке с общим числом $N_{\max}$ и заданы размеры зоны обнаружения, которые в процессе проведения сеансов математической игры и проектирования системы в целом должны уточняться. По результатам моделирования на ЭВМ определяются реализации изменения числа целей, вошедших в зону обнаружения и вышедших из нее, которые рассматриваются как фазовые ограничения, накладываемые на состояние системы: $N_{\text{вх}}(t) \geq N_z(u, v, t) \geq N_{\text{вых}}(t)$ (см рисунок). В момент пересечения кривой $N_z(u, v, t)$ с терминальной линией $N_{\max}$ игра для первой стороны, представляющей интересы информационной системы, считается успешно законченной, если при этом время последствия системы $T_{\text{пд}}(u, v, t)$ не превосходит допустимого времени последствия $T_{\text{пд}}^*$, которое определяется размерами зоны обнаружения. Для второй стороны игра считается успешно законченной, если кривая $N_z(u, v, t)$ как можно раньше пересечет кривую $N_{\text{вых}}(t)$.

Перед началом дифференциальной игры путем цифрового моделирования определяются характеристики внешней среды (координаты точек начала и окончания траектории каждой цели, тип и характер ее траек-

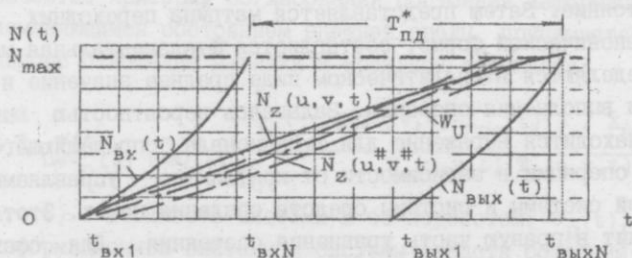


Рисунок. Траектория изменения состояния информационной системы.
 $N_Z(u, v, t)$ - число обслуженных целей; $N_Z(u^#, v^#, t)$ - номинальная траектория; $N_{вх}(t)$ - число целей, вошедших в зону обнаружения; $N_{вых}(t)$ - число целей, вышедших из зоны обнаружения; w_U - стабильный мост дифференциальной игры.

тории, число целей в потоке, число источников активных помех и их характеристики, число диполей в облаке и скорость разлета его элементов, стратегия и тактика управления состоянием источников помех в процессе полета и др.). В процессе многократно проведенных сеансов математической игры при различных вариантах задания характеристик внешней среды строятся характеристики динамики конфликта информационной системы с ее внешней средой. Они включают так называемые стабильные мосты ($w_U(t)$, $w_V(t)$) и траектории изменения состояния системы ($N_Z(u^#, v^#, t)$, $N_Z(u^*, v^*, t)$) с номинальными значениями параметров ($(u^#, v^#)$, (u^*, v^*)), соответствующими двум случаям, когда достигается цель функционирования для первой и второй стороны. Таким образом, если сторона будет удерживать траекторию изменения состояния системы в пределах своего стабильного моста, то она достигнет цели своего функционирования.

Стабильные мосты определяются следующими выражениями:

$$w_U(t): N_Z(u^#, v^#, t) + \varepsilon \geq N_Z(u, v, t) \geq N_Z(u^#, v^#, t) - \varepsilon;$$

$$w_V(t): N_Z(u^*, v^*, t) + \varepsilon \geq N_Z(u, v, t) \geq N_Z(u^*, v^*, t) - \varepsilon.$$

Стабильные мосты позволяют выбрать размеры зоны обнаружения системы таким образом, чтобы время последствия системы $T_{пд}(u, v, t)$ не превышало допустимое $T_{пд}^*$, темп обслуживания был более равномерным и в то же время обеспечивался некоторый запас в ресурсе.

Таким образом, в процессе дифференциальной игры определяются все основные параметры информационной системы и системы средств создания помех (задача синтеза), а по ним определяют все основные

характеристики или текущие ТТХ системы (задача анализа). В процессе дифференциальной игры решаются задачи динамического синтеза, анализа и управления состоянием сложной радиолокационной системы.

Таким образом, рассмотрение в общем виде предлагаемого метода позволяет сделать следующие выводы:

1. На основании предложенного метода решена проблема создания математического аппарата для описания на этапе системного проектирования состояния и поведения сложной локационно-голографической информационной системы путем применения методов теории конфликта. Процесс взаимодействия информационной системы с ее внешней средой описывается в форме дифференциальной игры "наблюдение-противодействие". В процессе двустороннего конфликтного управления состоянием системы решаются задачи динамического синтеза и анализа.

2. Предложена единая метрика и единая концепция создания математического аппарата. В качестве функционалов, описывающих состояние системы предложено отыскивать в аналитическом виде скалярные функционалы, определяющие продолжительность времени выполнения отдельных локационно-голографических операций и полного набора операций в зависимости от конфликтно-управляемых параметров самой системы и системы средств создания помех. Для отыскания функционалов используется аппарат конечных цепей Маркова с поглощающим состоянием, аппарат полумарковских процессов и процессов гибели и размножения. Найденные функционалы используются при составлении уравнений состояния и уравнения динамики системы и ее подсистем. Решения задач дифференциальной игры сводятся к решению многомерных экстремальных задач вариационного исчисления с ограничениями, которые решаются методом штрафных функций.

Список литературы: 1. Красовский Н.Н. Управление динамической системой. - М.: Наука, 1985. - 517 с. 2. Кемени Д., Снелл Л. Конечные цепи Маркова. - М.: Наука, 1970. - 270 с. 3. Howard R.A. Sistem Analisis Semi - Markov Processes // IEEE Transaction on military electronics, vol. MIL - 8, April, 1964, Num. 2. 4. Тараканов К.В., Овчаров Л.А., Тыртышкин А.Н. Аналитические методы исследования систем. - М.: Сов.радио, 1974. - 238с.

SUMMARY

Is considered method of sinthesis of analysis and of the loca - te-golographic information system. The basis of method is composing differential game. In the process of mathematical game are defined all her basis parameters and characteristics.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГУЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ВЫБРОСАМИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАГЕНТОВ

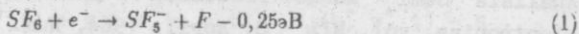
С.И. МАРТЫНЕНКО

Введение

Эксперименты по инжекции в ионосферную плазму активных химических реагентов позволяют эффективно исследовать природные явления в возмущенной среде [1]. Выбросы химических реагентов в ионосферу в зависимости от типа выбрасываемых веществ могут приводить либо к увеличению, либо к уменьшению электронной концентрации N [1,2]. При этом сами выбросы могут производиться как целенаправленно для создания искусственных плазменных образований, так и являться побочными продуктами работы двигателей космических аппаратов в ионосфере (см., напр., [3]), а также процессов разрушения микрометеоритов (см., напр., [4]). Возникающие ионосферные возмущения вызывают изменения комплексной диэлектрической проницаемости ϵ , как следствие, существенно влияют на энергетические и траекторные характеристики распространяющихся в ионосфере радиоволн различных диапазонов. При использовании подавляющего большинства существующих моделей этих физических процессов в радиофизических исследованиях возникают значительные трудности, так как для упомянутых моделей (см., напр., [1]) обычно нет точного решения волнового уравнения. Целью данной работы является развитие радиофизических подходов к моделированию регулярной временной структуры искусственных возмущений (ИВ) вышеуказанной природы с использованием функций Эпштейна и многомасштабного временного разложения, позволяющих упростить исследование распространения радиоволн в возмущенной ионосферной плазме.

Моделирование ИВ с пониженной электронной концентрацией

Имеется два основных механизма образования в ионосфере области с пониженной N (так называемой ионосферной "дыры") за счет выбросов химических реагентов: активизация процессов прилипания электронов к инжектируемым молекулам при выбросах, например, SF_6 , CF_3Br и $Ni(CO)_4$, а также увеличение эффективного коэффициента рекомбинации электронов с образующимися ионами-связками при выбросах H_2 , H_2O , CO_2 и т.п. Для выбросов реагентов типа SF_6 основной реакцией прилипания электронов является [2] (реакция прилипания с образованием ионов SF_6^- неэффективна из-за нестабильности этих ионов):



с константой реакции $k_1 = 2,2 \cdot 10^{-7} \{1 + 0,0016 \exp(4770/T_n)\}^{-1} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Реакция (1) в условиях нижней ионосферы неэффективна вследствие малых значений температур нейтронов T_n . Напротив, в F- и верхней части E-области этот процесс может приводить к образованию заметных ионосферных возмущений типа "дыра" из-за существенного роста с высотой T_n по сравнению с нижней ионосферой. Наиболее распространенной математической моделью, описывающей пространственное распределение регулярных возмущений N под действием выбросов плазмогасящих химических реагентов, является следующая четырехпараметрическая модель (см., напр., [5]):

$$N(z) = N_e(z) \{1 - A/[1 + (R^2/R_0^2)^n]\}, \quad (2)$$

где $N_0(z)$ - высотный профиль фоновой электронной концентрации в области выброса для слоисто неоднородной ионосферы, $R^2 = x^2 + y^2 + (z - z_0)^2$, z_0 - высота выброса (центр области выброса имеет координаты $x = 0, y = 0, z = z_0$), $A = (N_0(z_0) - N(0, 0, z_0))/N_0(z_0)$ - параметр, описывающий относительное уменьшение N в точке $(0, 0, z_0)$, $N(0, 0, z_0)$ - абсолютное значение N в центре области выброса, параметр R_0 характеризует размеры искусственного возмущения (на расстоянии R_0 электронная концентрация увеличивается до половины величины N_0 при $A = 1$), параметр n контролирует резкость края облака. Представление (2) обеспечивает непрерывность градиента N , что позволяет проводить интегрирование вдоль траектории распространения радиосигнала в возмущенной среде независимо от вида слоистой структуры.

Используя подход из работы [6], можно на основании решения уравнений баланса электронов и отрицательных ионов получить зависимость от времени величины $N(0, 0, z_0)$ при $0 \leq t \leq t_N$, R_0^2/D_a (здесь t - текущее время, t_N - характерное время развития возмущений N за счет нарушения ионизационно-рекомбинационного баланса, D_a - коэффициент амбиполярной диффузии):

$$N(0, 0, z_0) = N_0(z_0)\{1 - \nu_{aB}t'_N(1 - \exp(-t/t'_N))\}, \quad (3)$$

$$N^-(0, 0, z_0) = N_0(z_0)\nu_{aB}t'_N(1 - \exp(-t/t'_N)), \quad (4)$$

где $\nu_{aB} = k_1 N_{SF_6}$, N_{SF_6} - концентрация нейтральных молекул SF_6 , $t'_N = (\nu_{dB} + \nu_{aB})^{-1}$, $\nu_{dB} \approx 0,15 \text{ с}^{-1}$ [2]. При записи (3), (4) учтено, что в верхней части Е-области и выше в естественных условиях отрицательные ионы отсутствуют. Для сравнительно мощных выбросов (т.е. $N(0, 0, z_0)/N_0(z_0) \ll 1$) определяющим для временного интервала применимости выражений (3), (4) будет неравенство $t \ll R_0^2/D_a$. При выполнении условия $t_N = t_{N+} \ll R_0^2/D_a$ (t_{N+} - характерное время развития возмущений N^+) на временном интервале $t'_N \ll t \leq t_{N+} = t_N$ можно по аналогии с [6] получить следующую зависимость от времени величины возмущенной концентрации ионов $N^+(0, 0, z_0)$ в центре области выброса (при $t \sim t'_N$ возмущения N^+ не успевают развиться, а при $t_{N+} \gg R_0^2/D_a$ образованию заметных возмущений N^+ препятствуют процессы переноса):

$$N^+(0, 0, z_0) = N_{\infty}^+(0, 0, z_0)\{1 - a_+ \exp(-t/t_N)\}/\{1 + a_+ \exp(-t/t_N)\}, \quad (5)$$

$$a_+ = \{1 - N_o^+(0, 0, z_0)/N_{\infty}^+(0, 0, z_0)\}/\{1 + N(0, 0, z)/N(0, 0, z)\}, \quad (6)$$

$$N_{\infty}^+(0, 0, z_0) = \{q_i(1 + \nu_{aB}/\nu_{dB})\}^{1/2}\{\alpha_r + \alpha_i \nu_{aB}/\nu_{dB}\}^{-1/2}, \quad (7)$$

$$t_N = t_{N+} = \frac{1}{2}(1 + \nu_{aB}/\nu_{dB})^{1/2}\{q_i(\alpha_r + \alpha_i \nu_{aB}/\nu_{dB})\}^{-1/2}, \quad (8)$$

где q_i - скорость ионообразования, α_r и α_i - эффективные коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации, соответственно, индексом "о" обозначены невозмущенные значения N^+ , а индексом "∞" - квазистационарные возмущенные значения N^+ . Из (5)-(8) видно, что при $t \geq t_N$ происходит увеличение $N^+(0, 0, z_0)$ вследствие уменьшения рекомбинационных потерь положительных ионов из-за соответствующего уменьшения $N(0, 0, z_0)$, выражение для которой в данном случае сводится к виду (см. также [6]):

$$N(0, 0, z_0) = N_{\infty}\{1 - a(t) \exp(-t/t_N)\}/\{1 + a(t) \exp(-t/t_N)\}, \quad (9)$$

$$a(t) = \frac{1 - \eta[1 - \nu_{aB}(1 - \exp(-t/t'_N))t'_N]}{1 + \eta[1 - \nu_{aB}(1 - \exp(-t/t'_N))t'_N]}, \quad \eta = \frac{N_o(0, 0, z_0)}{N_{\infty}(0, 0, z_0)}. \quad (10)$$

Для получения коэффициентов отражения и прохождения радиоволн через область ИВ возмущения удобно применять при моделировании возмущения функции Эпштейна, так как для модели (2) нет точного решения волнового уравнения. В этих случаях можно от (2) переходить к модели с использованием квазиплоских переходных слоев [7]:

$$N(z) = N_0(z)\{1 - A[1 - \text{Eps}_0(R, l_0, R_0)]\}, \quad (11)$$

где A и R_0 имеют тот же физический смысл, что и в (2), функция Эпштейна $\text{Eps}_0(R, l_0, R_0)$ определяется выражением

$$\text{Eps}_0(R, l_0, R_0) = \frac{1}{1 + \exp\{(R_0 - R)/l_0\}}, \quad (12)$$

а параметр l_0 , характеризующий градиенты N на границе ИВ, выражается через n и R_0 с помощью соотношения

$$l_0 \approx \frac{R_0}{2} \{1 - (0,368)^{1/n}\} \quad (13)$$

с учетом условия $l_0 \ll R_0$. Тогда функции (2) и (11) можно считать близкими в смысле "равномерного уклонения" [7]. Для характерных размеров L регулярных слоев ионосферы ($L \sim 100$ км для F-слоя и $L \sim 20$ км для E-слоя) обычно имеет место неравенство $l_0 \ll L$. В общем случае R_0 , l_0 и z_0 являются функциями времени. Тогда функции $l_0(t)$ и $R_0(t)$ будут описывать изменения градиентов N на границе возмущения и его размеров, а $z_0(t)$ - смещение центра ИВ по вертикали за счет дрейфов. Зависимости $R_0(t)$ и $l_0(t)$ на стадии развития ИВ типа "дыра" иногда удобно аппроксимировать функциями [7]:

$$R_0(t) = R_{00}\{1 - \exp(-t/t_0)\}, \quad (14)$$

$$l_0(t) = l_{00}\{1 - \exp(-t/t_0)\}, \quad (15)$$

где $t = 0$ соответствует моменту выброса, t_0 - характерное время изменения R_0 и l_0 (в общем случае для R_0 и l_0 могут вводиться различные характерные времена изменения), R_{00} и l_{00} - установившиеся значения R_0 и l_0 . Строго говоря, использование представлений вида (14), (15) справедливо лишь для $t \geq t_H$, где t_H - тот момент времени, начиная с которого можно использовать для исследования распространения радиоволн с частотой f квазиплоскую модель ИВ типа (11) (обычно t_H не превышает десятка секунд). Параметры R_{00} и l_{00} можно определять, например, на основе численного моделирования эффектов в ионосфере при инъекции химических реагентов [7]. Для $z \leq 140 - 150$ км обычно $R_{00}/D_a \geq 10^3 - 10^4$ с, что соответствует характерному времени релаксации возмущения за счет амбиполярной диффузии. Таким образом, можно выделить три стадии эволюции возмущения для вышеуказанного диапазона высот: стадия развития (порядка десятков секунд), квазистационарная стадия (порядка единиц минут) и стадия релаксации (порядка десятков минут).

Численное моделирование изменения N на стадии развития и стабилизации ИВ при выбросе SF_6 проводилось с использованием соотношений (3)-(15). При этом полагалось $z_0 = 140$ км, $N_0(z_0) = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $R_{00} = 10$ км, $n = 4$, $l_{00} \approx 1,1$ км, $t_0 \approx 20$ с, температура электронов $T_e(z_0) \approx 600$ К, температура ионов и нейтралов $T_i = T_n \approx 560$ К, $D_a \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{aB} = 2,44 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{dB} = 0,15 \text{ с}^{-1}$, $q_i \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $\alpha_r \approx 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\alpha_i \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $t'_N \approx 0,39$ с, $t_N \approx 42$ с, что соответствует верхней части E-области. Расчеты показали, что уже в течение первых десяти секунд после выброса в его центре N уменьшается более, чем на порядок.

Аналогичный подход применим и для моделирования возмущений $N(z, t)$, вызываемых выбросами CF_3Br и $Ni(CO)_4$. При этом $\nu_{dB}(Br^-) \approx 0,27 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{dB}(Ni(CO)_3^-) \approx$

$2,0 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\alpha_i(\text{Br}^-) \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\alpha_i(\text{Ni}(\text{CO})_3^-) \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $k_1(\text{CF}_3\text{Br}) \approx 2,8 \cdot 10^{-7} \{1 + 0,6 \exp(998/T_n)\}^{-1} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $k_1(\text{Ni}(\text{CO})_4) \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [2]. В верхней части Е-области и в F-области в дневных условиях для образования "дыры" более эффективны выбросы SF_6 и CF_3Br , чем $\text{Ni}(\text{CO})_4$, из-за сравнительно больших значений $\nu_{dB}(\text{Ni}(\text{CO})_3^-)$. Исключение, по-видимому, составляет только область с $z \leq 100 - 110$ км, где значения $k_1(\text{SF}_6)$ и $k_1(\text{CF}_3\text{Br})$ резко падают из-за уменьшения T_n .

Рассмотрим кратко процессы образования "дыры" при выбросах химических реагентов, приводящих к увеличению эффективного коэффициента рекомбинации электронов (H_2 , H_2O , CO_2 и т.п.). В дневных условиях при $150 - 170 \text{ км} \leq z \leq 90$ км выбросы CO_2 не приводят к заметным возмущениям N , так как в этом случае образование дополнительных ионов O_2^+ [2] не приводит к существенному изменению эффективного коэффициента рекомбинации α_r из-за выполнения условия $N_o^+(O_2^+) \gg N_o^+(O^+)$, где $N_o^+(O_2^+)$ и $N_o^+(O^+)$ - невозмущенные концентрации молекулярных и атомарных ионов кислорода, соответственно. Напротив, в F-области ионосферы $N_o^+(O_2^+) \ll N_o^+(O^+)$ и переход при выбросе CO_2 к условию $N^+(O_2^+) \geq N_o^+(O^+)$ заметно увеличивает α_r и приводит к образованию "дыры" (подробнее см. в [2]). В результате химических реакций при выбросах H_2 и H_2O образуются, в основном, ионы OH^+ , H_2O^+ и H_3O^+ [2] (в D-области может также увеличиваться концентрация положительных ионов-связок), наличие которых приводит к увеличению α_r по сравнению с фоновыми значениями. Тогда для $N(0,0,z_o,t)$ при $t, t_N \ll R_o^2/D_o$ можно записать соотношение вида (5) с заменами $N^+(0,0,z_o) \rightarrow N(0,0,z_o,t)$, $N_o^+(0,0,z_o) \rightarrow N_o(0,0,z_o)$, $a_+ \rightarrow a$, $\nu_{aB} \rightarrow \nu_o$, $\nu_{dB} \rightarrow \nu_d$, где ν_o и ν_d - эффективные частоты прилипания и отлипания электронов, соответственно. При этом $\alpha_r = \alpha_{ro} + \alpha_{rB}$, где α_{ro} - фоновое значение эффективного коэффициента рекомбинации, α_{rB} - возмущение α_r за счет выброса активного химического реагента (для различных типов выбрасываемых веществ можно использовать значения [2] $\alpha_r(\text{OH}^+) = 7,5 \cdot 10^{-8} (300/T_e)^{0,5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\alpha_r(\text{H}_2\text{O}^+) = 6,5 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\alpha_r(\text{H}_3\text{O}^+) = 6,3 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. При отсутствии отрицательных ионов $N_o(0,0,z_o) = (q_i/\alpha_r)^{1/2}$, $t_N = \frac{1}{2}(q_i/\alpha_r)^{-1/2}$. Методика оценки изменения концентрации нейтрального газа при выбросах описана, например, в [8]. Пространственную структуру возмущений N можно, как и ранее, моделировать с помощью соотношений (11)-(15).

Выбросы H_2O в D-области ионосферы ($55 - 60 \text{ км} \leq z \leq 90 \text{ км}$) приводят к уменьшению N практически на всех высотах за счет уменьшения ν_d и соответствующего увеличения отношения концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов, а также роста α_r из-за увеличения концентрации быстрорекомбинирующих гидратных ионов-связок [9]. Этот эффект, в принципе, может быть использован для искусственного уменьшения N в высокоионизированной области D с характерными временами развития "дыры" $\tau \sim 10^2 - 10^3$ с. Однако, как показали оценки [9], для уменьшения N на десятки процентов в области $R < R_o \leq 1$ км необходимо выбрасывать $\sim 10^3$ кг воды.

Моделирование ИВ с повышенной электронной концентрацией

Процессы увеличения N в ионосфере под действием активных химических реагентов рассмотрим на примере выброса бария - одного из наиболее легко ионизируемых солнечным излучением элементов (частота непосредственной фотоионизации из основного состояния $\nu_{ion3} \approx 5,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [1,10]). Будем считать, что основной причиной увеличения N является объемная фотоионизация облака бария (обычно при $z \sim 90 - 170$ км переход от поверхностной к объемной ионизации происходит за время, меньшее 1-2 с после момента выброса [10]). Как показали многочисленные эксперименты [1], генерация ионов Ba^+ происходит в верхней атмосфере двумя путями: за счет быстрой ионизации в начальной фазе с характерным временем $\tau_1 \approx 5$ с ($\nu_{ion1} \approx 0,2 \text{ с}^{-1}$) и за счет более медленного

процесса фотоионизации с $\tau_2 \approx 100$ с ($\nu_{ion2} \approx 0,01\text{с}^{-1}$). Хотя данные механизмы ионизации до конца не выяснены, можно предположить, что образование электронов и ионов связано со ступенчатой фотоионизацией бария в метастабильных состояниях (характерное время заселения метастабильных уровней $\tau \sim 1$ с) [1,10]. Так как для $R_0 \sim (2-10)$ км и $z \leq 140-150$ км имеем $R_0^2/D_a \geq 10^3 - 10^4$ с, то для интервалов времени $t \ll R_0^2/D_a$ можно, как и ранее, не учитывать влияние процессов переноса на величину $N(0,0,z_0)$. Тогда для возмущений концентрации электронов и ионов в районе центра облака при выбросе Ba в Е-области можно записать:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q_{io} + \nu_{ion1} N_{Ba1}(t) + \nu_{ion2} N_{Ba2}(t) - \alpha_r N_E^+ N - \alpha_{Ba} N_{Ba}^+ N, \quad (16)$$

$$\frac{\partial N_{Ba}^+}{\partial t} = \nu_{ion1} N_{Ba1}(t) + \nu_{ion2} N_{Ba2}(t) - \alpha_{Ba} N_{Ba}^+ N, \quad (17)$$

$$\frac{\partial N_E^+}{\partial t} = q_{io} - \alpha_r N_E^+ N, \quad (18)$$

где $N_{Ba1}(t)$ и $N_{Ba2}(t)$ - концентрации возбужденных атомов бария, соответствующие характерным временам ионизации τ_1 и τ_2 , N_E^+ - концентрация основных ионов в Е-области, N_{Ba}^+ - концентрация ионов бария, $\alpha_{Ba} \approx 1 \cdot 10^{-12} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$ - коэффициент рекомбинации ионов бария с электронами. Как и ранее при рассмотрении эволюции "дыры", здесь не рассматриваются процессы ранней стадии разлета частично ионизированного бария в геомагнитном поле для времен $0 \leq t \ll \tau_1$ (подробно этот вопрос обсуждался в [11]), а при постановке задачи начальные концентрации возбужденных атомов бария считаются известными. При скоростях инжектируемой струи бария $U_0 > 7$ км/с возможна ударная ионизация с характерным временем $\tau_y \leq 0,1$ с (см., напр., [12]). Тогда в (16), (17) добавляется член с $\nu_{iony} \geq 10\text{с}^{-1}$, соответствующий этому механизму ионизации.

Для временного масштаба $t_1 = \tau_1$ уравнение (16) принимает вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nu_{ion1} (N_{Ba1}(0) - N + N_0), \quad (19)$$

а его решение с начальным условием $N(0) = N_0$ будет

$$N = N_0 + N_{Ba1}(0) \{1 - \exp(-\nu_{ion1} t)\}. \quad (20)$$

Здесь $N_{Ba1}(0)$ - начальная концентрация возбужденных атомов бария с временем ионизации τ_1 , $N_0 = \sqrt{q_{io}}/\alpha_r$. При этом $N_E^+ \approx N_{E0}^+ = \text{const}$, а $N_{Ba}^+ = N - N_0$. Дальнейшее решение системы (16)-(18) на временном масштабе $t_2 = \tau_2$ в общем случае сводится к решению уравнений типа Риккати. Процедура нахождения решения можно упростить, учтя, что подавляющее большинство выбросов бария проводится в утренние и вечерние часы (для удобства применения фотометрических методов диагностики), а для этих условий в Е-области $(\alpha_r N_E^+)^{-1} \gg (\alpha_r N_{E0}^+)^{-1} \sim 3 \cdot 10^2$ с при достаточно мощных выбросах ($N/N_0 \gg 1$). Тогда с учетом соотношения

$$N_{Ba2}(t) = N_{Ba1}(0) + N_{Ba2}(0) - N + N_0 \quad (21)$$

из (16) для масштаба t_2 с начальным условием $N(0) = N_0 + N_{Ba1}(0)$ получаем:

$$N = N_0 + N_{Ba1}(0) + N_{Ba2}(0) \{1 - \exp(-\nu_{ion2} t)\}. \quad (22)$$

Результат сложения (20) и (22) запишется в виде:

$$N = N_0 + N_{Ba1}(0) \{1 - \exp(-\nu_{ion1} t)\} + N_{Ba2}(0) \{1 - \exp(-\nu_{ion2} t)\}. \quad (23)$$

Очевидно, что $N_{Ba}^+ \approx N - N_0$. Зная $N(t)$, легко записать решение (18) для N_E^+ с начальным условием $N_E^+(0) = N_0$:

$$N_E^+ = \left\{ \int_0^t q_{i0} \exp \left[\int_0^t \alpha_r N(t') dt' \right] dt + N_0 \right\} \exp \left[- \int_0^t \alpha_r N(t) dt \right], \quad (24)$$

где $N(t)$ определяется из (23). В частном случае $(N_\infty - N_0)/N_0 \leq 1$, где $N_\infty = N_0 + N_{Ba}(0)$, $N_{Ba}(0) \approx N_{Ba1}(0) + N_{Ba2}(0)$, решение (18) сводится к простому выражению:

$$N_E^+ \approx N_0 \{ 1 - [1 - \exp(-\alpha_r N_\infty t)] (N_\infty - N_0)/N_\infty \}. \quad (25)$$

На примере (25) ясно видно, что с течением времени развивается хорошо известный эффект уменьшения N_E^+ в бариевом облаке за счет усиления процесса рекомбинации ионов NO^+ , O_2^+ , O^+ из-за роста N . При этом условие квазинейтральности плазмы обеспечивается увеличением концентрации ионов Ba^+ (см., напр., [1]).

Как и ранее, пространственную структуру возмущений N в этом случае можно моделировать с помощью выражений (11)-(15), где зависимость $N(0, 0, z_0, t)$ определяется соотношением (23). Естественно, что модели подобного вида справедливы при $t \ll R_0^2/D_0$. Для больших t уже необходимо учитывать влияние процессов переноса на регулярную структуру ИВ в плазме.

Численное моделирование развития возмущений $N(z, t)$ на начальной стадии при точечном выбросе 100 г бария в переходное время суток в Е-области ($z_0 = 140$ км) проводилось с использованием следующих параметров: отношение массы бария в газовом облаке к его исходному содержанию в генераторе $\xi \approx 10\%$ (модель однородного шара), $N_0(z_0) = 2,3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $R_{00} = 5$ км, $n = 2$, $l_{00} \approx 1,0$ км, $t_0 \approx 20$ с, $\nu_{ion1} = 0,2 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{ion2} = 0,01 \text{ с}^{-1}$, $N_{Ba1}(0) = 0,3 N_{Ba}(0)$, $N_{Ba2}(0) = 0,7 N_{Ba}(0)$, $N_{Ba}(0) = 8,3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Получено, что в течение первых десяти секунд N в центре облака увеличивается на порядок, а в последующем наблюдается медленное (с характерным временем ~ 100 с) возрастание N (за ~ 2 дополнительное увеличение N составляет около 3 раз).

Выбросы бария на высотах D-области также приводят к локальному увеличению N за счет описанных выше механизмов. Однако размеры возникающего ИВ даже для сравнительно мощных выбросов невелики ($R < 1$ км) из-за больших фоновых значений концентрации нейтралов [10], что существенно снижает возможности использования этих ИВ в прикладных целях.

Выводы

Описанные выше модели возмущений N , вызываемых ионосферными выбросами различных типов химических реагентов, позволяют сравнительно просто изучать поведение ИВ на стадиях развития и стабилизации и их влияние на распространение радиоволн (например, получать коэффициенты отражения и прохождения радиоволн в аналитическом виде). Однако они носят предварительный качественный характер из-за недостаточности исходных сведений о происходящих физико-химических процессах [1-3, 8-12]. По той же причине здесь не рассматривались вопросы последующего расслоения и турбулизации ионизированных облаков и "дыр" (см., напр., [1, 13]), а также стимулирующее воздействие инжекции плазмы на развитие возмущений в системе ионосфера-магнитосфера [14]. Отметим только, что экспериментальные результаты из работы [13] свидетельствуют, что в Е- и особенно в F-областях ионосферы, где определяющее влияние на эволюцию флуктуационной составляющей электронной концентрации оказывает плазменная турбулентность, спектр флуктуаций N , по-видимому, можно аппроксимировать функцией

вида $\Phi_N \propto r^{-n}$, где $p = 2\pi/l$, $n \sim 3,5$ в интервале характерных масштабов $1 \text{ м} < l < 10 \text{ м}$ и $n \sim 13$ для $l > 10 \text{ м}$. Этот факт в некоторых случаях позволяет оценивать изменение характеристик распространения радиоволн через искусственное возмущение, находящееся в стадии турбулизации.

Работа выполнена в рамках гранта Миннауки Украины (грант N 2.4/404).

Список литературы: 1. Филлипс Н.Д., Ораевский В.Н., Блаунштейн Н.Ш. и др. Эволюция искусственных плазменных неоднородностей в ионосфере Земли. Кишинев: Штиинца, 1986. - 246 с. 2. Bernhardt P.A. A critical comparison of ionospheric depletion chemicals // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92, No. A5. - P.4617-4628. 3. Mendillo M. Ionospheric holes: A review of theory and recent experiments // Adv. Space Res. - 1988. - V.8, No. 1. - P. (1)51- (1)62. 4. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы / Пер. с англ. - М.: Мир, 1978. - 375 с. 5. Данилкин Н.П., Лукин Д.С., Стасевич В.И. Траекторный синтез ионограмм при наличии искусственных ионосферных неоднородностей // Геомагнетизм и аэронавигация. - 1987. - Т.27, N 2. - С.217-221. 6. Мартыненко С.И. О моделировании возмущений электронной концентрации D-области ионосферы, вызываемых потоками высокоэнергичных частиц // Геомагнетизм и аэронавигация. - 1989. - Т.29, N 1. - С.64-70. 7. Dorokhov V.L., Kostrov L.S., Martynenko S.I. et al. Radiophysical investigation of artificial ionospheric disturbances caused by releases of chemical reagents // Physics in Ukraine. International Conference (Kiev, 1993). Proceedings Contributed Papers. Plasma Physics. - Kiev: Bogolyubov Inst. for Theoretical Physics, 1993. - P.83-85. 8. Брускин Л.Г., Коев М.А., Хазанов Г.В. Переходной режим расширения нейтрального газа на ионосферных высотах // Геомагнетизм и аэронавигация. - 1987. - Т.27, N 5. - С.790-794. 9. Козлов С.И., Смирнова Н.В. О возможности понижения электронной плотности в высокоионизированной области D с помощью искусственной инъекции паров воды // Геомагнетизм и аэронавигация. - 1990. - Т.30, N 3. - С.522-524. 10. Козлов С.И., Стулицкий Е.Л. Процессы замагничивания и стратификации легкоионизируемого облака нейтрального газа, разлетающегося в геомагнитном поле // Космические исследования. - 1990. - Т.28, вып. 4. - С.555-559. 11. Замышляев Б.В., Прияткин С.Н., Стулицкий Е.Л. Ранняя стадия разлета частично ионизированного бария в геомагнитном поле // Космические исследования. - 1993. - Т.31, вып. 2. - С.55-62. 12. Митяков Н.А. Активные воздействия на ионосферу. - Горький: НИРФИ. Препр. N 191, 1985. - 53 с. 13. Албастров В.Л., Благовещенская Н.Ф., Иванов В.П. и др. Исследование искусственных образований в ионосфере радиофизическими методами. 1. Искусственные ионные облака // Космические исследования. - 1993. - Т.31, вып. 2. - С.11-31. 14. Белоцерковский М.Б., Гуревич А.В., Емтшевский А.М. и др. Ионосферные эффекты при инъекции высокоскоростной кумулятивной воздушно-плазменной струи // Космические исследования. - 1993. - Т.31, вып. 2. - С.32-42.

SUMMARY

Spherical plasma "Epstein steps" and the multiple time scaling analysis are used for modelling the regular spatial and temporal structure of artificial ionospheric disturbances caused by the releases of chemical reagents. The given ideas can be employed to describe disturbances of main plasma parameters in the ionosphere.

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ИОНОСФЕРЕ, ВОЗМУЩЕННОЙ ИСТОЧНИКАМИ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ. 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ БАЗА И ПРОЦЕССЫ В ЕСТЕСТВЕННО ВОЗМУЩЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ

К.П. ГАРМАШ, А.М. ГОКОВ, Л.С. КОСТРОВ, В.Т. РОЗУМЕНКО, О.Ф. ТЫРНОВ,
Ю.П. ФЕДОРЕНКО, А.М. ЦЫМБАЛ, Л.Ф. ЧЕРНОГОР

Введение

В настоящее время в физике околоземного космического пространства актуальными являются проблемы взаимодействия различных его областей и космической погоды. В рамках первой из них ведутся исследования процессов как в естественно-, так и в искусственно-возмущенных условиях. Искусственные источники этих возмущений оказываются удобными потому, что удастся дозировать величину энерговыделения, задавать его время и место. При изучении космической погоды уже не довольствуются знанием некоторых средних значений ее параметров. Требуется включение в схему процессов таких событий, как вспышки на Солнце, магнитные бури, прохождение терминатора, молнии, землетрясения и т.п. Как стало известно в последние десятилетия, на состояние околоземной среды также могут влиять искусственные источники со значительным энерговыделением: мощные взрывы, старты и полеты космических аппаратов, мощное радиоизлучение и др. (см., например, [1-5]).

Перечисленные проблемы относятся к фундаментальным. Прикладными задачами могут быть селекция возмущений заданного типа на фоне других процессов, а также использование этих возмущений для управления распространением радиосигналов систем различного назначения. Важными являются медико-биологические аспекты подобных исследований. К актуальным относится, в частности, задача обнаружения реакции околоземного пространства на воздействие предвестников мощных землетрясений (в Украине соответствующий приоритетный проект носит название "Попередження").

Целью данной работы является изложение, сравнение и обобщение результатов экспериментальных исследований процессов в ионосфере, возмущенной источниками естественной природы, а также описание экспериментальной базы для их наблюдения.

Радиофизическая обсерватория - экспериментальная база исследований

В Харьковском государственном университете (ХГУ) в 70-90 гг. проведены комплексные радиофизические исследования глобальных, крупномасштабных и локализованных

возмущений в ионосфере, инициируемых источниками энергосвечения электромагнитной, акустической, сейсмической, химической и другой природы (см., например, [1, 2, 6-16]).

Наши исследования отличаются комплексностью (применяется ряд независимых методов диагностики среды), глобальностью исследуемых процессов (источник возмущения удален на расстояния $R \sim 50 - 10000$ км, протяженность радиотрасс $D \sim 100 - 1000$ км), охватом значительного интервала высот ($z \sim 50 - 1000$ км) и диапазонностью частот используемых сигналов ($f \sim 1$ кГц - 1 ГГц). Основной задачей исследований является поиск общего и различий при генерации первичных возмущений в результате локального энергосвечения, распространении возмущений в глобальных масштабах и возникновении вторичных возмущений в районе пунктов наблюдения.

Для изучения радиофизическими методами возмущений в ионосферной плазме в ХГУ создана научно-техническая база, обладающая высоким уровнем автоматизации и компьютеризации [3, 7, 15, 17-19]. Обычно измерения ведутся в радиофизической обсерватории (РФО) ХГУ (пос. Гайдары, пос. Граково вблизи г. Харькова), а также в других экспериментальных пунктах (рис. 1). Для этого разработаны стационарные и передвижные диапазонные радиотехнические комплексы (табл. 1).

Комплекс метода частичных отражений. Передающая антенная система комплекса состоит из двух разнесенных антенных решеток, одна из которых предназначена для работы в диапазоне частот $f = 1,5 - 6$ МГц, другая - в диапазоне 6 - 15 МГц. Элементарной ячейкой решеток является двойная вертикальная ромбическая антенна. Высота ее подвеса - 20 м. Размеры антенных полей 300×300 и 60×60 м². Расчетный коэффициент усиления для первой решетки $G \approx 40 - 150$, соответственно. Для второй - $G \approx 40 - 20$, соответственно (падение G с ростом f объясняется быстрым ростом мощности, приходящейся на боковые лепестки).

Для приема частично отраженных (ЧО) сигналов используются две ортогональных антенны, каждая из которых представляет собой два ромба, расположенных рядом на одной линии. Конструкция антенного поля позволяет достаточно оперативно изменять соотношение его элементов.

Радиопередающее устройство (РПДУ) комплекса представляет собой двухканальный широкополосный усилитель мощности с общим для обоих каналов модулятором. Модулятор обеспечивает формирование радиоимпульсов из непрерывного сигнала, поступающего с выхода задающего генератора. В качестве задающего генератора несущей частоты в стационарном комплексе использован синтезатор частоты Ч6-31. Импульсная мощность радиопередающего устройства - 150 кВт, длительность импульса 25 - 100 мкс, частота их повторения 1 - 100 Гц.

Радиоприемное устройство (РПРУ) стационарного комплекса, собранное на базе модернизированного штатного связного приемника, включает в себя широкополосную (1 -

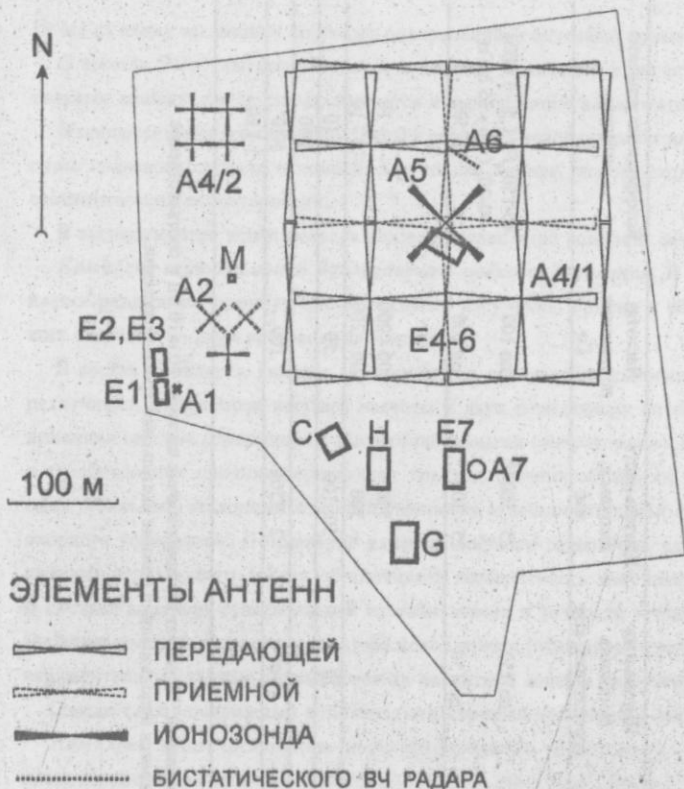


Рис. 1: Схема радиофизической обсерватории с расположением комплексов и антенных полей: E1 и A1 - расположение приемников и антенн для приема сигналов спутников "Цикада-М"; E2 и A2 - расположение оборудования и антенн установки доплеровского зондирования; E3 и M - расположение оборудования и сенсоров трехкомпонентного магнитометра соответственно; E4 и A4 - расположение оборудования и антенн комплекса для исследования нижней ионосферы (A4/1 - антенна для $f = 1,5 - 4,5$ МГц и A4/2 - для $f = 4,5 - 15$ МГц), которое включает метод пространственно-разнесенного приема ЧО сигналов; E5 и A5 - то же для ионозонда; E6 и A6 - то же для передатчика и антенной решетки $15 \times 30 \text{ м}^2$ двухпозиционного ВЧ радиолокатора для диагностики искусственной ионосферной турбулентности, возникающей при нагреве ионосферы вблизи Нижнего Повгорода (Россия); E7 и A7 - то же для радиолокатора некогерентного рассеяния; H - общежитие; C - столовая; G - гараж.

Таблица 1. Характеристики радиотехнических комплексов ХГУ для исследования ионосферы

Параметры установок	Диапазон рабочих частот, МГц	Импульсная мощность передатчика, кВт	Длительность импульса, мкс	Частота повторения, Гц	Коэффициент усиления антенны
Комплексы частичных отражений:					
стационарный	1,5 - 6 *	до 150	25 - 300**	до 100	40-150, $f = 1,5 - 6$ МГц
передвижный	1,5 - 6 *	до 150	25 - 300**	до 100	40-20, $f = 6 - 15$ МГц до 50
Комплексы доплеровского зондирования:					
стационарный	1 - 24	1	500	100 - 200	~ 1 - 10
передвижный	3 - 24	1	500	100 - 200	~ 1 - 10
Ионозонд	1 - 20	20	50; 100	50	~ 10
Комплекс ОВЧ зондирования	150 - 160	-	-	-	800
Комплекс УВЧ зондирования	1800 - 2000	$3 \cdot 10^3$	2 - 2500	100	$5 \cdot 10^4$
Комплекс спутникового радиопросвечивания	150; 400	-	-	-	1 - 10

* Примечание: стационарный и передвижный комплексы ЧО имеют верхние рабочие частоты 30 и 10 МГц соответственно.

** Длительность импульса 100-300 мкс предполагается использовать в режиме импульсной кросс-модуляции.

10 МГц) схему выделения круговых поляризаций и антенный коммутатор.

С выхода РПРУ сигнал поступает в систему обработки и регистрации экспериментальных данных, где он оцифровывается и записывается на магнитный носитель.

В процессе зондирования ионосферы в реальных условиях регистрируется аддитивная смесь полезного сигнала и помехи, или только помеха, что необходимо для оценки их статистических характеристик.

В экспериментах использовался также передвижной комплекс метода.

Комплекс вертикального доплеровского радиозондирования. В стационарном комплексе реализован принцип одновременного излучения, приема и обработки зондирующих сигналов на двух когерентных частотах.

В состав комплекса входит: двухканальная передающая система (состоящая из передатчиков, генераторов несущей частоты и двух передающих антенн), двухканальная приемная система (приемники с высокостабильными генераторами), система управления и стробирования приемно-передающих трактов, система обработки и регистрации, высокостабильный эталонный опорный генератор и вспомогательная система калибровки опорного генератора. Применение единого опорного генератора для всех генераторов приемно-передающего тракта обеспечивает когерентность излучаемых радиосигналов. В системе контроля относительной нестабильности и точности установки номинального значения частоты опорного генератора используется рубидиевый стандарт частоты. Экспериментальные данные сохраняются на магнитной ленте в цифровом виде.

Создан также подвижный комплекс, аналогичный описанному выше.

Комплекс многочастотного радиозондирования. Программно - аппаратный комплекс построен на базе РПРУ Р-399А, Р-391В2, Р-260, РПДУ "Бриг-2" и ПЭВМ. В состав комплекса входят также блоки сопряжения и система синхронизации.

Источниками сигналов для режима наклонного доплеровского зондирования являются станции системы радиовещания, навигации и службы точного времени. Набор этих станций и их географическое положение позволяют проводить наблюдения для различных ориентаций трасс распространения радиоволн относительно источников возмущений.

Ионозонд. До последнего времени для общего контроля ионосферы использовалась аналоговая автоматическая ионосферная станция, обеспечивающая получение ионограмм в диапазоне частот 1-20 МГц. Ионограммы регистрировались на фотопленку с периодичностью один раз в 15 мин. Перестройка ионозонда по частоте и соответствующая развертка электронно-лучевой трубки осуществлялись путем механического вращения прецизионного потенциометра и конденсатора электродвигателем. Приемная система ионозонда модернизирована с целью замены механической системы перестройки частоты на электронную, а также оцифровки сигнала с выхода приемника для получения ионограмм в электронном виде. Управление ионозондом и сохранение цифровых ионограмм

осуществляется с помощью ПЭВМ типа IBM AT.

Комплекс панорамных измерений шумового радиоизлучения ионосферы. Анализ в заданном диапазоне электромагнитного поля, являющегося суперпозицией излучения передатчиков различного назначения и шумоподобных сигналов, генерируемых естественными источниками, может быть использован как один из методов диагностики возмущений в околослойной плазме. Для этой цели возможно использование описанного выше программно - аппаратного комплекса. Для его работы в таком режиме используется специальная программа управления, которая реализует следующий алгоритм работы [7, 19]. Предполагается, что в заданной полосе частот присутствуют мощные узкополосные по отношению к полосе анализа сигналы (вещательные, связанные станции и др.) и широкополосный шумоподобный фон (удаленные источники искусственного и естественного радиоизлучения). Общая полоса анализа разбивается на некоторое подмножество более узких полос, в каждой из которых производится оценка уровня мощности электромагнитного поля. Полученный массив данных используется для построения гистограммы распределения уровня мощности электромагнитного поля. Обработка гистограмм позволяет разделить широкополосный шумоподобный сигнал и узкополосные мощные компоненты в полосе наблюдения.

Комплекс мощного радиоизлучения. Комплекс создан на базе РПДУ "Бриг-2" и разработанного мощного двухканального оконечного каскада. Указанный передатчик используется для возбуждения выходного каскада, собранного на генераторных тетродах ГУ-53Б, обладающих хорошей линейностью и большим коэффициентом усиления по мощности. На выходе оконечного усилителя установлен блок мощных высокочастотных трансформаторов, выполненный на ферритовых кольцах и предназначенный для согласования выходного каскада с антенно-фидерным трактом при излучаемой непрерывной мощности $P \approx 50$ кВт. Наличие двух каналов позволяет при работе на ортогональные антенны излучать радиоволны с круговой поляризацией. Достоинством такой схемы построения оконечного каскада является его широкополосность. Принципиальной особенностью РПУ "Бриг-2" являются нечувствительность к характеристикам нагрузки, а также возможность дистанционного управления основными его параметрами. Это позволило автоматизировать управление режимом излучения комплекса.

Основные параметры нагревного стенда следующие: $P \approx 70$ кВт, $G \approx 10-100$ для $f \approx 1,5-6$ МГц соответственно.

Комплекс ОБЧ зондирования. Программно - аппаратный комплекс предназначен для приема спорадического радиоизлучения в диапазоне частот $f \approx 150-160$ МГц (пассивный режим) и исследования ионосферы и атмосферы методами некогерентного и когерентного рассеяния (активный режим). При работе комплекса в активном режиме принимаются сигналы, излучаемые установкой некогерентного рассеяния ХГПУ ($P \approx 2$ МВт, $f = 150 - 160$ МГц, $\tau = 100 - 200$ мкс; $F = 100$ Гц, $G \approx 10^4$). Разнос между передающим

и приемными пунктами составляет 20 км. Антенная система представляет собой синфазную антенную решетку, собранную из элементов типа "вертикальный ромб", $G \approx 800$. В комплексе используется высокочувствительное РПРУ с $P_{\min} = 4 \cdot 10^{-16}$ Вт. Система обработки и регистрации выполнена на базе ЭВМ и позволяет проводить статистический анализ данных, накапливать и выводить их на внешние устройства в цифровом и аналоговом виде. Комплекс в основном работал в пассивном режиме, когда осуществлялись прием и обработка ионосферных радиосигналов.

Комплекс УВЧ зондирования. Многоцелевой программно-аппаратный комплекс ультравысокочастотного (УВЧ) диапазона радиоволн ($f \approx 1800-2000$ МГц) предназначен для исследования ионосферы методами некогерентного рассеяния, когерентного рассеяния, а также, в пассивном режиме путем приема и анализа спорадического радиоизлучения ионосферы.

Передающая система комплекса состоит из двух РПДУ с общим задающим генератором (возможна работа каждого передатчика автономно). Она позволяет генерировать импульсы со средней мощностью $P \approx 60$ кВт, $\tau \approx 2 - 2500$ мкс. Чувствительность РПРУ $P_{\min} \approx 10^{-14}$ Вт, коэффициент усиления усилителя радиочастоты (УРЧ) около 60 дБ, ширина полосы пропускания УРЧ и УПЧ-1 $\Delta f \approx 10$ МГц. Антенная система комплекса состоит из полноповоротной параболической антенны с диаметром зеркала 15 м, ширина диаграммы направленности 36×40 угловых минут, $G \approx 5 \cdot 10^4$. Вычислительная часть комплекса включает ПЭВМ "ДВК-3". Программное обеспечение комплекса состоит из программ управления и контроля состояния комплекса, предварительной обработки данных, каталогизации накапливаемой информации и статистической обработки, а также тестового обеспечения.

Из-за отсутствия финансирования работы на этом комплексе приостановлены.

Комплекс для приема сигналов спутниковых радиомаяков. В методе радиопросвечивания используют высокочастотные сигналы навигационных ИСЗ "Цикада" (Россия) и "Транзит" (США) с частотами $f_1 \approx 150$ МГц и $f_2 \approx 400$ МГц.

В систему "Цикада" входят ИСЗ серии "Космос" с круговыми орбитами (высота $z \approx 1000$ км), периодом обращения около 105 минут и углом наклона орбиты относительно экватора $i \approx 83^\circ$. В системе "Транзит" спутники расположены на почти круговых полярных орбитах ($z \approx 1000$ км). Время нахождения спутников этих систем в зоне радиовидимости наземного пункта составляет до 18 мин. Наличие большого количества спутников в низкоорбитальных навигационных системах "Цикада" и "Транзит" (в целом более 15) обеспечивает продолжительность регистраций радиосигналов этих ИСЗ (свыше 50 пролетов в средних широтах и еще больше в полярных районах), которая достаточна для организации системы дистанционного мониторинга состояния ионосферы над районами в радиусе $R \approx 1000$ км от пункта наблюдения.

В состав аппаратуры входят: антенно-фидерное устройство, опорный генератор, при-

емник, вычислительное устройство, устройство ввода-вывода, преобразования и отображения информации, блок питания.

Для регистрации ионосферных возмущений нами используется после соответствующей переделки приемное устройство "Шхуна", предназначенное для определения координат объектов по радиосигналам низкоорбитных ИСЗ навигационной системы "Цикада". Совместное использование радиосигналов ИСЗ систем "Цикада" и "Транзит" значительно увеличивает объем получаемой информации. Для этого нами разработана схема приемного устройства на базе штатной аппаратуры "СЧ-1". В штатном режиме осуществляется независимое измерение полных доплеровских частот на частотах 150 МГц и 400 МГц, и определение ионосферной составляющей f_{di} может осуществляться с погрешностью 0,2 Гц, что явно недостаточно для исследований ионосферы. Поэтому предусмотрено аппаратное выделение f_{di} в результате соответствующего преобразования сигналов. При работе по ИСЗ "Транзит" в приемных каналах осуществляется дополнительное преобразование сигналов, после чего они подаются в смеситель, где все составляющие полного доплеровского смещения частоты за исключением составляющей, пропорциональной $1/f$, уничтожаются. С выхода смесителя сигнал, содержащий информацию о приведенной доплеровской частоте f_{di} , поступает в ЭВМ, где обрабатываются. Погрешность измерения информационного параметра $f_{di} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Гц со дискретизацией по времени 2 с.

Магнитометры. На базе малосерийного магнитометра ИМ-II (ИФЗ РАН) введен в строй автоматизированный комплекс для измерения амплитуд флуктуаций геомагнитного поля (ГМП), расположенный в РФО (пос. Граково) и имеющий разрешение 1 - 60 пТл в диапазоне частот 1 - 0,001 Гц. Для автоматизации измерений разработан и изготовлен специализированный контроллер на базе однокристалльной микро - ЭВМ КР1816ВЕ35, объем оперативной памяти которой был расширен до 1 Мбайт. Блок питания обеспечивает штатное и аварийное (от аккумулятора при отключении напряжения сети продолжительностью до 3-х часов в сутки) питание контроллера и магнитометра. Комплекс позволяет проводить измерения в автономном режиме продолжительностью до 3-х суток при среднем потоке данных 32 бод, после чего необходимо произвести фоновую пересылку накопленной информации во внешнюю ПЭВМ и ее сохранение на магнитном носителе. Последующая обработка включает в себя полосовую фильтрацию цифровыми КИХ-фильтрами либо цифровую спектральную обработку с помощью классических и авторегрессионных алгоритмов, а также пересчет амплитуд флуктуаций ГМП с учетом динамической и амплитудно-частотной характеристик магнитометра.

Кроме этого, в РФО (пос. Гайдары) расположен трехкомпонентный магнитометр, чувствительность которого примерно на порядок ниже.

Источники возмущений околоземной среды

Околоземная среда представляет собой открытую систему. "Сверху" в нее поступает энергия от Солнца, а также из дальнего космоса, "снизу" - из литосферы. В зависимости от носителя энергии, последняя эффективно диссипирует в атмосфере, ионосфере или магнитосфере.

По своей природе источники будем делить на естественные и искусственные (антропогенные). Некоторые из них перечислены в табл. 2 и табл. 3. Важно, что энергетика антропогенных источников и естественных процессов сопоставима. Это означает, в частности, что состояние космической погоды уже становится зависимым от энерговыделения антропогенного происхождения. Роль последнего, однако, изучена недостаточно.

Процессы в естественно-возмущенной ионосфере

Солнечные вспышки [9, 11, 20, 21]. Влияние солнечных вспышек на D-область ионосферы и характеристики ЧО сигналов исследованы нами на примере внезапных ионосферных возмущений (ВИВ). Проанализированы изменения $A_{\text{ш},x}(z, t)$ и $A_{(c+\text{ш})o,x}(z, t)$ (а также их статистических характеристик) и параметров D-области во время 8 ВИВ (отдельно рассматривались 4 события ВИВ длительностью $\tau < 30$ мин и $\tau > 30$ мин). Анализ $A_{\text{ш},x}(z, t)$ и $A_{(c+\text{ш})o,x}(z, t)$ показал, что во время коротких ВИВ и примерно в течение 10-20 мин после него наблюдаются квазипериодические затухающие изменения $A_{\text{ш},x}(z, t)$ и $A_{(c+\text{ш})o,x}(z, t)$. Получено, что во время ВИВ в D-области генерируются или усиливаются волновые возмущения с периодами $T < 5$ мин, которые затухают в течение примерно 20-25 мин. При $\tau < 30$ мин волновые возмущения выражены меньше или не отмечаются вообще. Возможной причиной такого поведения ЧО сигналов может быть генерация или усиление акустико-гравитационных волн (АГВ) в результате резкого усиления интенсивности рентгеновского излучения Солнца во время ВИВ.

В наших измерениях отмечено заметное (в 1,5-4 раза) увеличение N на $z = 70-85$ км во время ВИВ. Профили $N(z)$, вычисленные за каждые последующие 3-4 мин во время ВИВ, отличались как по форме, так и по значениям N (на фиксированных высотах); после события значения N в D-области, в основном, восстанавливались в течение нескольких минут примерно к тем же величинам, что и до ВИВ.

Магнитные бури [9, 20, 22, 23]. Измерения методом ЧО выполнены во время 8 магнитных бурь (МБ). Характерным для всех измерений оказалось наличие интенсивных ЧО сигналов от области высот $z = 45-70$ км, превышающих уровень шумов в 5-15 раз. Электронная концентрация на этих высотах возрастала до значений $(2-8) \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$. На рис. 2 приведен пример изменений ионизации в нижней части D-области ионосферы во время двух МБ (измерения выполнены при зенитном угле Солнца $\chi = 77^\circ, 50^\circ$, крайе 1,2). Дополнительная ионизация при $z < 65$ км во время МБ, по-видимому, вызвана выпадением заряженных частиц, а вариации $N(z)$ - изменениями их интенсивности и спектра.

Таблица 2. Параметры естественных процессов

Источники	Энергия, Дж	Мощность, Вт	Продолжительность воздействия, с	Примечание
Оптическое излучение Солнца	10^{23}	10^{13}	10^3	В течение суток у орбиты Земли
Спокойный солнечный ветер	10^{17}	10^{12}	10^3	То же
Вспышка на Солнце	10^{16}	$10^{13} - 10^{14}$	$10^2 - 10^3$	У орбиты Земли
Магнитосферная суббуря	10^{13}	10^{11}	10^4	
Глобальные ветры:				В течение суток
D-область	$10^{17} - 10^{18}$	$10^{12} - 10^{13}$	10^5	
E-область	$10^{15} - 10^{16}$	$10^{10} - 10^{11}$	10^5	
F-область	$10^{14} - 10^{15}$	$10^9 - 10^{10}$	10^5	
Терминатор:				
D-область	$10^{13} - 10^{16}$	$10^{13} - 10^{14}$	10^2	
E-область	$10^{13} - 10^{14}$	$10^{11} - 10^{12}$	10^2	
F-область	$10^{13} - 10^{14}$	$10^{10} - 10^{11}$	10^3	
Высыпание частиц:				Средние (высокие) широты
D-область	$10^{10} (10^{13})$	$10^7 (10^{10})$	10^3	
E-область	$10^8 (10^{11})$	$10^5 (10^8)$	10^3	
F-область	$10^7 (10^{10})$	$10^4 (10^7)$	10^3	
Тунгусский феномен	10^{16}	$10^{15} - 10^{16}$	1 - 10	
Молния	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{10} - 10^{12}$	1	
Циклон	$10^{19} - 10^{21}$	$2 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^5$	В течение 5 суток
Ураган	$10^{18} - 10^{20}$	$10^{13} - 10^{15}$	10^5	В течение суток
Торнадо	$10^{11} - 10^{13}$	$10^8 - 10^{10}$	10^3	
Вулкан	$10^{20} - 10^{21}$	$10^{15} - 10^{19}$	$10^2 - 10^5$	
Землетрясение	$10^{19} - 10^{21}$	$10^{17} - 10^{18}$	$10^2 - 10^3$	
Цунами	$10^{18} - 10^{20}$	$10^{16} - 10^{19}$	$10 - 10^2$	

Таблица 3. Параметры антропогенных источников

Источники	Энергия, Дж	Мощность, Вт	Продолжительность воздействия, с	Примечание
Ядерный взрыв	$4 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{22}$	10^{-7}	Эквивалент 1 Мт ТНТ
Промышленный взрыв	$10^{11} - 10^{12}$	$10^{14} - 10^{15}$	10^{-3}	Масса заряда 25 - 250 т ТНТ
Авария на АЭС	10^{18}	$10^{13} - 10^{14}$	$10^4 - 10^5$	Масса топлива 100 т
Взрыв крупной ракеты	$10^{11} - 10^{13}$	$10^{12} - 10^{14}$	0,1 - 10	Масса топлива 1000 т
Стартующая крупная ракета	$10^{12} - 10^{14}$	$10^{10} - 10^{11}$	$10^2 - 10^3$	То же
Включение корректирующего двигателя в космосе	$10^7 - 10^9$	$10^7 - 10^8$	1 - 10	
Падение крупного космического аппарата	$10^{12} - 10^{13}$	$10^9 - 10^{11}$	$10^2 - 10^3$	Масса 100 т
ЛЭП	$10^{14} - 10^{13}$	$10^9 - 10^{10}$	10^5	В течение суток
Излучение радиосистем	$10^{12} - 10^{13}$	$10^7 - 10^8$	10^5	То же
Мегестрон	$10^{11} - 10^{13}$	$10^8 - 10^{10}$	$10^3 - 10^5$	Предназначен для управления метеоусловиями
Электростанция	$10^{14} - 10^{13}$	$10^9 - 10^{10}$	10^3	В течение суток
Инжектор: плазмы	$10^7 - 10^8$	$10^{10} - 10^{11}$	10^{-3}	Масса 100 кг
электронов	10^5	10^{11}	10^{-6}	Ток 10^4 А, энергия частиц 10^2 кэВ
протонов	10^7	10^{13}	10^{-6}	Ток 10^4 А, энергия частиц 10 МэВ

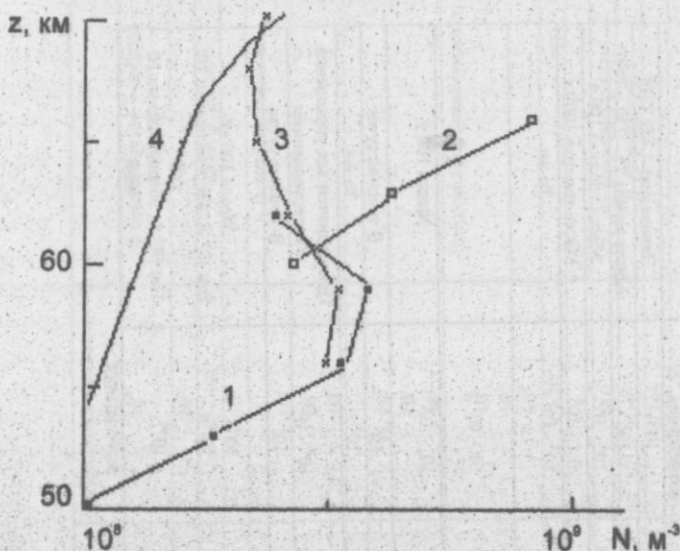


Рис. 2: Высотные профили $N(z)$ в D-области ионосферы во время МБ: профили получены: 1 - 13.12.1985 г., 2 - 18.12.1985 г.; кривая 3 получена во время выпадения протонов 15.06.1983 г. после МБ, кривая 4 - модельный (невозмущенный) профиль.

Сравнивая экспериментальные $N(z)$ с характерными для данного сезона невозмущенными профилями, оценим дополнительную скорость ионообразования $q_i \approx (1 - 4) \cdot 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ для $z = 50-65 \text{ км}$. Полагая, что на этих высотах основной вклад в $N(z)$ вносит ионизация выпадающими протонами с энергиями $E \approx 15-50 \text{ МэВ}$, плотность потока выпадающих частиц во время МБ приблизительно $(5 - 12) \cdot 10^2 \text{ м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

После магнитных бурь в течение примерно 5-10 сут с высот $z \approx 55-65 \text{ км}$ регистрировались ЧО сигналы, также превышающие уровень радиопомех в несколько раз. Замечено, что такие события хорошо коррелируют с выпадением заряженных частиц из магнитосферы. На рис. 2 приведен экспериментальный $N(z)$ -профиль (кривая 3), полученный методом ЧО в районе г. Харькова 15.06.1983 г. ($f = 2,6 \text{ МГц}$, $\chi = 48^\circ$; в этот период времени, по данным ИСЗ "Метеор", зарегистрирован поток протонов с $7,7 \cdot 10^5 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и энергиями $E \approx 15 \text{ МэВ}$) после МБ.

Исследованы изменения ионизации в дневной D-области ионосферы во время МБ на $z > 75 \text{ км}$. Установлено, что в период МБ на $z = 78-90 \text{ км}$ значения N в 1,5-6 раз больше, чем до МБ.

Таблица 4. Параметры квазипериодических возмущений, вызываемых терминатором в D-области ионосферы

Время года	Утро		Вечер	
	T , мин	ΔT , мин	T , мин	ΔT , мин
Зима	3-5	20-25	7-15	35-50
Весна	4-6	25	2-3	15
Лето	2-3	10-15	15-20	80-120
	6-10	60		
Осень	3-5	20-25	4-7	40

Терминатор [9, 24, 25]. В этих работах на основе данных, полученных методом ЧО в 1983-1992 гг., проанализированы изменения характеристик ЧО сигналов и шумов на частотах $f = 2-4$ МГц, а также параметров D-области ионосферы во время прохождения солнечного терминатора. Длительность сеансов регистраций в восходно-заходные периоды составляла $\sim 2-8$ часов. Кроме того, проведено несколько круглосуточных сеансов наблюдений в различные сезоны года. Общее число сеансов составило ~ 100 , примерно равномерно распределенных по сезонам.

В утренние часы при прохождении солнечного терминатора примерно в 40-50% случаев наблюдались ЧО сигналы. Они появляются, как правило, в течение 10-30 минут, затем исчезают и регистрируются вновь с тех же высот через 1,5-2,5 часа (летом обычно примерно на час раньше, чем зимой). В 70-75% случаев $A_{\text{ш},\text{x}}(z, t)$ и $A_{(\text{с}+\text{ш})\text{o},\text{x}}(z, t)$ на фиксированных высотах имеют квазипериодический характер; нижняя граница наблюдаемых ЧО сигналов опускается по высоте на $\sim 5-7$ км, высотный диапазон, в котором возникают эти сигналы, обычно $\sim 10-15$ км (редко больше 15 км). ЧО сигналы на фиксированных высотах обнаруживались с задержкой от единиц до десятков минут относительно времени прохождения утреннего терминатора. Существенных различий в поведении ЧО сигналов в различные сезоны года не замечено.

В вечерние часы перестройка в D-области начинается за $\sim 1-1,5$ часа до прохождения терминатора. Интенсивность ЧО сигналов уменьшается и после захода Солнца в течение 30-60 минут нижняя граница существования ЧО сигналов поднимается на $\sim 10-15$ км, рассеивающая область постепенно сужается до 10-15 км (верхняя граница поднимается на 8-12 км, а $A_{\text{ш},\text{x}}(z, t)$ и $A_{(\text{с}+\text{ш})\text{o},\text{x}}(z, t)$ на фиксированных высотах имеют, как и утром, квазипериодический характер. Оказалось, что терминатор генерирует (усиливает) или подавляет квазипериодические возмущения в D-области. Спектрально-временной анализ позволил оценить периоды T и длительности ΔT таких возмущений (табл. 4). Видно, что в D-области ионосферы $T \approx 2 - 40$ мин; наиболее вероятное значение $T \approx 4-15$ мин.

Воздействие терминатора на E- и F-области изучалось при помощи доплеровского зондирования (ионозондовый метод оказался малочувствительным). Измерения показали,

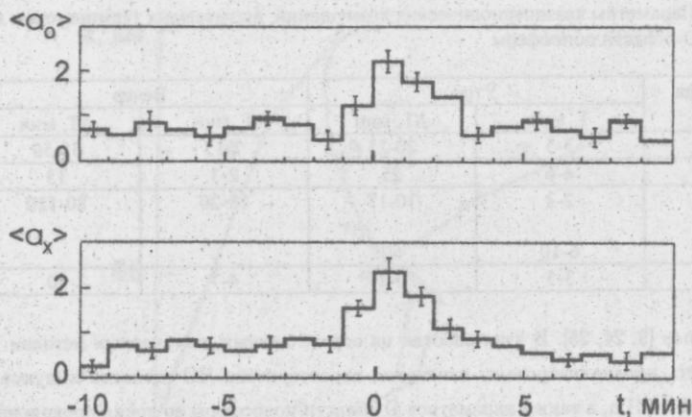


Рис. 3: Временные зависимости интенсивности радишума, нормированные на среднее значение за сеанс в 20 минут во время землетрясений (моменту землетрясений соответствует нулевая метка времени), полученные методом наложения эпох.

что на высотах $\sim 100-300$ км также генерируются (усиливаются) либо, напротив, подавляются квазипериодические возмущения. Величина периода $\sim 5-15$ и $\sim 10-30$ мин и более для Е- и F- областей соответственно; $\Delta T \sim 1-2$ час; величина $\Delta N/N_0 \sim 1-5\%$.

Такие квазипериодические возмущения во всех областях ионосферы обусловлены генерацией АГВ.

Землетрясения [4, 7, 26-29, 55]. Рассмотрим экспериментальные результаты, полученные при землетрясениях с энергией $E \approx 10^{12} - 10^{16}$ Дж. На рис. 3 изображены временные зависимости интенсивности радишума, нормированные на свое среднее значение за сеанс в 20 мин. Моменту землетрясений соответствует нулевое значение на оси времени. При их построении использован метод наложения эпох, число реализаций составило 115 (82 землетрясения на суше, остальные - под водой). Видно, что в момент землетрясения (примерно за 1 мин до и 2-4 мин после него) имеет место увеличение $\langle \alpha_{o,x}(t) \rangle$. Длительность фронтов при возрастании сигнала составляет $\sim 10-30$ с.

В табл. 5 приведены данные об изменениях интенсивности радишумов в диапазоне частот 2-4 МГц во время удаленных мощных землетрясений. Наличие "всплеска" (увеличения) $\langle \alpha_{o,x}(t) \rangle$ в момент землетрясения отмечено знаком "+", отсутствие - знаком "-". Видно, что в общем случае (когда учитывались регистрации $A_{шo,x}(z,t)$ и $A_{(с+ш)o,x}(z,t)$; полученные при землетрясениях на суше и под водой) реакция отмечается немногим бо-

Таблица 5. Реакция радишума в диапазоне 2-4 МГц на удаленные сильные землетрясения для различной глубины очага h и удалений R

Событие		Общее число	На суше	Под водой
"Да"	+	58	49	9
"Нет"	-	57	33	24
$h > 50$ км	+	8	4	4
	-	16	9	7
$h < 50$ км	+	50	45	5
	-	41	24	17
$h < 10$ км	+	18	17	1
	-	15	7	8
$R < 1000 - 3000$ км				
$h > 50$ км	+	1	-	1
	-	1	1	-
$h < 50$ км	+	10	10	-
	-	3	3	-
$R > 3000$ км				
$h > 50$ км	+	7	4	3
	-	14	7	7
$h < 50$ км	+	39	36	3
	-	40	21	19

лее, чем в 50% случаев. При землетрясениях на суше и под водой частота появления "всплеска" в $A_{(c+m)o,x}(z, t)$ составляет $\sim 60\%$ и 27% случаев, соответственно.

На основании анализа банка данных об $A_{шo,x}(z, t)$ и $A_{(c+m)o,x}(z, t)$, полученных во время землетрясений и в контрольные дни (когда сильные землетрясения отсутствовали), установлено, что при землетрясениях с энергией $E < 10^{11}$ Дж указанный эффект не удастся зарегистрировать. С частотой $\omega \approx 65-70\%$ квазипериодические изменения $A_{шo,x}(z, t)$ и $A_{(c+m)o,x}(z, t)$ наблюдались при землетрясениях с $E > 10^{12}$ Дж на суше, при землетрясениях под водой - с $\omega \approx 40\%$.

На рис. 4 приведены гистограммы распределения кажущихся скоростей v передачи возмущений, полученные для землетрясений на суше (кривая 1) и под водой (кривая 2). Общее число возмущений составило 168. Анализ приведенных зависимостей показывает, что чаще регистрировались возмущения с $v \sim 0,3$ и 3 км/с, что соответствует скоростям АГВ и сейсмических волн.

В табл. 6 приведены основные параметры возмущений (кажущиеся скорости распространения, длительности и периоды возмущений), полученные по данным об $A_{шo,x}(z, t)$ и $A_{(c+m)o,x}(z, t)$ и их спектральному анализу.

О влиянии мощных землетрясений на D-область ионосферы свидетельствует также, например, наблюдение выполненное 06.03.1986 г. [4]. После землетрясения интенсивно-

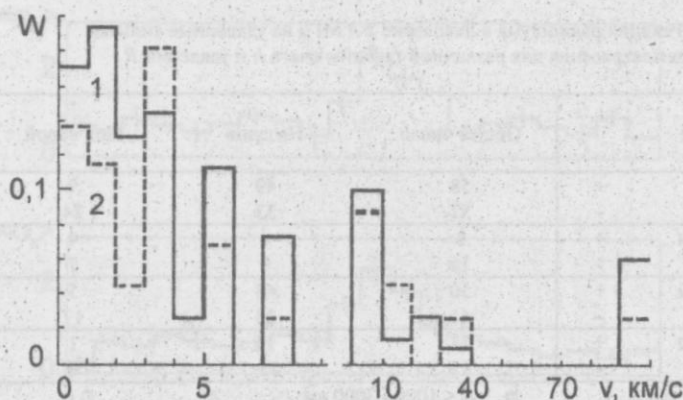


Рис. 4: Гистограммы скоростей возмущений, полученные методом частичных отражений после землетрясений с магнитудой $M > 5$.

стью 7 баллов в Каспийском море на трассе Великобритания - Харьков вариации фазы сигнала на частоте 16 кГц составили -0,6 рад, амплитуда сигнала при этом увеличилась до 2 раз; $v \approx 0,3-0,4$ км/с. На частоте $f = 60$ кГц (Великобритания - Харьков) для этого же землетрясения сначала фаза уменьшилась на 0,3 рад (запаздывание $\Delta t \approx 1-1,5$ час, $v \approx 0,4-0,3$ км/с, $\Delta T \approx 1,5$ час), а затем увеличилась на 0,5-0,6 рад ($\Delta t \approx 2$ час, $v \approx 0,2$ км/с, $\Delta T \approx 2,5$ час). Скорее всего наблюдается волновой процесс с $v \approx 0,3-0,4$ км/с.

Влияние землетрясений на E и F области ионосферы проанализируем на примере Спитакского землетрясения 7.12.1988 г. с магнитудой 6,8 [18]. Наблюдение за реакцией ионосферы осуществлялось на ионосферной станции, удаленной от эпицентра на север примерно на 1700 км. Разрешение по времени составляло 15 мин. Сравним временные зависимости f_0F2 и f_{min} для 6.12.1988 г. - 9.12.1988 г. Геофизическая обстановка была примерно одинаковой, в частности, индекс $A_p \approx 4-6$. В дневное время 8-9.12.1988 г. (фоновые дни) f_{min} составляла 1,5-2 МГц. В этот же период за день до землетрясения в течение 6 часов $f_{min} \approx 4$ МГц. В день землетрясения $f_{min} \approx 3$ МГц в течение всего двух часов (за час до в течение часа после события). За пределами этого интервала $f_{min} \approx 1,5-2$ МГц.

Частота f_0F2 в дневное время 6.12.1988 г. и 7.12.1988 г. достигала 12 МГц, а 8.12.1988 г. и 9.12.1988 г. - 10-11 МГц. Так, 7.12.1988 г. через $\Delta t \approx 1,5$ часа после землетрясения f_0F2 стала на 1 МГц больше, чем в то же время 6.12.1988 г. Такое увеличение продолжалось в течение $\Delta T \approx 1$ часа. Вычисленные профили N показали, что в дневное время 07.12.1988 г. вариации уровней постоянной концентрации достигали 100 км с ха-

Таблица 6. Основные параметры возмущений в нижней ионосфере, вызываемые землетрясениями

Длительность процесса, мин.	Величина квазипериода, мин.	Кажущаяся скорость, км/с	Возможный тип волн
~ 1	-	100	МГД
~ 1	-	10-50	гиротропная, ионно-звуковая
~ 10	2-3	6-8	сейсмическая
~ 10	~ 3	5-6	сейсмическая объемная
10-15	~ 3	3-4	сейсмическая поверхностная (Релея)
10-20	3-8	1, 2-3	акустическая, медленная МГД-волна
15-35	3-10	0,4-1	акустико-гравитационная

рактерным временем 1-2 час, а изменение полного электронного содержания в столбе единичного сечения - 3 раз.

Глобальную реакцию E- и F-областей ионосферы рассмотрим на примере землетрясения, имевшего место в окрестности Лос - Анжелеса в 15:42UT 1.10.1987 г. (магнитуда - 6,1) [18]. Наблюдения велись на трассах гектометрового и декаметрового диапазонов. Первые из них были практически долготными, их протяженность вдоль поверхности Земли $D \sim 50-150$ км. Это обстоятельство позволяет пренебречь влиянием терминатора, проходившего в ионосфере на высоте $z \approx 100$ км около 16:00UT. Трасса сигнала с $f = 4940$ кГц, напротив, была ориентирована с запада на восток, заход Солнца на высоте области отражения (~ 200 км) имел место около 18:00UT. Для контроля также использовалась еще одна трасса с $f = 6015$ кГц. Заметные и почти синхронные изменения характера сигнала на сонограммах возникали с запаздыванием $\Delta t \approx 30, 48$ и 70 мин. С учетом времени распространения акустического импульса от землетрясения до ионосферы ($\sim 5-10$ мин для нижней и средней ионосферы соответственно) скорректированные значения $\Delta t' \approx 20-25, 38-43$ и 60-65 мин. Тогда $v \approx 7-8, 3,9-4,4$ и 2,6-2,7 км/с. Из сонограмм видно, что предполагаемая реакция ионосферы на землетрясения связана с уширением спектров, появлением дополнительных мод с доплеровским смещением частоты $f_d \approx 0,3-0,6$ Гц, а также с вариациями f_d до 0,5 Гц при $f \approx 5-6$ МГц.

Грозы [30, 33]. Особый интерес представляет возможное проявление грозовой активности в D-области ионосферы, наиболее близкой к источнику и наименее изученной. Ниже приводится краткий обзор экспериментальных данных, полученных вблизи г. Харькова методом ЧО.

Замечено, что иногда во время гроз наблюдаются интенсивные (отношение сигнал/шум 3-10) ЧО сигналы с $z < 75$ км. Такие события имели место примерно в 40% случаев, длительность их составляла, как правило, десятки минут (до 90 минут).

На рис. 5 приведены примеры зависимостей $A_{0,x}(z)$, полученных во время гроз (кри-

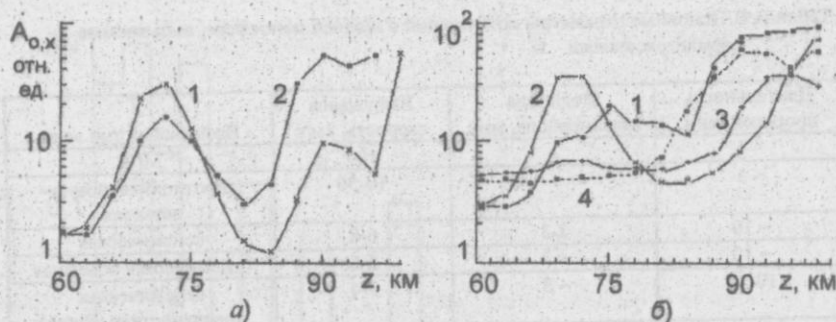


Рис. 5: Примеры зависимостей $A_{0,x}$, полученных во время гроз. Кривая 1 - A_x , 2 - A_0 ; а) 03.06.1987; б) 27.03.1987 (кривые 3 и 4 получены до грозы).

вые 1, 2). Для таких событий выполнен расчет $N(z)$.

Основной результат влияния сильных гроз на D-область ионосферы сводится к тому, что на высотах 55-68 км N в течении 1-10 мин может увеличиться в несколько раз (до $8 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$, в невозмущенных условиях здесь обычно $N \leq 10^8 \text{ м}^{-3}$). Это может быть связано с высыпанием энергичных частиц из магнитосферы. Кроме того, иногда наблюдаются слабые АГВ с $T \approx 4-5$ мин.

Не исключено также [33, 35], что частота соударений электронов с нейтрами в нижней части D-области может увеличиваться в 1,7-1,8 раза. Это может быть обусловлено ростом напряженности квазипостоянного геоэлектрического поля перед грозой и после нее [34-36]. Продолжительность такого процесса $\Delta T \leq 10$ мин.

Выводы

1. РФО, обладающая высоким уровнем автоматизации и компьютеризация, позволяет проводить комплексные радиофизические исследования околоземного космического пространства в интервале высот $\sim 50-1000$ км и в диапазоне частот $\sim 1 \text{ кГц} - 1 \text{ ГГц}$.

2. На околоземную среду оказывают существенное влияние различные источники естественного и искусственного происхождения. Их энергетические характеристики оказываются сопоставимыми.

3. Наблюдения, выполненные в 70-90 гг., позволили выявить основные нестационарные процессы в ионосфере, формирующие космическую погоду и вызванные воздействием на среду солнечных вспышек, магнитных бурь, терминатора, землетрясений и гроз. Получены основные пространственно-временные параметры этих процессов, составляющие основу эмпирических моделей возмущений в околоземной среде.

Результаты исследования процессов в искусственно-возмущенной ионосфере и их влияния на характеристики радиосигналов и радишумов будут представлены в последующих частях этой работы.

Работа подготовлена при поддержке УНТЦ (проектное соглашение N471).

Список литературы: 1. *Черногор Л.Ф.* Глобальные эффекты при локальном энерговыделении в геосфере.- Всес. конф. по нетрадиционным идеям о природе и ее явлениях. Сб. докл. Т. 2. Гомель, 1990. С. 86 - 94. 2. *Капанин И.И., Костров Л.С., Леус С.Г. и др.* Комплексные радиофизические исследования крупномасштабных и глобальных возмущений параметров ионосферы и вариаций характеристик радиоволн.- XVI Всес. конф. по распротр. радиоволн. Тез. докл. Ч.1. Харьков, 1990. С. 56. 3. *Черногор Л.Ф.* Радиофизический мониторинг околоземного и космического пространства и проблемы дальнометрии.- Докл. IV науч.-техн. конф. "Метрология в дальнометрии", Харьков, 1992. ГНПО "Метрология", 1993. С. 12 - 17. 4. *Гармаш К.П., Леус С.Г., Потилько С.Н. и др.* Вариации характеристик ионосферных сигналов радиостанций в диапазоне частот 3 кГц - 30 МГц, вызываемые воздействием мощных локальных источников энерговыделения.- Там же. С. 71 - 75. 5. *Черногор Л.Ф.* Флуктуации характеристик радиосигналов в естественной и искусственно-возмущенной околоземной среде и проблемы дальнометрии.- Там же. С. 76 - 81. 6. *Пахомова О.В., Черногор Л.Ф.* Элементы эмпирической модели вариаций параметров ионосферного канала дальнометрии, обусловленных воздействием мощных источников энерговыделения.- Там же. С. 82 - 87. 7. *Губарев А.А., Леус С.Г., Мисюра В.А. и др.* Панорамные измерения статистических характеристик ионосферных сигналов и радишумов в диапазоне 1 - 30 МГц.- XVI Всес. конф. по распротр. радиоволн. Тез. докл. Ч.1. Харьков, 1990. С. 224. 8. *Гокков А.М., Гритчин А.И., Капанин И.И. и др.* Исследование антропогенных и естественных глобальных возмущений в ионосфере. XVII конф. по распротр. радиоволн. Тез. докл. Секции 6,7,8. Ульяновск, 1993. С. 65. 9. *Gokov A.M., Grithin A.I., Misyura V.A. et al.* Experimental investigations of natural disturbances in the middlelatitudinal ionospheric D-region. Physics in Ukraine. International Conference. -Kiev, 22-27 June, 1993.-P.111-113. 10. *Мисюра В.А., Капанин И.И., Костров Л.С. и др.* Комплексные многолетние радиофизические исследования околоземного космического пространства, ионосферы и распространения радиоволн в естественных и искусственно возмущенных условиях по регистрации радиосигналов на космических радиополосах путем радиопросвечивания пространства и дистанционного наземного зондирования (к 25-летию кафедры космической радиофизики ХГУ).- XVI Всес. конф. по распротр. радиоволн. Тез. докл. Ч.2. Харьков, 1990. С. 151. 11. *Капанин И.И., Кириллов И.А., Марков В.А. и др.* Исследование характеристик спорадического радиоизлучения ионосферы на средних широтах.- Там же. С. 71. 12. *Пахомова О.В., Черногор Л.Ф.* Исследование искусственных и естественных возмущений в ионо-

сфере при помощи сети ионозондов.- XVII конф. по распростр. радиоволн. Тез. докл. Секции 6,7,8. Ульяновск, 1993. С. 66-13. *Kapanin I.I., Kostrov L.S., Martynenko S.I. et al.* Complex radiophysical investigations of large-scale and global disturbances of ionosphere plasma and variations of radiowave characteristic.- Intern. conf. "Physics in Ukraine", Kiev, 22-27 June 1993. Proc. Contributed Papers. Plasma Physics. Kiev, 1993. P. 126 - 129. 14. *Rozumenko V.T., Kostrov L.S., Martynenko S.I. et al.* Studies of Global and Large-Scale Ionospheric Phenomena due to Sources of Energy of Different Nature.- Turkish Journal of Physics. 1994. Vol.18, No. 11, P. 1193-1198. 15. *Леус С.Г., Похилько С.Н., Черногор Л.Ф.* Результаты и средства радиофизического мониторинга процессов в ионосфере.- Междунар. симпозиум "Мониторинг окружающей среды и проблемы солнечно- земной физики", Томск, 1996. Сибирский физ.-тех. институт, 1996. С. 87-88. 16. *Пахомова О.В., Черногор Л.Ф.* Результаты геофизического мониторинга крупномасштабных и глобальных процессов в ионосфере с использованием сети ионозондов.- Там же. С. 101-102. 17. *Гритчин А.И., Дорохов В.Л., Коцеева Л.Г. и др.* Стационарный комплекс аппаратуры для исследования нижней ионосферы методом частичных отражений.- Вестник Харьк. ун-та. 1988. N 318: Радиофизика и электроника. С. 21-24. 18. *Tyrnov O.F., Garmash K.P., Gokov A.M. et al.* The Radiophysical Observatory for Remote Sounding of the Ionosphere.- Turkish Journal of Physics. 1994. Vol. 18, No. 11. P. 1260 - 1265. 19. *Леус С.Г., Похилько С.Н., Черногор Л.Ф.* Использование ионосферных радишумов для мониторинга солнечно-земных процессов.- Междунар. симпозиум "Мониторинг окружающей среды и проблемы солнечно- земной физики", Томск, 1996. Сибирский физ.-тех. институт, 1996. С. 88-89. 20. *Gokov A.M., Gritchin A.I., Misyura V.A. et al.* Experimental investigations of natural disturbances in the middle-latitudinal ionospheric D-region.- Intern. conf. "Physics in Ukraine", Kiev, 22-27 June 1993. Proc. Contributed Papers. Plasma Physics. Kiev, 1993. P. 111 - 113. 21. *Гармаш К.П., Черногор Л.Ф.* Процессы в нижней ионосфере после солнечной вспышки.- Междунар. симпозиум "Мониторинг окружающей среды и проблемы солнечно-земной физики", Томск, 1996. Сибирский физ.-тех. институт, 1996. С. 29-30. 22. *Гоков А.М., Гритчин А.И.* Характеристики некоторых возмущений в D-области ионосферы во время магнитных бурь и солнечных вспышек.- Космические исследования. 1996. Т.34. N 6. С.585-589. 23. *Гоков А.М., Тырнов О.Ф.* Возмущения в среднеширотной D-области ионосферы во время магнитных бурь и солнечных вспышек.- В сб.: 6-я Международная Крымская конференция "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии". Сентябрь 1996. СГТУ. С.398-400. 24. *Гоков А.М., Гритчин А.И., Мисюра В.А.* Исследование влияния солнечного терминатора на параметры нижней ионосферы и характеристики частично отраженных сигналов.- Харьков: изд-во ХГУ, 1990. 14 с. Деп. в ВИНТИ 23.04.90. N 2158-1390. 25. *Гоков А.М., Гритчин А.И.* Влияние солнечного терминатора на среднеширотную D-область ионосферы и характеристики частично отраженных КВ-сигналов и радишумов.- Геомагнетизм и аэрономия. 1994. Т.34.

- N 2. С.169-172. 26. *Гармаш К.П., Гоков А.М., Гритчин А.И. и др.* Исследование реакции нижней ионосферы на удаленные мощные землетрясения.- Радиотехника. Харьков, 1990.- Вып. 95.- С. 52-56. 27. *Гоков А.М., Тырнов О.Ф.* Исследование реакции нижней ионосферы на удаленные сильные землетрясения методом частичных отражений.- Радиофизика и радиоастрономия. 1996. Т.1. N 2. С.194-199. 28. *Гоков А.М., Гритчин А.И., Тырнов О.Ф.* Экспериментальные исследования реакции нижней ионосферы на удаленные сильные землетрясения.- Междунар. симпозиум "Мониторинг окружающей среды и проблемы солнечно- земной физики", Томск, 1996. Сибирский физ.-тех. институт, 1996. С. 34-35. 29. *Gokov A.M., Gritchin A.I., Tyrnov O.F.* Investigation of reactions of the lower ionosphere to remote strong earthquakes using records of radio noise and partially-reflected signals.- USNC/URSI Radio Science Meeting, 1996. Baltimore, Maryland. 1996. P. 413. 30. *Гоков А.М., Гритчин А.И.* О возможном влиянии сильных гроз на параметры D-области ионосферы и характеристики зондирующих КВ-радиоволн.- Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т.32. N 4. С. 178-180. 31. *Gokov A.M., Gritchin A.I., Tyrnov O.F.* On strong thunderstorms affecting the ionospheric D-region parameters, characteristics of noise and partially-reflected signals.- USNC/URSI Radio Science Meeting, 1996. Baltimore, Maryland. 1996. P. 414. 32. *Гоков А.М., Гритчин А.И., Тырнов О.Ф.* Влияние сильных гроз на параметры среднеширотной D-области ионосферы и характеристики КВ радиоволн.- Междунар. симпозиум "Мониторинг окружающей среды и проблемы солнечно- земной физики", Томск, 1996. Сибирский физ.-тех. институт, 1996. С. 35-36. 33. *Гоков А.М., Тырнов О.Ф.* Экспериментальные исследования влияния сильных гроз на параметры среднеширотной D-области ионосферы.- Геомагнетизм и аэрономия. 1998. Т.38. N 1.С.184-188. 34. *Мартыненко С.И., Фукс И.М., Шубова Р.С.* Отклик нижней ионосферы на вариации проводимости приземной атмосферы.- Физика космической плазмы: труды международного семинара, Киев, 6 - 10 июня 1993 г. Киев, 1994. С. 63 - 71. 35. *Gokov A.M., Martynenko S.I.* Electron collision frequency electric field measurements in the ionospheric D-region.- USNC/URSI Radio Science Meeting, 1996. Baltimore, Maryland. 1996. P. 415. 36. *Martynenko S.I., Fuks I.M., Shubova R.S.* Influence of nuclear accidents on the parameters of VLF signals.- USNC/URSI Radio Science Meeting, 1996. Baltimore, Maryland. 1996. P. 416.

SUMMARY

The Radiophysical Observatory is briefly described, sources of disturbances in the near Earth environment are listed. Samples of observations of processes in the ionosphere of natural origin (solar flares, magnetic storms, terminator, thunder-storms and earthquakes) are presented.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Горобец Н.Н., Горобец Ю.Н., Кийко В.И.</i> Уменьшение боковых лепестков плоских антенных решеток	3
<i>Лященко В.А.</i> Исследование щелей с изменяющейся шириной	11
<i>Горобец Н.Н., Вязьмитинова С.С.</i> Численные исследования основных параметров однозеркальной антенны с осесимметричным рефлектором ...	15
<i>Горобец Н.Н., Горобец Ю.Н., Цехмистро Р.И.</i> Влияние эффектов ближней зоны на распределение мощности электромагнитного поля вблизи решеток диполей Герца	20
<i>Титарь В.П.</i> Влияние шероховатой поверхности на состояние поляризации отраженного излучения	28
<i>Блинова Н.К., Якуз Л.П.</i> Пределы применимости энергетического метода расчета амплитудно-фазового распределения в линейных волноводно-щелевых антенных решетках	34
<i>Пенкин Ю.М.</i> Проводимости щелей с координатными границами в полубесконечном прямоугольном волноводе с импедансным торцом	42
<i>Ворзуль И.Ю.</i> Преобразование несимметричного цилиндрического поля в нестационарной проводящей среде в двумерном случае	48
<i>Думин А.Н.</i> Излучение нестационарных полей раскрытом коаксиального волновода с бесконечным фланцем	52
<i>Хижняк Н.А., Яценко Е.А.</i> Влияние малой анизотропии на характеристики вибраторных антенн	56
<i>Титарь В.П., Богданова Т.В., Томчук Е.Я.</i> Трехмерные многочастотные голограммы	59
<i>Титарь В.П., Богданова Т.В.</i> Определение оптических характеристик отражающих поверхностей по комплексным голограммам	65
<i>Борискина С.В.</i> Численное исследование характеристик излучения рефлекторной антенны вблизи поверхности Земли	71
<i>Егорова Н.П.</i> Исследование влияния подстилающей поверхности на распространение волнового пучка	75
<i>Чумаченко С.В.</i> Вихревые колебания в резонаторе в среде с нелинейной диссипацией	79
<i>Подлозный В.В.</i> Взаимодействие импульса с последовательностью поглощающих элементов	83
<i>Колчигин Н.Н., Васильченко И.И.</i> Декомпозиционный способ экспериментального определения эффективной площади рассеяния объектов сложной формы	87
<i>Ливченко С.Н.</i> Обоснование импульсного метода измерения параметров диэлектриков в свободном пространстве	91
<i>Буц В.О., Чацька В.О.</i> Аномальный вплив флуктуацій на динаміку заряджених частинок в умовах авторезонансу	96
<i>Buts A.V., Chatskaya V.A., Tyrnov O.F.</i> Influence of plasma density fluctuations on plasma-beam interaction	100
<i>Захаров И.Г., Тырнов О.Ф.</i> Принципы и методика прогноза вариаций критической частоты области F2 среднеширотной ионосферы по индексам солнечной и геомагнитной активностей	108

Яцук К.П., Швелидзе Р.Р. Преобразователь поляризации на круглом волноводе	112
Алексеев В.В., Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Теория резонансного генератора О-типа с внешним силовым высокочастотным и параметрическим низкочастотным воздействием	118
Одаренко Е.Н., Чурсин В.С., Шматько А.А. Нелинейная двумерная теория релятивистского резонансного генератора О-типа	124
Захаров И.Г., Мишанова М.К. Циклический характер обострений хронических и неврологических расстройств у детей, обусловленный влиянием внешних факторов	129
Кузьмичев В.М., Погорелов С.В. Переходные процессы тонкопроволочного болометра фокального пучка лазера	133
Хорошун В.В. О модификации метода задачи Римана-Гильберта для случая наклонного падения плоской электромагнитной волны на решетку из лент	137
Матюхин Н.И. Дифференциально-игровой метод динамического синтеза, анализа и управления состоянием локационно-голографической информационной системы с повышенной многофункциональностью и динамичностью	142
Мартыненко С.И. Моделирование регулярной структуры ионосферных возмущений, вызываемых выбросами химических реагентов	150
Гармаш К.П., Гоков А.М., Костров Л.С., Розуменко В.Т., Тырнов О.Ф., Федоренко Ю.П., Цымбал А.М., Черногор Л.Ф. Радиофизические исследования и моделирование процессов в ионосфере, возмущенной источниками различной природы. 1. Экспериментальная база и процессы в естественно возмущенной ионосфере	157

ПАМЯТИ В. А. МИСЮРЫ



На 85-ом году ушел из жизни известный специалист в области распространения радиоволн и физики околоземного космического пространства лауреат Государственной премии УССР, заслуженный деятель науки и техники Украины, доктор технических наук, профессор Мисюра Всеволод Александрович. Он был участником Великой Отечественной войны, ветераном Вооруженных Сил, ветераном труда. Имел звание инженер-полковник. Награжден 20 орденами и медалями.

В.А. Мисюра родился в 1913 г. в с. Веселое Глушковского района Курской области. В 1936-1941 г.г. учился на физико-математическом факультете Харьковского государственного университета, а в 1941-1946 г.г. - в Военно-воздушной академии им. Н.Е. Жуковского. После прохождения в 1948-1951 г.г. адъюнктуры при Артиллерийской радиотехнической академии им. Л.А. Говорова успешно защищает кандидатскую диссертацию, посвященную особенностям распространения радиолокационных сигналов в атмосфере Земли. Продолжая работать в АРТА, он в 1964 г. защищает докторскую диссертацию, посвященную исследованию влияния ионосферы в естественных и возмущенных условиях на работу радиолиний различного назначения. В этом же году по инициативе и при личном участии В.А. Мисюры в ХГУ на радиофизическом факультете открывается кафедра космической радиофизики, которую он возглавлял в 1964-1990 г.г. С этого момента у него начался новый этап в жизни и научно-педагогической деятельности. На кафедре развиваются исследования околоземного космического пространства при помощи ИСЗ и нового перспективного метода - некогерентного рассеяния. Уже в 70-е годы исследования становятся комплексными.

В научных исследованиях В.А. Мисюра отдавал предпочтение эксперименту. Он был также организатором науки. В течение многих лет под его руководством в ХГУ выполнялись крупные НИР, заданные директивными органами.

Много сил В.А. Мисюра отдал созданию в ХГУ радиофизической обсерватории, которая и в настоящее время является практически единственным в Украине центром наземных радиофизических исследований околоземного космического пространства в широком интервале высот (50-1000 км) и диапазоне частот 3 кГц - 4 ГГц.

За 50 лет научно-педагогической деятельности В.А. Мисюра принял участие в подготовке многих сотен специалистов в области радиоэлектроники и радиофизики. Он подготовил более двух десятков кандидатов наук, более 10 его учеников стали докторами наук. Целый ряд известных ученых, конструкторов и военно-начальников слушали лекции В.А. Мисюры в АРТА и ХГУ.