

**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ**

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издаётся с апреля 1958 г.

Том XL N 6

Нижний Новгород

1997

Содержание

| | |
|--|-----|
| Караев В. Ю. . К вопросу о доплеровском спектре радиолокационного СВЧ сигнала, отражённого морской поверхностью (переходная область, брэгговская компонента) | 669 |
| Василенко Н. А., Гайкович К. П., Черняева М. Б. . Анализ точности решения прямой и обратной задач астрономической рефракции по экспериментальным данным | 682 |
| Алимов В. А., Выборнов Ф. И., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П., Митяков Н. А., Рахлин А. В. . Некоторые результаты синхронных экспериментальных исследований искусственного F-spread на радиофизических полигонах Нижегородской области | 688 |
| Карпов А. В., Кодиров А. К., Наумов А. В., Сидоров В. В., Терешин С. Н. . Распространение радиоволн на коротких метеорных радиолиниях | 693 |
| Струков И. А., Троицкий А. В. . Обнаружение радиолинии двуокиси серы $\nu \approx 131$ ГГц в нижней тропосфере | 704 |
| Белов М. Л. . Рассеяние узкого волнового пучка при импульсном облучении случайно неровной поверхности в атмосфере | 713 |
| Наумов А. П., Ошарина Н. Н. . Физические аспекты радиометрического мониторинга загрязнённости воздуха | 722 |
| Пименов С. Ф., Степанова Н. А. . Сильное рассеяние радиоволн двухслойной средой с шероховатой границей | 733 |
| Гальченко Н. А. . Матричная теория возбуждения электромагнитных волн в нерегулярных волноведущих структурах | 744 |

| | |
|--|-----|
| Ксенофонтов С.Ю., Мансфельд А.Д., Рейман А.М. | |
| Реконструктивная акустическая термотомография биологических объектов..... | 752 |
| Аливердиев А.А. О возможности использования скорости регистрируемого сигнала для томографического исследования возбуждённых сред..... | 761 |
| Островский М.А. Модели негауссовых активных помех, действующих на приёмные антенные решётки | 769 |
| Андронова И.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Степанов Д.П. Влияние анизотропии и потерь в светоделителях на выходные характеристики волоконного кольцевого интерферометра..... | 780 |
| Завольский Н.А., Запевалов В.Е., Моисеев М.А., Немировская Л.Л. Численное исследование процессов в резонаторе непрерывного гиротрона с частотой 170 ГГц и выходной мощностью 1 МВт для ITER | 788 |

УДК 621.371.165

**К ВОПРОСУ О ДОПЛЕРОВСКОМ СПЕКТРЕ
РАДИОЛОКАЦИОННОГО СВЧ СИГНАЛА,
ОТРАЖЁННОГО МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ
(ПЕРЕХОДНАЯ ОБЛАСТЬ, БРЭГГОВСКАЯ
КОМПОНЕНТА)**

B. Ю. Караев

Рассмотрена задача об обратном рассеянии радиолокационного СВЧ сигнала взволнованной водной поверхностью в переходной области углов падения ($10^\circ - 25^\circ$). В рамках двухмасштабной модели поверхности построена теоретическая модель доплеровского спектра для брэгговской компоненты отражённого поля. Учёт крупномасштабной составляющей волнения показал, что при малых углах падения традиционная формулировка резонансного рассеяния становится несправедливой. Крупномасштабное волнение вызывает ограничение роста мощности отражённого сигнала быстрее, чем нарушаются формальные условия применимости метода возмущений. Показано, что в области средних углов падения новая модель переходит в известную модель доплеровского спектра.

В В Е Д Е Н И Е

За последние тридцать лет достигнуты значительные успехи в понимании процесса рассеяния электромагнитных волн взволнованной водной поверхностью. Однако задача построения теоретической модели рассеяния во всём диапазоне углов падения всё ещё не решена. Трудности с созданием модели рассеяния, в частности, в переходной области углов падения, связаны с тем, что на рассеивающей поверхности присутствует непрерывный спектр волн — от крупномасштабных до мелкомасштабных по сравнению с длиной волны радиолокатора СВЧ диапазона. В то же время именно СВЧ диапазон наиболее интересен с точки зрения решения задач дистанционного мониторинга состояния поверхностного слоя океана.

Существуют теоретические модели, описывающие рассеяние на малых углах падения, где рассеяние называют квазизеркальным, и на средних углах падения, где рассеяние носит резонансный характер (см., например, [1–8]).

По современным представлениям в “переходной” области углов падения ($10^\circ - 15^\circ \leq \theta_0 \leq 20^\circ - 25^\circ$), границы которой зависят от состояния рассеивающей поверхности, необходимо учитывать оба механизма рассеяния. В этом случае отражённый сигнал представляет собой сумму

квазизеркальной и брэгговской компонент. Однако, "количественная" модель, позволяющая предсказать спектральные и мощностные характеристики отражённого сигнала, основываясь на информации о рассеивающей поверхности, отсутствует.

Для решения прямой задачи и построения количественной модели рассеяния в переходной области важное значение приобретает вопрос о соотношении мощностей квазизеркальной и брэгговской компонент. Однако, изучение только сечения обратного рассеяния не позволяет однозначно оценить роль каждого механизма в формировании отражённого сигнала. Поэтому основное внимание мы уделим построению модели доплеровского спектра.

Очевидно, что ширина и смещение доплеровских спектров для квазизеркальной и брэгговской компонент будут отличаться [9]. Поэтому форма и параметры "суммарного" или "полного" доплеровского спектра в переходной области будут зависеть от соотношения мощностей квазизеркальной и брэгговской компонент, и, таким образом, можно экспериментальным способом проверить корректность модели рассеяния в переходной области, например, измеряя доплеровский спектр в слюке и вне слюка [10].

В своих предшествующих работах мы предложили теоретическую модель доплеровского спектра для квазизеркальной компоненты отражённого сигнала [9, 11]. Для средних углов падения мы развили подход, предложенный в [12], и построили свою модель доплеровского спектра с учётом современных представлений об особенностях рассеяния в этом интервале углов падения [9, 13]. Сравнение модели с экспериментальными данными показало хорошее совпадение. Однако, при её расширении в переходную область и область малых углов падения встречаются определённые трудности, что подтолкнуло нас к созданию модели доплеровского спектра, учитывающей особенности переходной области. На средних углах падения новая модель переходит в существующую.

В чём недостатки общепринятой формулировки резонансной (брэгговской) модели рассеяния? Модель хорошо работает в области средних углов падения. Многочисленные экспериментальные данные подтверждают её корректность в этой области. И наиболее убедительным подтверждением её справедливости являются измерения доплеровских спектров [14–19]. Однако, при уменьшении угла падения происходит увеличение резонансной длины волны и, соответственно, увеличение спектральной плотности рассеивающей ряби, определяющей мощность брэгговской компоненты отражённого сигнала. Поэтому сечение рассеяния увеличивается и при малых углах падения (в области квазизеркального рассеяния) начинает превосходить сечение рассеяния квазизеркальной компоненты. Это для случая квазиплоской поверхности. Учёт наклонов крупномасштабного волнения приводит к тому, что это проявляется значительно

раньше — уже в переходной области [8]. Один из способов, применяемых для преодоления этого недостатка, применительно к сечению обратного рассеяния, состоит в формальной замене одного рассеивающего механизма другим, когда сечения квазизеркальной и брэгговской компонент становятся равными. В результате получается качественно правильная зависимость сечения рассеяния от угла падения. Не касаясь правомерности применения такого способа, лишь отметим: этот подход не применим для построения модели доплеровского спектра, т.к. это приведёт к скачкообразному изменению параметров доплеровского спектра при формальной замене одной модели другой.

Построенная нами модифицированная модель доплеровского спектра брэгговской компоненты отражённого сигнала позволяет перейти к построению теоретической модели суммарного доплеровского спектра для переходной области углов падения, что мы намерены сделать в следующей статье.

1. ИСХОДНАЯ ЗАДАЧА

Пусть на высоте H_0 над морской поверхностью расположен неподвижный радиолокатор. Ширина диаграммы направленности антенны на уровне 0,5 по мощности в горизонтальной и вертикальной плоскостях — Δ_x и Δ_y соответственно. Мы предполагаем, что ширина диаграммы направленности антенны достаточно узкая ($1^\circ - 3^\circ$), чтобы не учитывать изменение угла падения в пределах диаграммы направленности антенны. Направление зондирования — вдоль оси X; угол падения θ_0 ; наклонная дальность до центра рассеивающей площадки R_0 , а $\vec{r}_0(x_0, 0)$ — радиус-вектор центра площадки в плоскости XY. Генеральное направление распространения волнения ϕ_w (см. рис. 1).

Для описания морской поверхности воспользуемся двухмасштабной моделью поверхности, согласно которой волнение представляется в виде суммы крупномасштабной и мелкомасштабной составляющих по отношению к длине волны радиолокатора. Для описания изменяющегося во времени и пространстве крупномасштабного случайноговолнового рельефа введём функцию $\zeta(\vec{r}, t)$. Она описывает крупномасштабное волнение, для которого справедливо: $(1/kR_a)^{1/3} \ll 1$, где R_a — характерный радиус кривизны поверхности и k — волновое число падающего излучения. Функция распределения высот предполагается гауссовой. Случайная функция $\xi(\vec{r}, t)$ описывает поле ряби, причём для мелкомасштабной составляющей выполняются следующие условия: $\sigma_{\xi\theta}^2 \ll 1$ и $(k \cdot \sigma_{\xi h})^2 \ll 1$, где $\sigma_{\xi\theta}^2$ и $\sigma_{\xi h}^2$ — дисперсии наклонов и высот ряби соответственно.

В рамках двухмасштабной модели амплитуда рассеянного поля брэг-

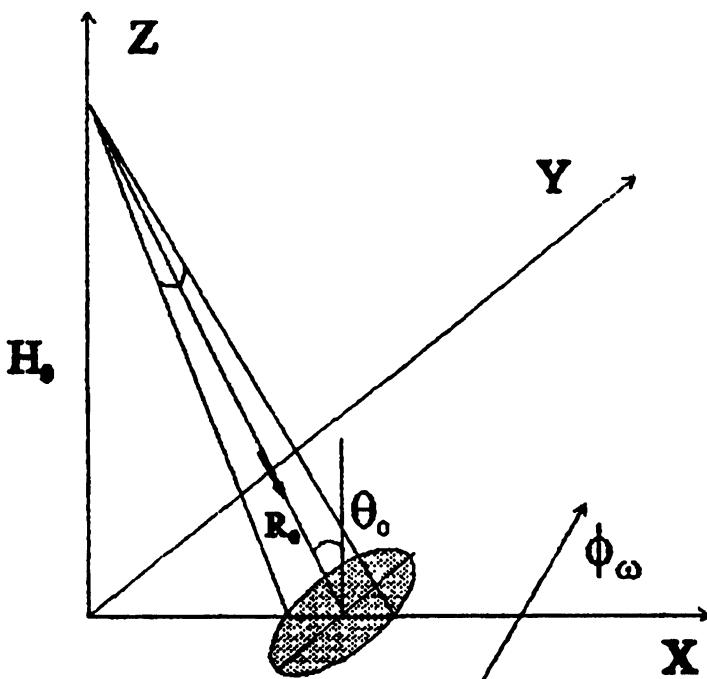


Рис. 1.

говской компоненты имеет следующий вид [1, 2]:

$$E_S(\vec{r}, t) = \frac{2k^2 E_i}{R_0} \int_S G(\vec{r}) \alpha_{hh} \cos^2 \theta \cdot \xi(\vec{r}) \exp(-2kR \cdot i) d\vec{r}, \quad (1)$$

где θ — локальный угол падения, R — наклонная дальность до точки отражения, E_i — амплитуда падающего поля, функция $G(\vec{r})$ описывает распределение амплитуды падающего поля по рассеивающей площадке S :

$$G(\vec{r}) = \exp \left[-1,38 \cdot \left(\frac{(x - x_0)^2 \cos^2 \theta_0}{R_0^2 \Delta_x^2} + \frac{y^2}{R_0^2 \Delta_y^2} \right) \right].$$

Для определённости выберем горизонтальную поляризацию падающего излучения. В этом случае коэффициент α_{hh} имеет следующий вид:

$$\alpha_{hh} = \frac{\epsilon - 1}{(\cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})^2}, \quad (2)$$

где ϵ — комплексная диэлектрическая проницаемость среды.

2. ДОПЛЕРОВСКИЙ СПЕКТР В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

По определению корреляционная функция рассеянного поля равна:

$$K(\tau) = \langle E(t_2)E^*(t_1) \rangle,$$

где * означает комплексно-сопряжённую величину, $\langle \dots \rangle$ — статистическое усреднение по рассеивающей поверхности. В рамках двухмасштабной модели рассеивающей поверхности необходимо провести усреднение по мелкой ряби, на которой происходит рассеяние, и по крупномасштабному волнению, на котором расположена эта рябь. Известно, что рябь и крупномасштабное волнение (высоты) не коррелированы. Таким образом, усреднение по ряби и крупномасштабному волнению можно выполнить независимо.

Запишем выражение для корреляционной функции отражённого сигнала:

$$\begin{aligned} K(\tau) = & \frac{4k^4 |E_i|^2}{R_0^2} \cdot \left\langle \iint d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 G(\vec{r}_1)G(\vec{r}_2) |\alpha_{hh}|^2 \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 \times \right. \\ & \left. \times \xi(\vec{r}_2, t_2) \xi(\vec{r}_1, t_1) \exp[-2k(R_2 - R_1) \cdot i] \right\rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Зная, что радиус корреляции рассеянного поля мал, сделаем следующие предположения:

$$\begin{aligned} G(\vec{r}_1)G(\vec{r}_2) &\cong G^2(\vec{r}), \\ \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 &\cong \cos^4 \theta = \cos^4(\theta_0 - \theta_x), \end{aligned}$$

где θ_x — угол или тангенс угла наклона крупномасштабной поверхности вдоль оси X. Здесь мы исходим из малости наклонов поверхности, т.е. $\theta_x \cong \operatorname{tg} \theta_x$. Для нахождения разности $(R_2 - R_1)$ выполним разложение R_2 и R_1 вблизи R_0 и ограничимся линейными членами разложения [1, 2]. Таким образом, мы считаем, что на поверхность падает плоская волна и, следовательно, при $\theta_0 \rightarrow 0$ длина резонансной отражённой волны будет стремиться к бесконечности, а следовательно, растёт и мощность. Учёт квадратичного члена разложения снимает проблему “бесконечности”, т.к. резонансная длина волны становится конечной. Однако, для упрощения дальнейших преобразований мы ограничимся линейным приближением, имея ввиду, что существует другой механизм ограничения мощности отражённого сигнала.

Проведём усреднение по ряби и крупномасштабному волнению (высоте) в формуле (3). В полученном выражении выполним разложение корреляционной функции крупномасштабного волнения в ряд и ограничимся второй степенью в разложении, повторяя общепринятый приём [1, 2].

Сделаем замену переменных: вместо \vec{r}_1 , \vec{r}_2 и t_1 , t_2 . перейдём к \vec{r} , $\vec{\rho}$ и t , τ .

$$\vec{r} = \vec{r}_1, \quad \vec{\rho} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1, \quad t = t_1, \quad \tau = t_2 - t_1.$$

Тогда, получим следующее выражение для корреляционной функции отражённого сигнала:

$$K(\tau) = \frac{4k^4 |E_i|^2}{R_0^2} \iint d\vec{r} d\vec{\rho} \cdot G^2(\vec{r}) \langle |\alpha_{hh}|^2 \cos^4(\theta_0 - \theta_x) \rangle K_\zeta(\vec{\rho}, \tau) \times \\ \times \exp(-2k\rho_x \sin \theta_0 \cdot i) \cdot \exp[-4k^2 \cos^2 \theta_0 (|K_{\zeta xx}| \rho_x^2 - K_{\zeta xt} \rho_x \tau + |K_{\zeta yy}| \rho_y^2 - \\ - K_{\zeta yt} \rho_y \tau + |K_{\zeta tt}| \tau^2 - K_{\zeta xy} \rho_x \rho_y)], \quad (4)$$

где

$$K_{\zeta \alpha \alpha} = 0,5 \frac{\partial^2 K_\zeta(\vec{\rho}, \tau)}{\partial \alpha^2}, \quad K_{\zeta \alpha \beta} = \frac{\partial^2 K_\zeta(\vec{\rho}, \tau)}{\partial \alpha \partial \beta};$$

$$\vec{\rho}, \tau = 0, \quad \alpha, \beta = x, y, t \quad (\alpha \neq \beta),$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по наклонам крупномасштабной поверхности. Корреляционная функция крупномасштабного волнения обозначена $K_\zeta(\vec{\rho}, \tau)$. Для численных оценок коэффициентов $K_{\zeta \alpha \alpha}$ и $K_{\zeta \alpha \beta}$ можно использовать известную связь корреляционной функции и спектра волнения, как это сделано, например, в [1, 2, 9].

Эффект модуляции мощности отражённого сигнала наклонами крупномасштабной поверхности учитывается коэффициентом $|\alpha_{hh}|^2$ и множителем $\cos^4(\theta_0 - \theta_x)$. Известно, что важную роль в формировании отражённого сигнала играет гидродинамическая модуляция. Суть её состоит в том, что спектральная плотность рассеивающей ряби изменяется вдоль профиля крупной волны. Чтобы учесть гидродинамическую модуляцию введём следующую функцию:

$$f(\theta_x) = 1 - \beta \theta_x \cdot \text{sign}(\cos \phi_w),$$

где коэффициент β определяет глубину модуляции. Пусть $\beta = 0,3/\sigma_{\zeta \theta}$, $\text{sign}(u)$ даёт знак величины u , $\sigma_{\zeta \theta}^2$ — дисперсия наклонов крупномасштабной поверхности. В такой формулировке мы не учитываем азимутальную зависимость коэффициента β явно.

В полученной формуле (4) зависимость от x и y присутствует только в функции, описывающей диаграмму направленности антенны. Проинтегрировав $G^2(\vec{r})$ по $d\vec{r}$, получим S_0 .

В результате формула для корреляционной функции примет следующий вид:

$$K(\tau) = \frac{4k^4 |E_i|^2 S_0}{R_0^2} \int d\vec{\rho} \langle |\alpha_{hh}|^2 \cos^4(\theta_0 - \theta_x) [1 - \beta \theta_x \operatorname{sign}(\cos \phi_w)] \rangle \times \\ \times K_\xi(\vec{\rho}, \tau) \cdot \exp(-2k\rho_x \sin \theta_0 \cdot i) \times \\ \times \exp[-4k^2 \cos^2 \theta_0 (|K_{\zeta xx}| \rho_x^2 - K_{\zeta xt} \rho_x \tau + |K_{\zeta yy}| \rho_y^2 - \\ - K_{\zeta yt} \rho_y \tau + |K_{\zeta tt}| \tau^2 - K_{\zeta xy} \rho_x \rho_y)]. \quad (5)$$

В полученном выражении от ρ явно зависят три функции: корреляционная функция ряби $K_\xi(\vec{\rho}, \tau)$, функция, связанная с фазовыми характеристиками отражённого сигнала: $\exp(-2k\rho_x \sin \theta_0 \cdot i)$ и функция, учитывающая влияние крупномасштабного волнения на отражённый сигнал: $\exp[-4k^2 \cos^2 \theta_0 \cdot (|K_{\zeta xx}| \rho_x^2 - \dots)]$.

Вторая функция определяет условие резонансного рассеяния, т.е. задаёт резонансную длину волны. Считается, что корреляционная функция ряби имеет радиус корреляции порядка нескольких длин волн (для выбранной длины волны). Из формулы видно, что важную роль играет крупномасштабное волнение (третья функция). Она приводит к резкому уменьшению мощности отражённого сигнала уже при небольших ρ . Пусть угол падения $\theta_0 = 10^\circ$, $|K_{\zeta xx}| = 0,007$ и длина волны радиолокатора $\lambda = 0,03$ м. Сделаем оценку величины последней функции. При выбранных параметрах значение $4k^2 \cos^2 \theta_0 |K_{\zeta xx}| \rho_x^2$ будет равно $1190 \rho_x^2$. Таким образом, амплитуда упадёт в e^{-3} раз на расстоянии $\rho_x = 0,05$ м. Для этого угла падения резонансная длина волны ряби λ_r будет равна 0,085 м. Следовательно, нельзя говорить о полноценном резонанском рассеянии. Таким образом, мы видим, что наличие крупномасштабного волнения приводит к значительному уменьшению вклада резонансного механизма рассеяния в отражённый сигнал при малых углах падения и в переходной области.

В области средних углов падения ($\theta_0 \sim 40^\circ - 50^\circ$), когда резонансная длина волны рассеивающей ряби мала, например, для $\theta_0 = 45^\circ$, $\lambda_r = 0,021$ м ситуация меняется. В этом случае $\rho_x = 0,07$ м и резонансный механизм действует эффективно.

Таким образом, мы видим, что нельзя формально продолжать брэгговскую модель рассеяния в переходную область и область малых углов падения, т.к. сечение обратного рассеяния перестаёт быть пропорциональным спектральной плотности ряби на резонансной длине волны при изменении угла падения. Необходимо учитывать влияние крупномасштабного волнения. В дальнейших преобразованиях мы учтём этот эффект.

Введём корреляционную функцию K_N :

$$K_N(\vec{\rho}, \tau) = \exp(-2k\rho_x \sin \theta_0 \cdot i) \cdot \exp[-4k^2 \cos^2 \theta_0 (|K_{\zeta xx}| \rho_x^2 - K_{\zeta xt} \rho_x \tau + \\ + |K_{\zeta yy}| \rho_y^2 - K_{\zeta yt} \rho_y \tau + |K_{\zeta tt}| \tau^2 - K_{\zeta xy} \rho_x \rho_y)]. \quad (6)$$

Соответствующий спектр связан с корреляционной функцией Фурье преобразованием:

$$S_N(\vec{\kappa}, \omega) = \iint K_N(\vec{\rho}, \tau) \cdot \exp[-i\omega\tau + i\vec{\kappa}\vec{\rho}] d\vec{\rho} d\tau. \quad (7)$$

После несложных, но громоздких преобразований получим следующее выражение для спектра S_N :

$$\begin{aligned} S_N(\vec{\kappa}, \omega) = & \frac{\sqrt[3]{\pi^2}}{4k^3 \cos^3 \theta_0 \sqrt{4,0 |K_{\zeta_{xx}}| \alpha_{yy} \alpha_{tt}}} \cdot \exp \left[-\frac{(\kappa_x - 2k \sin \theta_0)^2}{16k^2 \cos^2 \theta_0 |K_{\zeta_{xx}}|} \right] \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{1}{16k^2 \cos^2 \theta_0 \alpha_{yy}} \cdot \left[\kappa_y - (\kappa_x - 2k \sin \theta_0) \cdot \frac{K_{\zeta_{xy}}}{2|K_{\zeta_{xx}}|} \right]^2 \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{1}{16k^2 \cos^2 \theta_0 \alpha_{tt}} \cdot \left[\omega + \frac{(\kappa_x - 2k \sin \theta_0) K_{\zeta_{xt}}}{2|K_{\zeta_{xx}}|} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\kappa_y - \frac{(\kappa_x - 2k \sin \theta_0) K_{\zeta_{xy}}}{2|K_{\zeta_{xx}}|} \right) \cdot \frac{\alpha_{yt}}{4\alpha_{yy}} \right]^2 \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_{yy} &= |K_{\zeta_{yy}}| - \frac{K_{\zeta_{xy}}^2}{4|K_{\zeta_{xx}}|}, \quad \alpha_{yt} = 2K_{\zeta_{yt}} + \frac{K_{\zeta_{xt}} K_{\zeta_{xy}}}{|K_{\zeta_{xx}}|}, \\ \alpha_{tt} &= |K_{\zeta_{tt}}| - \frac{K_{\zeta_{xt}}^2}{4|K_{\zeta_{xx}}|} - \frac{\alpha_{yt}^2}{16\alpha_{yy}}. \end{aligned}$$

Используя корреляционную функцию K_N и вынося за знак интеграла члены, не зависящие от $\vec{\rho}$, перепишем формулу (5):

$$\begin{aligned} K(\tau) = & \frac{4k^4 |E_i|^2 S_0}{R_0^2} \langle |\alpha_{hh}|^2 \cos^4(\theta_0 - \theta_x) \cdot [1 - \beta \theta_x \operatorname{sign}(\cos \phi_w)] \rangle \times \\ & \times \int d\vec{\rho} K_\xi(\vec{\rho}, \tau) \cdot K_N(\vec{\rho}, \tau). \end{aligned} \quad (9)$$

Под интегралом стоит произведение корреляционных функций. Интегрирование по $d\vec{\rho}$ необходимо, чтобы перейти от функции трёх переменных к функции одной переменной. После интегрирования по $d\vec{\rho}$ формулу для доплеровского спектра радиолокационного сигнала запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} S(\omega) = & \frac{4k^4 |E_i|^2 S_0}{R_0^2} \langle |\alpha_{hh}|^2 \cos^4(\theta_0 - \theta_x) \cdot [1 - \beta \theta_x \operatorname{sign}(\cos \phi_w)] \rangle \times \\ & \times \frac{1}{(2\pi)^3} \iint d\vec{\kappa}_0 d\omega_0 W_\xi(\vec{\kappa}_0, \omega_0) \cdot S_N(-\vec{\kappa}_0, \omega - \omega_0), \end{aligned} \quad (10)$$

где $W_\xi(\vec{\kappa}_0, \omega_0)$ — спектр ряби. Спектр ряби представим в следующем виде:

$$W_\xi(\vec{\kappa}, \omega) = W_\xi^+(\vec{\kappa})\delta(\omega + \Omega(\kappa) - \vec{k}\vec{V}) + W_\xi^-(\vec{\kappa})\delta(\omega - \Omega(\kappa) - \vec{k}\vec{V}), \quad (11)$$

где \vec{V} — скорость движения поверхностного слоя с рассеивающей рябью, связанная, например, с ветровым сносом; знак \pm связан с тем, что одной и той же частоте $\Omega(\kappa)$ соответствуют поверхности волны с одинаковыми пространственными периодами, но бегущие в противоположных направлениях. Знак $+$ соответствует волне, распространяющейся по оси X. Тогда:

$$\begin{aligned} W_\xi^+(\vec{\kappa}) &= \begin{cases} W_\xi(\vec{\kappa}), & \kappa_x \geq 0, \\ 0, & \kappa_x < 0, \end{cases} \\ W_\xi^-(\vec{\kappa}) &= \begin{cases} 0, & \kappa_x > 0, \\ W_\xi(\vec{\kappa}), & \kappa_x \leq 0, \end{cases} \end{aligned}$$

где $W_\xi(\vec{\kappa})$ — пространственный спектр ряби.

После интегрирования (10) по $d\omega_0$ получим выражение для доплеровского спектра:

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \frac{4k^4 |E_i|^2 S_0}{R_0^2} \langle |\alpha_{hh}|^2 \cos^4(\theta_0 - \theta_x) \cdot [1 - \beta \theta_x \operatorname{sign}(\cos \phi_w)] \rangle \times \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{\kappa}_0 \left\{ W_\xi^+(\vec{\kappa}_0) \cdot S_N(-\vec{\kappa}_0, \omega + \Omega(\kappa_0) - \vec{k}\vec{V}) + \right. \\ &\left. + W_\xi^-(\vec{\kappa}_0) \cdot S_N(-\vec{\kappa}_0, \omega - \Omega(\kappa_0) - \vec{k}\vec{V}) \right\}. \quad (12) \end{aligned}$$

Стандартным способом выполним нормировку по мощности так, чтобы интеграл по доплеровскому спектру давал сечение обратного рассеяния. По определению сечение рассеяния равно

$$\sigma_0 = \frac{4\pi R_0^2 \langle E_S E_S^* \rangle}{S_{sc} |E_i|^2},$$

где S_{sc} — площадь рассеивающей площадки.

Следовательно, окончательная формула для доплеровского спектра примет следующий вид:

$$\begin{aligned} S_{br}(\omega) &= \frac{k^4}{\pi^2} \langle |\alpha_{hh}|^2 \cos^4(\theta_0 - \theta_x) \cdot [1 - \beta \theta_x \operatorname{sign}(\cos \phi_w)] \rangle \times \\ &\times \int d\vec{\kappa}_0 \left\{ W_\xi^+(\vec{\kappa}_0) \cdot S_N(-\vec{\kappa}_0, \omega + \Omega(\kappa_0) - \vec{k}\vec{V}) + \right. \\ &\left. + W_\xi^-(\vec{\kappa}_0) \cdot S_N(-\vec{\kappa}_0, \omega - \Omega(\kappa_0) - \vec{k}\vec{V}) \right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

3. ДОПЛЕРОВСКИЙ СПЕКТР НА СРЕДНИХ УГЛАХ ПАДЕНИЯ

Пусть волнение распространяется вдоль оси X. В этом случае $K_{\zeta xy} = K_{\zeta yt} = 0$ и, следовательно,

$$\alpha_{yy} = |K_{\zeta yy}|, \quad \alpha_{yt} = 0, \quad \alpha_{tt} = \frac{4|K_{\zeta tt}| |K_{\zeta xx}| - K_{\zeta xt}^2}{4|K_{\zeta xx}|}.$$

С учётом этого выражение для спектра S_N значительно упростится и формула (8) может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} S_N(\vec{\kappa}, \omega) &= \frac{\sqrt[3]{\pi^2}}{4k^3 \cos^3 \theta_0 \sqrt{|K_{\zeta yy}|(4,0|K_{\zeta xx}| |K_{\zeta tt}| - K_{\zeta xt}^2)}} \times \\ &\times \exp \left[-\frac{(\kappa_x - 2k \sin \theta_0)^2}{16k^2 \cos^2 \theta_0 |K_{\zeta xx}|} \right] \cdot \exp \left[-\frac{\kappa_y^2}{16k^2 \cos^2 \theta_0 |K_{\zeta yy}|} \right] \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{1}{16k^2 \cos^2 \theta_0 \alpha_{tt}} \cdot \left[\omega + \frac{(\kappa_x - 2k \sin \theta_0) K_{\zeta xt}}{2|K_{\zeta xx}|} \right]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

В этом случае мы можем провести аналитические преобразования в формуле (10) до конца. Проинтегрируем по $d\kappa_x$ и $d\kappa_y$. Как видно из формулы (14), спектр S_N является быстро спадающей функцией по κ_x и κ_y , а функция W_ξ изменяется мало в этих пределах, что позволяет вынести её из под знака интеграла. В результате довольно громоздких преобразований получим следующую формулу для доплеровского спектра:

$$\begin{aligned} S_{br}(\omega) &= \frac{4\sqrt{\pi} k^4}{k \cos \theta_0 \sqrt{4|K_{\zeta tt}|}} \times \\ &\times \langle |\alpha_{hh}|^2 \cos^4(\theta_0 - \theta_x) \cdot [1 - \beta \theta_x \operatorname{sign}(\cos \phi_\omega)] \rangle \times \\ &\times \int d\omega_0 W_\xi(\vec{\kappa}_{br}, \omega_0) \cdot \exp \left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{16k^2 \cos^2 \theta_0 |K_{\zeta tt}|} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где $\vec{\kappa}_{br} = \vec{\kappa}_{br}(2k \sin \theta_0, 0)$.

Чтобы проинтегрировать по $d\omega$, воспользуемся представлением спектра ряби в форме (11). В этом случае окончательное выражение для доплеровского спектра отражённого сигнала в области средних углов падения примет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 S_{\text{бр}}(\omega) = & \frac{4\sqrt{\pi}k^4}{k \cos \theta_0 \sqrt{4|K_{\zeta tt}|}} \times \\
 & \times \langle |\alpha_{hh}|^2 \cos^4(\theta_0 - \theta_x) \cdot [1 - \beta \theta_x \operatorname{sign}(\cos \phi_w)] \rangle \times \\
 & \times \left[W_\xi^+(\vec{k}_{\text{бр}}) \cdot \exp \left(-\frac{(\omega + \Omega(\kappa_{\text{бр}}) - \vec{k}\vec{V})^2}{16k^2 \cos^2 \theta_0 |K_{\zeta tt}|} \right) + \right. \\
 & \left. + W_\xi^-(\vec{k}_{\text{бр}}) \cdot \exp \left(-\frac{(\omega - \Omega(\kappa_{\text{бр}}) - \vec{k}\vec{V})^2}{16k^2 \cos^2 \theta_0 |K_{\zeta tt}|} \right) \right]. \quad (16)
 \end{aligned}$$

Последнее выражение аналогично известной формуле для доплеровского спектра [12], а также нашим результатам [9, 13].

Повторить эти преобразования для малых углов падения и переходной области нельзя. В этом случае интегралы не берутся аналитически. Дело в том, что в рамках двухмасштабной модели поверхности существует волновое число k_b , которое делит непрерывный спектр волнения на крупномасштабную и мелкомасштабную составляющие. Следовательно, вычисляя свёртку спектров мы должны будем учитывать конечность пределов. Для средних углов падения мы легко обходим эту проблему, т.к. при этих значениях второй спектр равен нулю. Значение свёртки в этом случае определяется интегралом по второму спектру, который мы формально вычисляем в бесконечных пределах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках двухмасштабной модели поверхности построена теоретическая модель доплеровского спектра для брэгговской компоненты отражённого сигнала. Учёт крупномасштабного волнения показал, что при малых углах падения традиционная формулировка резонансного рассеяния становится несправедливой. Крупномасштабное волнение приводит к ограничению роста мощности отражённого сигнала быстрее, чем нарушаются формальные условия применимости метода возмущений. Поэтому брэгговская компонента остаётся малой по сравнению с квазизеркальной составляющей на малых углах падения. В области средних углов падения мы приходим к известной модели доплеровского спектра.

Полученный результат представляет интерес для интерпретации данных РСА, которые работают на нижней границе переходной области. Дело в том, что известен ряд эффектов, которые не объясняются в рамках существующих моделей [20]. И возможно новая модель позволит устранить эти недостатки.

Таким образом, построение теоретической модели доплеровского спектра радиолокационного СВЧ сигнала для брэгговской компоненты отражённого поля позволяет перейти к теоретическому исследованию полного доплеровского спектра в переходной области. Сравнительный анализ спектров квазизеркальной и брэгговской компонент, а также построение модели доплеровского спектра в переходной области мы намерены сделать в следующей работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 96-02-17501.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972. — 424 с.
2. Зубкович С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отражённых от земной поверхности. — М.: Сов. радио, 1968. — 224 с.
3. Гарнакерьян А. А., Сосунов А. С. Радиолокация морской поверхности. — Изд-во Ростов. ун-та, 1978. — 144 с.
4. Исерс А. Б., Пузенко А. А., Фукс И. М. //Акуст. журн., 1990. Т. 36. № 3. С. 454.
5. Fung A. K., Chen K. S. //Int. J. Remote Sensing, 1992. V. 13. № 9. P. 1663.
6. Воронович А. Г. //ДАН, 1985. Т. 282. № 2. С. 286.
7. Tatarskii V.I. //Waves in Random Media, 1993. № 3. P. 127.
8. Valenzuela G. R. //Boundary-Layer Meteorology, 1978. № 13. P. 61.
9. Каневский М. Б., Караев В. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика, 1993. Т. 36. № 1. С. 3.
10. Kanevsky M. B., Karaev V. Yu. — In: International Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS'96, 27-31 May 1996, Lincoln Nebraska (USA). P. 1493.
11. Каневский М. Б., Караев В. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 5. С. 517.
12. Фукс И. М. //Акуст. журн., 1974. Т. 20. № 3. С. 458.
13. Гребенюк Ю. В., Каневский М. Б., Караев В. Ю. //Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана, 1994. Т. 30. № 1. С. 59.
14. Poulter E. M., Smith M. J., McGregor J. A. /J. Geoph. Res., 1994. V. 99. № C4. P. 7929.
15. Plant W. J., Keller W. C. //J. Geoph. Res., 1990. V. 95. № C9. P. 16299.
16. Волкова А. И., Копыл Е. А. //Акуст. журн., 1992. Т. 38. № 4. С. 644.
17. Розенберг А. Д., Островский И. Е., Калмыков А. И. //Изв. вузов. Радиофизика, 1966. Т. 9. № 2. С. 234.

18. Радиофизические исследования Мирового океана // Сб. науч.тр. АН Украины /Под ред. Ф. Г. Басс, В. Б. Рассказовского и др. — Харьков: Ин-т радиофизики и электроники, 1992. — 220 с.
19. Wright J. W. and Keller W. C. //Phys. Fluids, 1971. V. 14. P. 466.
20. Holliday D., Gaetan St-Cyr and Woods N. E. //Int. J. Remote Sensing, 1986. V. 7. № 12. P. 1809.

Институт прикладной физики
РАН, г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
28 января 1997 г.

ON THE PROBLEM OF THE DOPPLER SPECTRUM OF A MICROWAVE RADAR SIGNAL BACKSCATTERED BY SEA SURFACE (A TRANSITION AREA, BRAGG COMPONENT)

V. Yu. Karaev

The backscattering of the microwave radar signal by a rough water surface in the transition area of the incidence angle ($10^\circ - 25^\circ$) is considered. In the framework of the two-scale surface model, a theoretical model of the Doppler spectrum is worked out. It is shown, that the well-known Bragg scattering theory is not correct at small incidence angles and in a transition area. A large-scale part of the scattering surface leads to the decrease of the power of the Bragg component of the scattering signal. At the middle incidence angle a new model coincidences with the well-known formula for the Doppler spectrum.

УДК 525.73

АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ РЕШЕНИЯ ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ ЗАДАЧ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Н. А. Василенко, К. П. Гайкович, М. Б. Черняева

В работе проведён анализ реально достижимой точности восстановления показателя преломления в оптическом диапазоне из решения обратной задачи астрономической рефракции на основе обработки большого ансамбля данных одновременных астрономических и аэрогеодезических измерений. Получены два основных результата. Во-первых, определены среднеквадратичные отклонения измеренных значений астрономической рефракции от вычисленных по зондовым данным, что позволило оценить эффективную погрешность измерений рефракции и выполнить анализ её составляющих. Во-вторых, сравнение восстановленных высотных профилей параметров атмосферы с зондовыми данными позволило оценить максимальные ошибки восстановления профиля и проанализировать их структуру.

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде работ рассматривались возможности использования измерений астрономической рефракции космических источников для восстановления высотного профиля показателя преломления и связанных с ним уравнениями статики и газового состояния параметров — давления и температуры [1–5]. Интерес к этой задаче связан с перспективами использования измерений рефракции сигналов навигационных спутников в радиодиапазоне [5] для постоянного контроля профиля показателя преломления, что позволило бы, в частности, осуществлять оперативный прогноз условий распространения на трассе. Апробация метода в оптическом диапазоне, где измерения не всегда возможны из-за закрытости источников облаками, представляет интерес с точки зрения оценки предельных возможностей метода.

В случае использования для восстановления профиля показателя преломления измерений астрономической рефракции, т. е. наземных измерений рефракции под положительными углами места, задача сводится к интегральному уравнению Фредгольма 1-го рода и является математически некорректной [4].

В работах [1–3] определён диапазон углов места, информативных для измерения. Он ограничен сверху углами, на которых вариации рефракции становятся сравнимыми с погрешностями измерений, что является

следствием "теоремы Лапласа" [6]. При точности измерений $\delta\epsilon = 1''$ диапазон информативных углов $0 < \theta_0 < 4^\circ$, а при $\delta\epsilon = 10'' - 0 < \theta_0 < 2^\circ$.

Численное решение обратной задачи астрономической рефракции на положительных углах места требует привлечения априорной информации, без которой оно, вообще говоря, невозможно [1-3].

В данном случае использовался метод статистической регуляризации [1-3, 5], в котором непосредственно используется информация о межуровневых ковариационных связях показателя преломления. Решение ищется на априорном ансамбле, заданном ковариационной матрицей.

Поскольку точность восстановления зависит от класса, на котором ищется решение, от метода решения и от дополнительных ограничений, а также потому, что точность восстановления в некорректной задаче возрастает не пропорционально, а значительно медленнее, для оценки погрешности в работах [1-3] был проведён численный эксперимент по замкнутой схеме.

Численные эксперименты показали, что точность восстановления различается для разных реализаций высотного профиля приведённого показателя преломления при одинаковой точности измерений. Таким образом, отдельные примеры восстановления не могут дать объективной оценки погрешности решения рассматриваемой некорректной задачи. Поэтому для получения достоверных данных о точности восстановления в [1] выполнено статистическое исследование восстановленных профилей показателя преломления, давления и температуры на больших ансамблях метеоданных.

Однако теоретическое рассмотрение возможностей восстановления параметров атмосферы по измерениям рефракции оставляет незадротнутыми ряд важных вопросов, связанных с практическим применением метода, ответы на которые можно получить только из результатов эксперимента. В первую очередь, это вопрос о роли горизонтальных неоднородностей показателя преломления в реальной атмосфере, вносящих дополнительную погрешность, которую трудно оценить в рамках теоретического анализа. Также без эксперимента трудно учесть погрешности, вносимые в рефракцию турбулентными флуктуациями показателя преломления, а также погрешности, связанные с некоторой его дисперсией в оптическом диапазоне. В работах [2, 3] было выполнено восстановление профилей параметров атмосферы для характерных случаев (монотонные профили, приземные и приподнятые инверсии). Однако имеющийся большой объём экспериментальных данных в оптическом диапазоне, сопровождавшихся к тому же одновременными аэрозондовыми измерениями профилей параметров атмосферы в том же месте (условия и методы измерений подробно описаны в [2, 3]), позволяет выполнить полный статистический анализ реально достижимой точности метода. Во-первых, можно провести статистическое сравнение измеренных значений рефрак-

ции с вычисленными по зондовым данным. Во-вторых, сравнение восстановленного профиля показателя преломления с профилем, восстановленным по зондовым данным, позволяет оценить точность восстановления профиля.

2. СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ РЕФРАКЦИИ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЁТОВ ПО ЗОНДАМ

Для угла астрономической рефракции имеет место уравнение [3]

$$\int_{p_0}^{p_H} N(p) \frac{pp_\theta dp}{(p^2 - p_\theta^2)^{3/2}} = \tilde{\varepsilon}(p_\theta), \quad (1)$$

где

$$\tilde{\varepsilon}(p_\theta) = -10^{-6}\varepsilon(p_\theta) + p_\theta \left(\frac{N(p_0)}{\sqrt{p_0^2 - p_\theta^2}} - \frac{N(p_H)}{\sqrt{p_H^2 - p_\theta^2}} \right), \quad (2)$$

$N = 10^6(n - 1)$, $p = nr$, $p_\theta = n_0 r_0 \cos \theta_0$, $p_0 = n_0 r_0$, $n_0 = n(r_0)$, ε — угол рефракции, θ_0 — угол места прихода луча, n — показатель преломления.

Результаты статистического анализа показали, что среднеквадратичное отклонение рефракции, вычисленной по зондовым данным, от измеренной на углах места ниже 5° составило $12''$ при оценке точности измерений рефракции $6''$. На точность вычисления рефракции влияют ошибки экспериментальных данных, связанные с инерционностью зондов, влиянием горизонтальных неоднородностей как на показания переносимого ветром зонда, так и непосредственно на рефракцию. Предполагая независимыми погрешность измерений рефракции и погрешность, связанную с вышеупомянутыми ошибками в зондовых данных, получим $(\delta\varepsilon)^2 = \sigma_{\text{зонд}}^2 + \sigma_{\text{измер}}^2$, где $\delta\varepsilon$ — предельная точность определения рефракции, $\sigma_{\text{зонд}}$ — погрешность, связанная с ошибками зонда, $\sigma_{\text{измер}}$ — погрешность измерения рефракции, откуда можно найти $\sigma_{\text{зонд}}$. Для $\delta\varepsilon = 12''$ и $\sigma_{\text{измер}} = 6''$ эта погрешность составляет $10,4''$.

3. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОССТАНОВЛЕННЫХ ПРОФИЛЕЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Результаты численного моделирования [2] показывают, что при ошибках $\sim 12''$ точность восстановления показателя преломления из решения обратной задачи астрономической рефракции, сводящейся к решению уравнения (1), существенно выше, чем точность восстановления по методу оптимальной экстраполяции от приземного значения:

$$N^*(h) = \langle N(h) \rangle + \frac{B_{NN}(0, h)}{\sigma_N^2(0, 0)} (N_0 - \langle N_0 \rangle), \quad (3)$$

В данной работе были получены высотные зависимости среднеквадратичных отклонений профилей показателя преломления, восстановленных по методу статистической регуляризации и оптимальной экстраполяции, от зондовых профилей для определённого выше уровня погрешности $\delta\epsilon = 12''$. Ковариационная матрица, использовавшаяся в методе статистической регуляризации, рассчитывалась по данным 30 зондов о давлении, гладкости и температуре, запуск которых проводился одновременно с измерениями астрономической рефракции и в том же месте. Результаты расчётов представлены на рис. 1. Можно видеть, что на высоте от 0 до 4 км оценка точности восстановления по методу статистической регуляризации составила $1,75 \leq \delta N \leq 2,25$, тогда как для метода оптимальной экстраполяции $2,3 \leq \delta N^o \leq 3,25$ на тех же высотах.

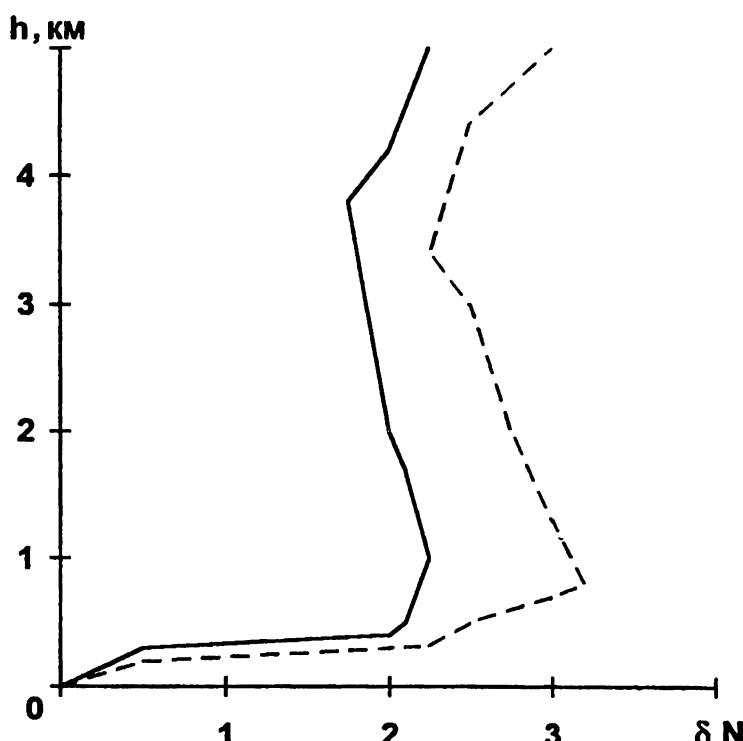


Рис. 1. Зависимость от высоты среднеквадратичного отклонения восстановленного индекса рефракции от зондового (сплошная линия) в сравнении с точностью линейной регрессионной оценки профиля индекса рефракции по его приземному значению (пунктир).

Обработка экспериментальных данных показала, что точность измерения рефракции, точность алгоритмов её расчёта, а также степень адекватности приближения сферически симметричной атмосферы достаточны для качественного восстановления профилей параметров атмосферы,

по крайней мере, при стабильных погодных условиях в континентальных районах с однородной подстилающей поверхностью. Аэрологические данные обеспечивают достаточно точное определение рефракции из расчётов и могут использоваться для сравнения с восстановленными профилями. Точность восстановления соответствует теоретическим оценкам для уровня реализующейся точности измерений и рассчитанных значений рефракции.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена задача восстановления высотного профиля показателя преломления атмосферы по измерениям астрономической рефракции космических источников. Выполнен статистический анализ точности восстановления показателя преломления в оптическом диапазоне из решения обратной задачи астрономической рефракции на основе одновременных астрономических и аэрологических измерений. Получено среднеквадратичное отклонение рефракции, рассчитанной по зондовым данным, от измеренной, которое составило $12''$ при известной оценке точности измерений рефракции $6''$. Погрешность вычисления рефракции, связанная с ошибками в зондовых данных, составила $10,4''$. Среднеквадратичное отклонение восстановленного профиля $N(h)$ от зондовых составило $2,5N$ -ед. в слое от 0 до 4 км.

Результаты показывают, что развитие рефрактометрических методов в радиодиапазоне [5] имеет определённые перспективы. Основными проблемами при этом являются: достижение необходимой высокой точности измерений рефракции и возможное влияние горизонтальной изменчивости влажной части показателя преломления при восстановлении в рамках модели сферически-симметричной атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

- Гайкович К. П., Сумин М. И. //Изв. АН СССР – Физика атмосферы и океана, 1986. Т. 22. № 9. С. 917.
- Василенко Н. А., Гайкович К. П., Сумин М. И. //ДАН СССР, 1986. Т. 290. № 6. С. 1332.
- Василенко Н. А., Гайкович К. П., Сумин М. И. //Изв. АН СССР – Физика атмосферы и океана, 1986. Т. 22. № 10. С. 1026.
- Гайкович К. П., Гурвич А. С., Наумов А. П. //Изв. АН СССР – Физика атмосферы и океана, 1983. Т. 19. № 7. С. 675.
- Гайкович К. П. //Изв. вузов. Радиофизика, 1992. Т. 35. № 3–4. С. 211.
- Колосов М. А., Шабельников А. В. Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры, Марса. — М.: Сов. радио, 1976. — 219 с.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
17 октября 1996 г

**ACCURACY ANALYSIS OF ASTRONOMICAL REFRACTION DIRECT
AND INVERSE PROBLEM SOLUTIONS BY THE EXPERIMENTAL DATA**

N. A. Vasilenko, K. P. Gaikovich, M. B. Tchernyaeva

An analysis of achievable retrieval precision of the refraction index in the optical range on the basis of the astronomical refraction inverse problem solution using large sets of simultaneous astronomical and sonde measurements has been carried out. Two main results have been obtained. First, rms derivations of astronomical refraction measured values from these, calculated by sonde data, have been determined, that gives a possibility to estimate the effective refraction measurement errors as well as to carry out an analysis of error components. Second, a comparison of retrieved atmosphere parameters profiles with sonde data permitted to evaluate the high level of retrieval errors and to carry out an analysis of their structure.

УДК 621.371

**НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОННЫХ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ИСКУССТВЕННОГО F-spread
НА РАДИОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛИГОНАХ
НИЖЕГОРОДСКОЙ ОБЛАСТИ**

*B. A. Алимов, Ф. И. Выборнов, Л. М. Ерухимов, Г. П. Комраков,
Н. А. Митяков, А. В. Рахлин*

Приведены некоторые результаты экспериментов по синхронному зондированию ионосферы КВ сигналами на полигонах НИРФИ в Зимёнках и Васильсурске Нижегородской области во время модификации ионосферы мощным КВ радиоизлучением передатчиков стенда "Сура" в Васильсурске. В ходе экспериментов получено прямое доказательство определяющей роли крупномасштабных неоднородностей ионосферной плазмы с размерами в несколько единиц–десятков километров в формировании искусственного F-spread. Мелкомасштабные неоднородности с размерами менее одного километра, локализованные в сравнительно тонком слое вблизи уровня отражения мощной КВ радиоволны, проявлялись лишь на пробных волнах, распространявшихся (отражённых) в непосредственной близости от центра области нагрева.

Современные представления о модели искусственного F-spread в ионосфере развиты в [1]. В ней проанализированы результаты комплексного эксперимента по синхронным наблюдениям на полигоне "Гиссар" (Душанбе) за сигналами геостационарного ИСЗ и за отражёнными КВ сигналами станции В3 при воздействии на ионосферу мощным КВ радиоизлучением [2]. В работе [1] показано, в частности, что основные положения стохастической теории явления F-spread в ионосфере [3] могут быть использованы при построении модели искусственного F-spread. При этом многолучёвость отражённых КВ сигналов, наблюдавшаяся в [2], как и в условиях естественного среднеширотного F-spread [3], была обусловлена развитой крупномасштабной неоднородной структурой (искусственными неоднородностями с размерами в несколько единиц–десятков километров) ионосферной плаэмы. Однако во время эксперимента [2] не проводились исследования статистических характеристик отражённых КВ сигналов. Этот пробел был восполнен во время недавних экспериментов в Нижегородской области.

Эксперименты проводились осенью 1995 г. и летом–осенью 1996 г., в дневное и вечернее время, синхронно на полигонах НИРФИ в Васильсурске и Зимёнках. В Васильсурске в режиме циклического нагрева ионосферной плаэмы (5 мин — нагрев, 10 мин — пауза) работал стенд

“Сура” с эквивалентной мощностью 300 МВт. Нагрев проводился на фиксированных частотах в диапазоне 4,3–4,8 МГц. Контроль за состоянием ионосферы осуществлялся панорамной станцией “Базис”, которая работала в дежурном режиме с интервалом в 15 мин. В Зимёнках в это же время на фиксированных частотах работала приёмо–передающая станция ВЗ “Сойка”. Одновременно (при работе в паузах режима “ионограмма”) на фиксированных частотах проходило вертикальное зондирование ионосферы над Васильсурском с использованием станции “Базис”*. Схема проведения экспериментов по ВЗ ионосферы в Зимёнках и Васильсурске была практически идентична схеме эксперимента [4]. Исключение составляли лишь рабочие частоты ВЗ (они лежали в диапазоне 4,5–5,6 МГц), фиксированная полоса приёма (она составляла 20 кГц), а также синхронный режим ВЗ ионосферы в Зимёнках и Васильсурске.

Предварительная обработка результатов экспериментов заключалась в вычислении индекса амплитудных флуктуаций $S_4^2 = \frac{\overline{A^4} - \overline{A^2}^2}{\overline{A^2}^2}$ на интервале стационарности быстрых замираний принимаемых КВ сигналов в Зимёнках и Васильсурске длительностью 1–2 мин для различных относительных задержек стробируемых импульсов. Полученные данные об индексах амплитудных флуктуаций сигналов сравнивались с данными ионосферной обстановки по синхронным наблюдениям в Васильсурске (ионограммы станции “Базис”) и в Зимёнках (развёртка типа А выходного осциллографа станции “Сойка”).

Во время экспериментов критическая частота F2–слоя ионосферы в районе полигона “Васильсурск” варьировалась в широких пределах ($f_{kp} \sim 4,7 \div 5,6$ МГц). Также в широких пределах изменялись и фиксированные частоты станций ВЗ “Сойка” и “Базис”. Они, как правило, были ниже f_{kp} F2 и, в то же время меньше или больше, а иногда почти совпадали с частотами нагрева стенда “Сура”.

В единичных случаях возникновение искусственной многолучёвости для отражённых КВ сигналов в Васильсурске не сопровождалось подобным явлением в Зимёнках. Также в единичных случаях наблюдалась обратная картина. Но в подавляющем большинстве сеансов наблюдений за отражёнными КВ сигналами как в Васильсурске, так и в Зимёнках регистрировался искусственный F-spread, который возникал при работе нагревного стенда “Сура” и исчезал спустя несколько минут в паузе работы этого стенда. В отдельных случаях повышенная многолучёвость отражённых КВ сигналов наблюдалась и во время всей 10 минутной паузы в работе передатчиков стенда “Сура”. Группа отражённых сигналов в различных сеансах варьировалась в пределах 4–6 импульсов с общей

* Во время эксперимента 1995 г. ВЗ ионосферы на фиксированных частотах в Васильсурске не проводилось.

длительностью $\sim 0,4 \div 0,6$) мс.

Амплитудные флюктуации отражённых КВ сигналов в Зимёнках были слабыми (величина индекса амплитудных флюктуаций составляла $S_4^2 \simeq 0,15 \div 0,25$). Причём величина этих флюктуаций практически не изменялась в зависимости от интервала наблюдений (во время работы стенда "Сура" или во время паузы).

Последний результат, на первый взгляд, кажется несколько неожиданным. На самом же деле он достаточно хорошо укладывается в современные представления об явлении искусственного F-spread [1]. Как уже отмечалось выше, согласно теоретической модели [1, 3], искусственный F-spread формируется искусственными неоднородностями ионосферной плазмы с размерами в несколько единиц—десятков километров. Эти неоднородности имеют время жизни в несколько единиц—десятков минут и могут уверенно регистрироваться на расстояниях в несколько десятков—сотен километров от места их генерации в ионосфере за счёт переноса их в результате естественного дрейфа ионосферной плазмы со скоростью в несколько сотен метров в секунду [5].

В то же время искусственные неоднородности с размерами в несколько сотен метров, которые отвечают за быстрые амплитудные флюктуации отражённых КВ сигналов (неоднородности с размерами меньше френелевского масштаба [1]), имеют время жизни порядка минуты [5, 6]. Расстояние между Васильсурском и Зимёнками составляет около 120 км. При скорости ионосферного дрейфа мелкомасштабных неоднородностей порядка 100 м/с это расстояние могло бы быть покрытым искусственными мелкомасштабными неоднородностями за время порядка 20 мин. Но при этом они, безусловно, релаксируют. Так что интенсивные мелкомасштабные неоднородности с размерами в несколько сотен метров, которые генерировались лишь в области главного лепестка диаграммы направленности нагревного стенда "Сура", т. е. в области с размерами порядка 50–60 км в районе Васильсурска на высотах F2-слоя ионосферы, просто не достигали ионосферной области наблюдений станции ВЗ "Сойка" в Зимёнках. Мелкомасштабные же неоднородности, являющиеся результатом распада крупномасштабных возмущений, были достаточно слабы. Этот результат косвенно согласуется с наблюдениями за мелкомасштабными искусственными неоднородностями ионосферы на разных высотах с помощью радиопросвещивания ионосферы сигналами геостационарного ИСЗ [6], где мелкомасштабные неоднородности не регистрировались на высотах, больших примерно 60 км от уровня отражения нагревной волны, по-видимому, в силу всей той же, указанной выше, причины — они просто релаксировали раньше, чем достигали этих высот за счёт выноса плазмы из нагретой области.

Вместе с тем, при синхронных наблюдениях за отражёнными КВ сигналами в Зимёнках и Васильсурске индекс амплитудных флюктуаций

непосредственно в области нагрева варьировался в больших пределах $S_4^2 \simeq 0,15 \div 1$. Величина амплитудных флуктуаций сигналов станции ВЗ "Базис" заметно увеличивалась (вплоть до насыщения $S_4^2 \simeq 1$) на частотах, близких к частоте нагрева ионосферы стендом "Сура". Это обстоятельство, по-видимому, было связано с возбуждением мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности при нагреве ионосферы мощным КВ радиоизлучением в области отражения волны накачки (ср. [6]).

Итак, проведённые экспериментальные исследования с применением синхронных наблюдений за отражёнными КВ сигналами в территориально разнесённых пунктах наблюдения на полигонах в Зимёнках и Васильсурске Нижегородской области продемонстрировали определяющую роль искусственных крупномасштабных неоднородностей ионосферной плазмы с размерами в несколько единиц–десятков километров в формировании искусственного F-spread. При этом мелкомасштабные неоднородности с размерами менее одного километра, локализованные в сравнительно тонком слое вблизи уровня отражения мощной КВ радиоволны, проявились лишь на пробных радиоволнах, распространяющихся (отражённых) непосредственно через область нагрева.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов 95-02-03716, 96-02-18659, 96-02-31003.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алимов В. А., Рахлин А. В. // Изв. вузов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 7. С. 876.
2. Ерухимов Л. М. и др. // Геомагн. и аэрроном., 1988. Т. 28. № 5. С. 745.
3. Алимов В. А., Ерухимов Л. М. // Изв. вузов. Радиофизика, 1995. Т. 38. № 12. С. 1227.
4. Алимов В. А., Выборнов Ф. И., Ерухимов Л. М. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. № 11. С. 1447.
5. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984.
6. Ерухимов Л. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика, 1977. Т. 20. № 12. С. 1814.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
30 января 1997 г.

**SOME RESULTS OF SYNCHRONOUS EXPERIMENTAL
INVESTIGATIONS OF ARTIFICIAL F-spread AT RADIOPHYSICAL
POLYGONS OF NIZHNY NOVGOROD REGION**

*V. A. Alimov, F. I. Vybornov, L. M. Erukhimov, G. P. Komrakov,
N. A. Mityakov, A. V. Rakhlin*

Some results are presented for the experiments on synchronous sounding of the atmosphere by microwave signals at NIRFI polygons at Zimenki and Vasil'sursk in Nizhny Novgorod region during modification of the ionosphere by powerful microwave radio emission of radio transmitters of "Sura" facility at Vasil'sursk. During the experiments the direct proof has been obtained for the determinable role of large-scale irregularities of the ionospheric plasma with dimensions of several tens of kilometers in the formation of artificial F-spread. Small-scale irregularities with dimensions smaller than one kilometer being localized in a comparatively thin layer near the level of the powerful microwave radio wave reflection are displayed only at probe waves propagating (reflected) in the direct vicinity from the center of the heating region.

УДК 621.391.818.8

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НА КОРОТКИХ МЕТЕОРНЫХ РАДИОЛИНИЯХ

*A. B. Карпов, A. K. Кодиров, A. B. Наумов, B. B. Сидоров,
C. H. Терешин*

Представлены экспериментальные результаты, полученные на метеорных радиолиниях длиной 100 и 250 км. Показано преимущество варианта "бокового распространения". На имитационной компьютерной модели "КАМЕТ" проведено моделирование распространения радиоволн на радиолиниях длиной до 600 км. Предложен эффективный вариант работы на радиолиниях длиной до 300 км — вариант "слежения за максимумом метеорной активности".

В В Е Д Е Н И Е

Для протяжённых метеорных радиолиний достаточно детально исследованы характеристики канала связи, а также влияние на них типа, конфигурации и ориентации антенных систем. Как правило, на таких радиолиниях используются антенны, имеющие диаграммы направленности шириной 40–50° в горизонтальной и 10–15° в вертикальной плоскостях, ориентированные по дуге большого круга, соединяющей точки приёма и передачи. Это позволяет охватить диаграммой направленности "отражающую область" — объём атмосферы, потенциально пригодный для осуществления метеорной радиосвязи. С уменьшением длины линии связи значительно увеличиваются угловые размеры отражающей области. В связи с этим усложняется выбор антенных систем (включая ориентацию в пространстве и вид поляризации) для обеспечения максимальной производительности линии связи.

Информация о выборе оптимальных характеристик актуальна в связи с тем, что существующие сети метеорных коммуникаций, такие как SNOTEL и AMBCS [1], в качестве основного элемента сети используют радиолинии малой длины (менее 600 км), соединяющие периферийный пункт с центральным. Развитие сетей стимулировало проведение экспериментальных и теоретических исследований данного вопроса. Из теоретических исследований следует отметить работы Брауна [2] и Вейцена [3, 4].

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В течение семи лет было проведено два продолжительных цикла экспериментальных наблюдений на радиолиниях длиной 250 и 100 км [5, 6]. Общий объём наблюдений составил 1820 часов. Основные характеристики измерительного комплекса:

| | | | |
|----------------------------|---|--------|------|
| рабочая частота | — | 40,024 | МГц |
| мощность передатчика | — | 750 | Вт |
| чувствительность приёмника | — | 0,6 | мкВ. |

В зависимости от условий эксперимента высота подвеса антенн регулировалась с помощью телескопической мачты в пределах от 2,5 до 11 м. Было предусмотрено электромеханическое вращение антенн как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях. На обоих пунктах использовались антенны бегущей волны, состоящие из двенадцати симметричных излучателей, соединённых между собой двухпроводной линией. Антенны имели следующие параметры:

- ширина диаграммы направленности в горизонтальной плоскости, измеренная экспериментально на уровне $P_{\max}/2 = 62 \pm 2^\circ$,
- коэффициент направленного действия относительно изотропного излучателя в свободном пространстве — 10 дБ,
- поляризация — горизонтальная и вертикальная.

В эксперименте можно выделить три основных этапа. На первом было проведено исследование метеорного распространения радиоволн при использовании направленных антенн (бегущей волны) с горизонтальной поляризацией на радиолинии длиной 250 км. На втором этапе использовались антенны вертикальной поляризации. На третьем этапе было проведено исследование метеорного распространения радиоволн на линии связи длиной 100 км. В дальнейшем планировалось провести исследования с использованием слабонаправленных антенн (например, полуволновый вибратор), исследование асимметричного режима, когда на одном из пунктов используется направленная антenna, а на другом слабонаправленная антenna. Планировалось также провести более детальное исследование некоторых других режимов связи, в частности, предложенный Вейценом [4], при котором антенны обоих пунктов ориентированы в одном направлении.

В эксперименте измерялись: среднечасовое число метеорных радиоотражений N и коэффициент заполнения метеорной линии связи h . Практически всегда h пропорционально N , и дальнейший анализ построен на рассмотрении величины N как более удобной в интерпретации. Предварительные результаты эксперимента были опубликованы в [5, 6]. На первом

этапе натурного эксперимента исследовались условия распространения радиоволн с использованием антенн горизонтальной поляризации при ориентациях $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$, $\xi_1 = \xi_2 = \pm 23^\circ$, $\xi_1 = \xi_2 = 0^\circ$. Положительному значению угла соответствовал поворот антенн к востоку от оси радиолинии, а отрицательному — к западу. Антенны обоих пунктов радиолинии поворачиваются на одинаковый угол. Интегральные оценки, сделанные для утренне-дневного периода наблюдений (2^h — 14^h местного времени), показали преимущество ориентации $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$. В утренние часы при этой ориентации среднечасовое число метеорных радиоотражений $N = 59$. При ориентации $\xi_1 = \xi_2 = 0^\circ$ эффективность радиолинии ниже на 20,4% ($N = 49$), а при ориентации $\xi_1 = \xi_2 = \pm 23^\circ$ эффективность радиолинии ниже на 51% ($N = 39$). В вечерне-ночной период наблюдений (14^h — 24^h , 0^h — 2^h местного времени) ориентации $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$ и $\xi_1 = \xi_2 = \pm 23^\circ$ дали примерно одинаковую среднюю эффективность радиолинии ($N = 17$). На втором этапе исследовались условия распространения радиоволн с использованием антенн вертикальной поляризации при ориентациях $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$, $\xi_1 = \xi_2 = \pm 43^\circ$, $\xi_1 = \xi_2 = 0^\circ$. Наибольшая численность радиоотражений была получена при $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$ ($N = 37$). При ориентациях $\xi_1 = \xi_2 = \pm 43^\circ$ и $\xi_1 = \xi_2 = 0^\circ$ эффективность радиолинии ниже на 15% ($N = 32$). При использовании антенн с вертикальной поляризацией преимущества ориентации $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$ выражены слабее.

На линии связи длиной 100 км также было выявлено преимущество ориентации $\pm 70^\circ$. При этом общая численность метеорных радиоотражений снизилась приблизительно на 25%. Таким образом, по результатам всех трёх проведённых этапов экспериментов наибольшая численность метеорных радиоотражений была получена для ориентации $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$. Необходимо отметить, что некоторые результаты не нашли объяснения. Кроме того, появившиеся к концу эксперимента предложения об организации метеорных линий связи малой протяжённости нуждались в детальной проверке. Однако, в силу ряда причин проведение натурных экспериментов стало невозможным и основной акцент в исследованиях был сделан на проведение модельного эксперимента с использованием модели метеорного канала "КАМЕТ". Ранее проведённое сопоставление [7] результатов эксперимента с модельными данными, полученными на модели "КАМЕТ" [8], дало хорошее согласие. Расхождения составили: в трёх часовых точках — 1 дБ и менее, в трех — менее 2 дБ, в двух — менее 4 дБ. Рис. 1 и 2 иллюстрируют соотношения между модельными и экспериментальными результатами, полученными в различное время (ряд exp1 — октябрь 1983 г. ряд exp2 — октябрь 1984 г.).

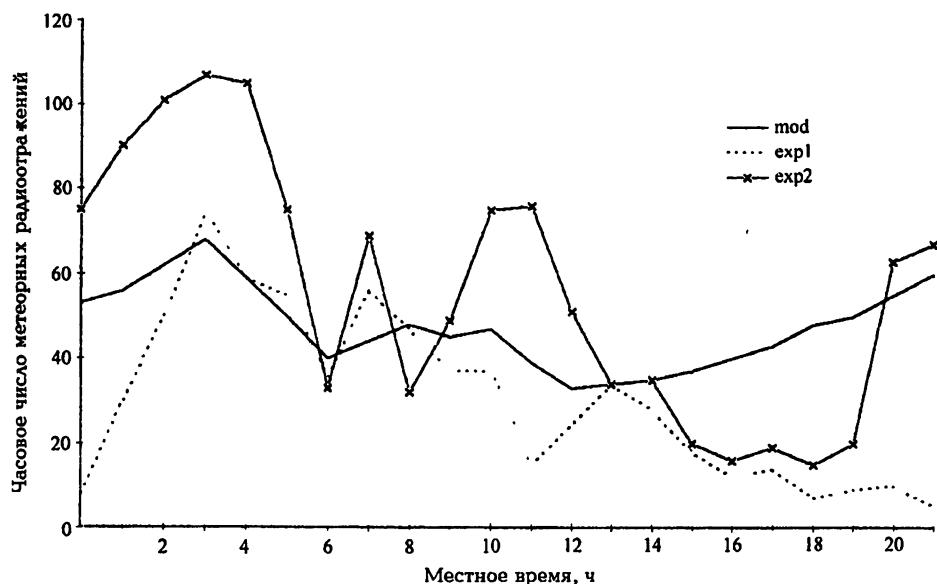


Рис. 1. Сравнение модельных и экспериментальных результатов для ориентации $\xi_1 = \xi_2 = \pm 23^\circ$.

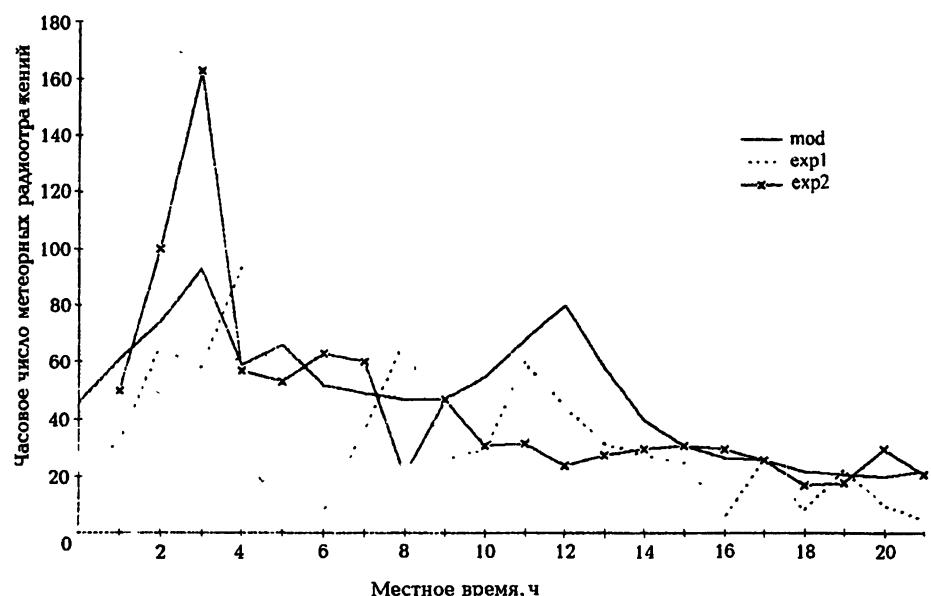


Рис. 2. Сравнение модельных и экспериментальных результатов для ориентации $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Модельный эксперимент состоял из следующих этапов:

1. Моделирование условий распространения радиоволн при использовании слабонаправленных антенн в симметричном и асимметричном режимах.
2. Моделирование бокового распространения и других режимов работы в зависимости от длины линии связи.
3. Моделирование широтной зависимости.

На первом этапе модельного эксперимента было рассмотрено три варианта организации связи. В первом варианте на обоих пунктах имитировалась диаграмма ненаправленной антенны (полуволновый вибратор) — режим (1×1) . Во втором варианте был рассмотрен асимметричный режим (3×1) . На одном пункте (центральном) имитировалась диаграмма направленной антенны (трёхэлементный волновой канал), на другом — диаграмма ненаправленной антенны. Третий вариант представлял собой традиционный режим связи, в котором на обоих пунктах имитировалась диаграмма пятиэлементного волнового канала — режим (5×5) . Во всех вариантах антенны ориентированы навстречу друг другу ($\xi_1 = \xi_2 = 0^\circ$).

Вариант, при котором на центральном пункте волновой канал — трёхэлементная антенна, а на периферийном — одноэлементная антенна, несколько предпочтительнее на линиях связи менее 300 км (рис. 3). На радиолиниях протяжённее 300 км наиболее эффективен вариант использования направленных антенн.

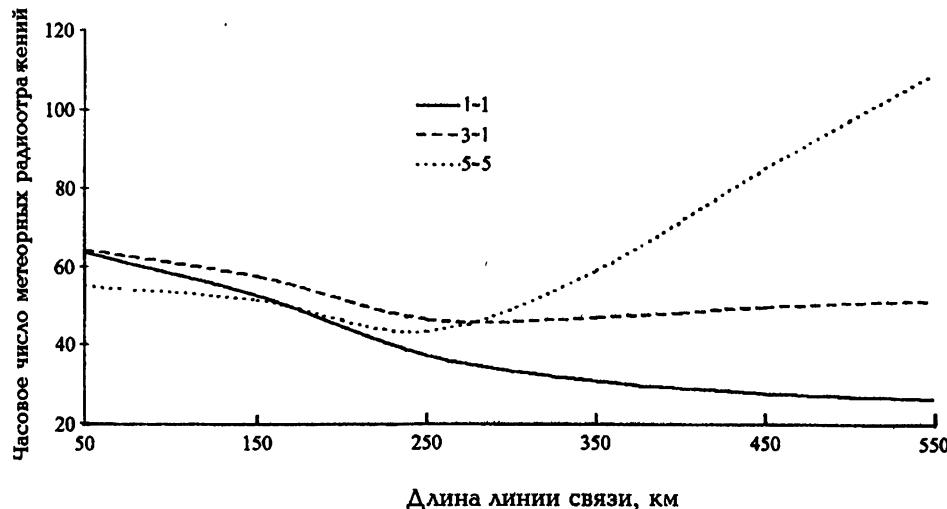


Рис. 3. Результат моделирования для слабонаправленных антенн.

Незначительное преимущество слабонаправленных антенн на линиях связи менее 300 км объясняется лучшим охватом диаграммой направленности отражающей области, компенсирующим снижение численности метеорных отражений, обусловленное низким коэффициентом усиления этих антенн. На более длинных радиолиниях угловые размеры отражающей области значительно уменьшаются, в связи с чем становится возможным охватить диаграммой направленности направленных антенн всю отирующую область и при этом иметь высокий коэффициент усиления. Последнее определяет преимущество направленных антенн на линиях связи длиной более 300 км при традиционном режиме работы.

В дальнейшем будет показано, что использование других методов ориентации направленных антенн позволяет достичь более высокой производительности системы на линиях связи менее 300 км. Тем не менее, выявленное по результатам моделирования преимущество слабонаправленных антенн показывает, что возможно использование таких антенн при построении простых систем связи на радиолиниях длиной менее 300 км. Причём несимметричный вариант представляется более предпочтительным.

На втором этапе исследовалась работа метеорной линии связи при использовании на приёмном и передающем пунктах пятиэлементных антенн волновой канал с горизонтальной поляризацией. Диаграмма направленности этой антенны практически совпадает с той, которая использовалась в натурном эксперименте. Режим работы определялся ориентацией траперсы антенн относительно оси трассы. Для сравнения были выбраны следующие варианты ориентации антенн:

1. традиционный вариант связи,
2. боковое распространение радиоволн [5, 6],
3. антенны направлены вслед друг другу [4],
4. вариант слежения за областью максимальной метеорной активности, полученной из анализа данных радиолокатора, находящегося в центре радиолинии.

Второй вариант – режим бокового распространения – проверен экспериментально, и на основании этих экспериментов была выбрана ориентация $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$ как наиболее эффективная. В модельном эксперименте производилось усреднение по двум ориентациям: $\xi_1 = \xi_2 = +70^\circ$ и $\xi_1 = \xi_2 = -70^\circ$. Третий вариант предложен Вейценом [4]. При этом диаграммы антенн перекрываются в области, расположенной за приёмником или передатчиком ($\xi_1 = 0^\circ$, $\xi_2 = 180^\circ$ или $\xi_1 = 180^\circ$, $\xi_2 = 0^\circ$). В этом варианте также производилось усреднение по двум возможным ориентациям.

Суть варианта слежения за областью максимальной метеорной активности заключается в том, что для данного часа проведения эксперимента

антенны обоих пунктов ориентированы на область максимума численности радиоотражений, полученной для радиолокатора, расположенного в средней точке радиолинии. Азимутальное распределение отражающих точек для локатора в значительной степени определяется астрономическими факторами. Эти исследования остаются за рамками данной статьи.

В случае с сильно выраженным максимумом азимутального распределения численности метеорных отражений преимущества варианта слежения проявлялись наиболее ярко (для распределения на рис. 4 вариант слежения будет наилучшим для радиолиний длиной до 300 км). При слабо выраженном максимуме (рис. 5) вариант слежения будет иметь преимущества на радиолиниях длиной до 100 км.

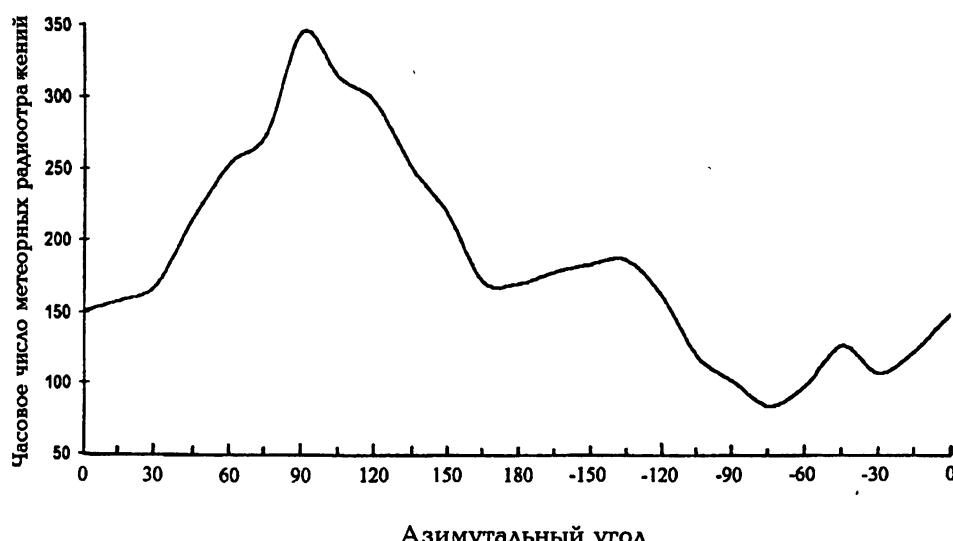


Рис. 4. Азимутальное распределение численности метеорных радиоотражений.
Июнь. 0 ч.



Рис. 5. Азимутальное распределение численности метеорных радиоотражений.
Июнь. 3 ч.

Для выявления суточной и сезонной вариации все вышеперечисленные варианты ориентации антенн на радиолиниях длиной 50, 150, 250, 350, 450, 550 км были просчитаны для восьми часовых точек (0, 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21 ч) местного времени и для четырёх сезонов (март, июнь, сентябрь, декабрь). Это позволило получить статистически достоверные результаты, а также оценить выигрыш при усреднении за весь год с учётом суточной и сезонной вариаций притока метеорного вещества в атмосферу Земли. Для того, чтобы корректно оценивать эффективность с учётом большого суточного хода численности, была рассмотрена величина относительной эффективности при усреднении за год. Если рассматривать абсолютную численность, то в результатах будут превалировать утренние часы из-за большой глубины суточного хода с минимумом численности в вечерние часы и максимумом в утренние. Выражение для относительной эффективности Θ описывается по формуле (1).

$$\Theta_k = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^S \left(\frac{1}{h} \sum_{j=1}^h \frac{N_{ijk}}{\max_k(N_{ijk})} \right), \quad (1)$$

где Θ_k — относительная эффективность для k -го варианта ориентации антенн, S — число сезонов, по которым проводилось усреднение, h — число часовых точек, по которым проводилось усреднение. Индексом i помечен номер сезона, индексом j — номер часовой точки, индексом k — вариант ориентации антенн. Как видно из формулы, численность метеоров для каждого сезона и часовой точки нормировалась к максимальной численности по реализациям ориентации антенн для того же сезона и часовой точки.

По результатам всего цикла моделирования путём усреднения относительной численности метеорных отражений по четырём сезонам был построен результирующий график эффективности (рис. 6).

На интервале 50–200 км значительное преимущество имеет режим слежения (ряд lco на рис. 6). Выигрыш составляет 100% по сравнению с традиционным (ряд ug0o), 50% по сравнению с вариантом Вейцена (ряд Weio), 20% по сравнению с боковым распространением радиоволн (ряд ug70o). На линиях связи от 200 до 300 км вариант слежения уступает до 5% варианту бокового распространения. При увеличении длины линии связи на расстояние более 300 км наиболее эффективным становится традиционный режим. Для точки $L = 250$ км, соответствующей длине экспериментальной радиолинии, различия между ориентацией $\xi_1 = \xi_2 = \pm 70^\circ$ и традиционным режимом составили 22%, что достаточно хорошо совпадает с экспериментальными данными, приведёнными выше.

Низкая эффективность линейно поляризованных антенн при традиционной ориентации $\xi_1 = \xi_2 = 0^\circ$ вызвана поляризационными потерями. Поляризационные потери происходят вследствие особенностей двумер-

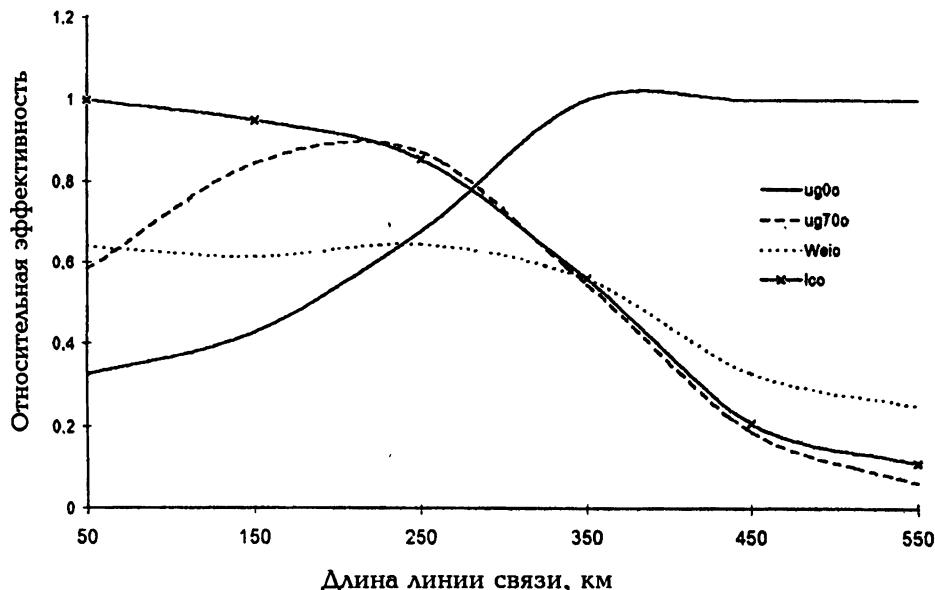


Рис. 6. Относительная эффективность различных ориентаций антенн — волновой канал.

ного распределения отражающих точек. Вблизи оси радиолинии число отражающих точек минимально; объясняется это тем, что в данной области условиям зеркальности удовлетворяют траектории с зенитным углом, близким к 90, которые не создают следов с достаточной ионизацией. Геометрия коротких линий такова, что направление на отражающую область будет соответствовать направлению на поляризационный минимум, т. к. плоскости поляризации падающей на след волны и отраженной от следа будут ортогональны. Существующие два способа преодоления поляризационных потерь: "боковое распространение" [6] и вариант Вейцена [4], — основаны на искусственном удлинении радиолинии. Вариант слежения позволяет реализовать такой же механизм сокращения поляризационных потерь. При этом антенны ориентируются на максимум метеорной активности, что позволяет достичь более высокой производительности линии связи.

Метеорная радиосвязь имеет ярко выраженную зависимость глубины суточного хода от широты средней точки радиолинии. Глубина суточного хода h_N определяется отношением максимума численности метеорных радиоотражений, который, как правило, достигается в утренние часы, к минимуму численности радиоотражений, который регистрируется вечером. В приполлярных радиолиниях h_N невелико и редко превосходит значение двух единиц. С уменьшением широты h_N резко возрастает и достигает нескольких десятков единиц. На третьем этапе имитационного экспери-

мента было проведено исследование зависимости величины относительной эффективности от широты. Результаты моделирования величины относительной эффективности в зависимости от широты средней точки радиолинии при изменении длины радиолинии от 50 до 550 км для первого и второго режимов связи приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

| Широта | Длина, км Ориентация | 50 | 150 | 250 | 350 | 450 | 550 |
|--------|-------------------------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| 25 | 0 | 0,56246 | 0,51423 | 0,73746 | 1 | 1 | 1 |
| | 70 | 1 | 1 | 0,9639 | 0,62519 | 0,22496 | 0,0757 |
| 40 | 0 | 0,57998 | 0,51548 | 0,70818 | 1 | 1 | 1 |
| | 70 | 1 | 1 | 0,99654 | 0,63073 | 0,23385 | 0,08241 |
| 55 | 0 | 0,55816 | 0,48246 | 0,61144 | 1 | 1 | 1 |
| | 70 | 1 | 1 | 1 | 0,71295 | 0,25504 | 0,08982 |

В отличие от величины h_N относительная эффективность системы практически не зависит от широты — максимальное различие в относительной эффективности для однотипных режимов не превосходит 5%. Это позволяет распространить полученные результаты на любую область земного шара и не связывать только с географическими координатами пунктов проведения натурных и модельных экспериментов.

Вышеизложенные результаты отражают особенности распространения радиоволн в азимутальной плоскости. В процессе моделирования также варьировалась высота подвеса антенн в диапазоне $0,5-2\lambda$. Несмотря на довольно значительные изменения диаграммы направленности в вертикальной плоскости, не было отмечено заметного влияния высоты подвеса антенн на показатель относительной эффективности линии связи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование на компьютерной модели “КАМЕТ” показало преимущество варианта слежения на радиолиниях длиной до 300 км. На основании результатов моделирования может быть предложен метод организации кустовой сети связи с линейными размерами до 600 км, основанный на слежении за максимумом метеорной активности: антенны центрального и периферийных пунктов ориентируются таким образом, чтобы диаграммы направленности перекрывались в области максимума метеорной активности, полученного из данных локатора в центральном пункте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дей У. Метеорная связь — перспективный метод обмена информацией с отдалёнными объектами //Электроника, 1982, Т. 55. № 26.
2. Brown David W. A physical meteor-burst propagation model and some significant results for communication system design //IEEE J. Sel. Areas Commun., 1985. V. SAC-3. № 5 (September).
3. Weitzen J.A. //Radio Sci., 1986. V. 21. № 6 (November-December). P. 1009.
4. Weitzen J.A. Communicating Via Meteor Burst at Short Range //IEEE Trans. Commun., 1987. V. COM-35. № 11 (November).
5. Карпов А. В. и др. //Изв. вузов. Радиофизика, 1987. Т. 30. № 3. С. 343.
6. Асири Т. и др. //Изв. вузов. Радиофизика, 1989. Т. 32. № 7. С. 912.
7. Карпов А. В., Кодиров А. Результаты моделирования численности метеорных радиоотражений для трассы Душанбе–Ленинабад //Изв. АН Тадж. ССР. – Отд. физ.-мат., хим. и геол. наук, 1990. № 4.
8. Карпов А. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1995. Т. 38. № 11. С. 1177.

Казанский государственный
университет, Россия

Поступила в редакцию
25 октября 1996 г.

METEOR RADIOWAVE PROPAGATION ON SHORT RADIOLINK

A. V. Karpov, A. K. Kodirov, A. V. Naumov, V. V. Sidorov, S. N. Tereshin

In this paper presents experimental results, received on meteor-burst radiolines by lenght 100 and 250'km. Advantage of variant "lateral propagation" is shown. We are presenting modeling of propagation radiowaves on meteor-burst link in lenght 0–600 km on model "KAMET". Is offered effective variant of work on link length less to 300 km — variant "trackings at maximum of meteor activity".

УДК 537.52.77:502.614.7

ОБНАРУЖЕНИЕ РАДИОЛИНИИ ДВУОКИСИ СЕРЫ $\nu \approx 131$ ГГц В НИЖНЕЙ ТРОПОСФЕРЕ

И. А. Струков, А. В. Троицкий

Сообщаются результаты обнаружения радиолинии двуокиси серы $\nu \approx 131$ ГГц антропогенного происхождения в излучении нижней тропосферы. Изложены методы и результаты спектральных радиометрических исследований содержания SO_2 вблизи источников её выделения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящее время актуальной задачей является дистанционный мониторинг малых газовых составляющих (МГС) атмосферы антропогенного происхождения — в первую очередь, окиси углерода CO , окислов азота NO и NO_2 , двуокиси серы SO_2 . Перечисленные газовые примеси содержатся, в основном, в тропосфере или даже в пограничном слое (высота $h \leq 1,5$ км) и представляют опасность для биосферы как сами по себе, так и в виде соединений с водой (кислотные дожди). Основными антропогенными источниками двуокиси серы SO_2 в атмосфере являются сжигание угля, нефти и газа, плавка руд, производство серной кислоты. В естественных условиях значительное количество SO_2 выделяется при извержении вулканов. В настоящее время мировой антропогенный выброс двуокиси серы оценивается в ~ 80 млн. т. Повышенные концентрации SO_2 (на 1–2 порядка выше, чем в геохимически чистых зонах) наблюдаются даже на расстоянии нескольких сотен километров от источника.

Возможность радиометрической индикации SO_2 и контроль за его содержанием основан на свойствах собственного (теплового) радиоизлучения атмосферы как нагреветого тела. Основной вклад в радиоизлучение атмосферы вносят газы, молекулы которых обладают магнитными и электрическими дипольными моментами. Эти газы имеют максимумы излучения (поглощения) на резонансных частотах молекул. Проводя спектральные измерения интенсивности собственного излучения атмосферы на частотах вблизи резонансов SO_2 , можно получать информацию о его содержании в атмосфере.

Существенной особенностью радиоизлучения тропосферы в линиях МГС является их значительное уширение (до нескольких гигагерц) благодаря молекулярным соударениям при больших (~ 1 атм.) давлениях и,

как следствие, взаимному перекрытию линий и образованию полос поглощения. Микроволновый вращательный спектр SO_2 содержит около 200 спектральных линий в диапазоне до 200 ГГц, и подобное перекрытие линий имеет место. Как показано в [1], наиболее интенсивная полоса в микроволновом спектре SO_2 приходится на спектральную область с центром $\nu_0 \approx 131 ГГц. На рис. 1 приведена нормированная величина интенсивности радиоизлучения атмосферы в полосе поглощения SO_2 . Радиоизлучение тропосферного SO_2 в области $\nu_0 \approx 131 ГГц представляет собой спектральную особенность с полушириной $\Delta\nu \approx 8$ ГГц. В таком широком диапазоне спектрального анализа интенсивность собственного радиоизлучения чистой атмосферы (фона) $T_{\Phi,\nu}$ является уже нелинейной по частоте (см. рис. 2) и требует корректного учёта.$$

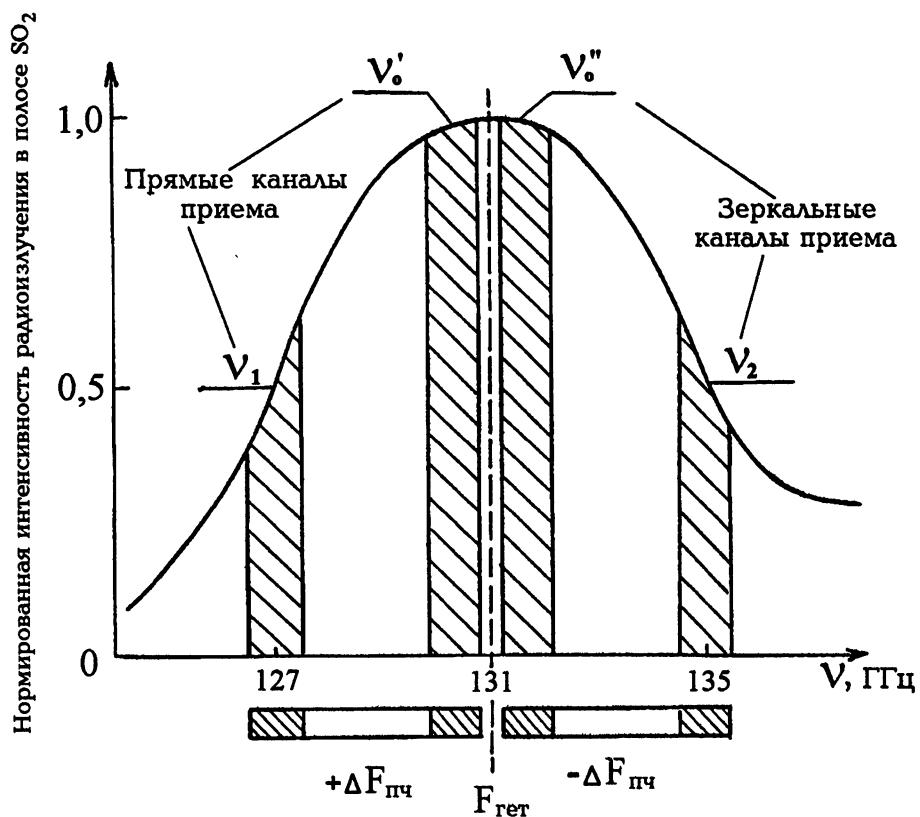


Рис. 1. Схема приёма атмосферного радиоизлучения в полосе SO_2 , $\nu_0 \approx 131 ГГц (ν_0' и ν_1 — прямые каналы, ν_0'' и ν_2 — зеркальные каналы приёма). По оси ординат отложена нормированная интенсивность радиоизлучения в полосе SO_2 .$

114

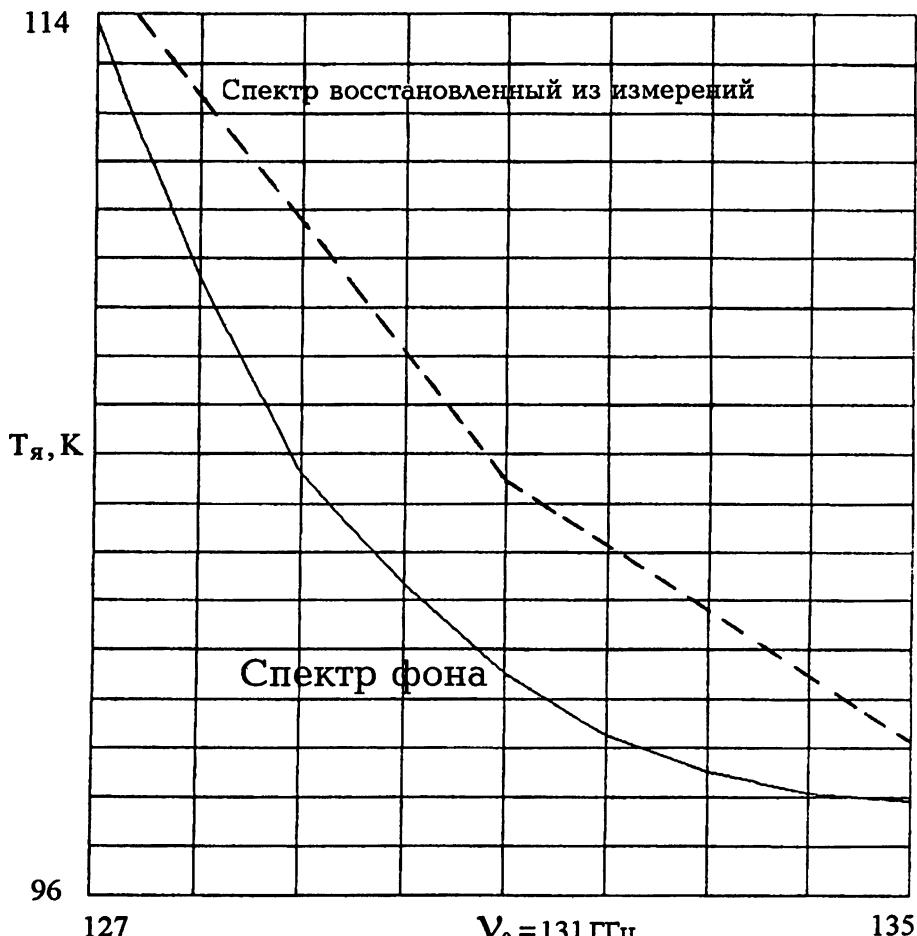


Рис. 2. Спектр радиояркостной температуры атмосферы в области полосы SO_2 , $\nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$: сплошная — спектр фона, пунктир — спектр, восстановленный из измерений.

2. МЕТОДЫ И АППАРАТУРА

Для обнаружения микроволнового излучения тропосферной двуокиси серы SO_2 в полосе поглощения $\nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$, в принципе, достаточно проведения измерений в 3-х спектральных каналах, один из которых расположен в центре полосы, а два других (опорных) — на её крыльях. Наличие двух опорных каналов необходимо для учёта кривизны спектра интенсивности фонового радиоизлучения атмосферы, поскольку даже для чистой атмосферы всегда существует разностный сигнал ΔT_F между центральным и опорным каналами [2]. Измеряемой величиной, на основании которой происходит интерпретация результатов измерений радиоизлучения атмосферы, является разность между яркостной температурой в центре полосы поглощения SO_2 $\nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$ и среднеарифметической яркостной

температуры двух (ν_1 и ν_2) опорных каналов:

$$\Delta T_{\text{я}} = T_{\text{я}0} - \frac{T_{\text{я}1} + T_{\text{я}2}}{2} = T_{\text{я}0} - T_{\text{я}1,2}, \quad (1)$$

где $T_{\text{я}0}$, $T_{\text{я}1}$, $T_{\text{я}2}$ — яркостные температуры атмосферы при наличии SO_2 в центральном ν_0 и опорных ν_1 и ν_2 каналах. Как показано в [2], величина фоновой разности яркостной температуры центрального и опорных каналов ($\Delta T_{\text{ф}} = T_{\text{ф}0} - T_{\text{ф}1,2}$) зависит от угла наблюдения и имеет сезонный ход. Так, например, для зенитного угла наблюдения $\theta = 70^\circ$ и частот спектральных каналов $\nu_0 = 131 \text{ ГГц}$, $\nu_1 = 127 \text{ ГГц}$, $\nu_2 = 135 \text{ ГГц}$ среднее значение $\Delta T_{\text{ф}}$ и его дисперсия составили: летом — $2,1 \pm 0,3 \text{ К}$, весной и осенью — $3,5 \pm 0,3 \text{ К}$, зимой — $5,3 \pm 0,4 \text{ К}$. Эти величины фоновой разности $\Delta T_{\text{ф}}$ служат нулевым уровнем, от которого производится отсчёт измеряемой величины интенсивности излучения от молекул SO_2 — ΔT_{SO_2} . Точность задания нулевого уровня $T_{\text{ф}}$ может быть повышена, если предварительно определить вид спектра яркостной температуры $T_{\text{ф}}$ чистой атмосферы. Для этого, на предварительном этапе, необходимо провести абсолютные измерения яркостной температуры атмосферы в каналах. Эти измерения несут информацию о содержании водяного пара в атмосфере, количество которого и определяет вид спектра излучения чистой атмосферы $T_{\text{ф}}$ в области резонанса SO_2 $\nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$.

Для осуществления радиометрической индикации SO_2 в тропосфере в ИКИ РАН был разработан спектральный радиометр на полосу поглощения SO_2 $\nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$. Радиометр собран по схеме модуляционного приёмника супергетеродинного типа со смесителем на входе. Частотная фильтрация сигнала осуществляется по промежуточной частоте приёмника $F_{\text{п.ч.}}$. Схема спектрального приёма радиоизлучения атмосферы в полосе SO_2 $\nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$ приведена на рис. 1. Радиометр имеет четыре частотных канала: два центральных (прямой $\nu'_0 = 130,5 \text{ ГГц}$ и зеркальный $\nu''_0 = 131,5 \text{ ГГц}$), отстоящих от центра полосы $\nu_0 = 131 \text{ ГГц}$ на $\pm 0,5 \text{ ГГц}$, и два опорных (прямой $\nu_1 = 127 \text{ ГГц}$ и зеркальный $\nu_2 = 135 \text{ ГГц}$), отстоящих от центра полосы на $\pm 4 \text{ ГГц}$. В радиометре реализован принцип свёртки линии по прямому и зеркальному каналам относительно центра полосы SO_2 $\nu_0 = 131 \text{ ГГц}$, который совпадает с частотой гетеродина $F_{\text{гет}}$ радиометра [3]. Таким образом, на выходе радиометра регистрируются два сигнала: среднее двух центральных каналов и среднее двух опорных каналов. В силу малого разноса частот двух центральных каналов их средняя яркостная температура практически равна яркостной температуре на центральной частоте полосы SO_2 $\nu_0 = 131 \text{ ГГц}$ (расхождение менее 2%, см. рис. 1). Полоса пропускания каждого канала $\delta\nu = 500 \text{ МГц}$. Флуктуационная чувствительность радиометра $\delta T_{\text{я}} \approx 0,2 \text{ К}$ при постоянной времени интегрирования сигнала $\tau = 1 \text{ с}$. В радиометре реализованы два режима работы: режим параллельного приёма по каждому каналу и

режим разностного приёма сигналов центрального и опорного каналов. Коэффициенты усиления обоих каналов с точностью до 1% одинаковы.

3. ИЗМЕРЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Радиометрические исследования радиоизлучения атмосферы в области резонанса поглощения $\text{SO}_2 \nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$ проводились в ноябре 1995 г. с помощью спектрального радиометра, описанного выше. Объектом исследования была атмосфера в районе крупной ТЭЦ, в атмосферных выбросах которой содержатся многие МГС, в том числе и SO_2 . Радиометр располагался примерно в 2,5 км от ТЭЦ. Приём радиоизлучения атмосферы осуществлялся на скалярно-рупорную антенну с шириной диаграммы направленности 6° под зенитном углом $\theta = 70^\circ$. Угол $\sim 70\text{--}75^\circ$ является оптимальным (для данного сезона) и определяется по критерию максимального контраста $\Delta T_{\text{SO}_2}^* = T_{\text{я}0} - T_{\Phi 0}$ излучения от молекул SO_2 [2] в плоскослоистой атмосфере. Эти значения хорошо согласуются с аналитическим условием, полученным в работе [4], $\tau_\Phi / \cos \theta_{\text{опт}} \approx 1$, где τ_Φ — фоновое вертикальное поглощение. Среднесезонное значение фоновой разности на этом угле составляет величину $\Delta T_\Phi \approx -5,3 \pm 0,4 \text{ К}$.

Общее выражение для регистрируемой радиояркостной температуры атмосферы в спектральных каналах ν радиометра в направлении θ имеет известный вид:

$$T_{\text{я}\nu}(\theta) = T_{\text{cp}} \left[1 - \exp \left(-\frac{\tau_{\Phi\nu} + \tau_{\text{SO}_2}}{\cos \theta} \right) \right]. \quad (2)$$

В (2) T_{cp} — средняя по поглощению температура атмосферы, практически одинаковая во всех каналах, в рассматриваемом диапазоне равная $T_{\text{cp}} \approx 0,9 T_0$ [5], где T_0 — приземная температура воздуха. Тогда из выражения для измеряемой разности яркостных температур центрального и опорного каналов (1) $\Delta T_{\text{я}}(\theta) = T_{\text{я}0} - T_{\text{я}1,2}$ с учётом (2) несложно получить выражение для разности вертикальных поглощений в центральном и опорном каналах $\Delta \tau_{\text{SO}_2}$, обусловленное поглощением только молекул SO_2 :

$$\Delta \tau_{\text{SO}_2} = \frac{[\Delta T_{\text{я}}(\theta) - \Delta T_\Phi(\theta)] \cos \theta}{T_{\text{cp}} - T_{\Phi 0}(\theta)} = \frac{\Delta T_{\text{SO}_2}(\theta) \cos \theta}{T_{\text{cp}} - T_{\Phi 0}(\theta)}. \quad (3)$$

При выводе (3) учитывалось, что поглощение молекул SO_2 в обоих опорных каналах практически одинаково и пренебрегалось величинами второго порядка малости типа $\Delta \tau_\Phi \cdot \tau_{\text{SO}_2}$ при разложении в ряд. Как видно из (3), значение T_Φ необходимо не только для расчёта спектра $T_{\text{я}\nu}$ с целью уточнения значения ΔT_Φ , но и непосредственно для нахождения поглощения в SO_2 $\Delta \tau_{\text{SO}_2}$.

Необходимо отметить, что выражение (3) получено в предположении плоскостной атмосферы. Если для фонового радиоизлучения это несомненно справедливо, то для излучения в полосе $\text{SO}_2 \nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$ плоскостная идеализация может и не выполняться в силу локального характера распределения SO_2 в антропогенных выбросах. В этом случае можно говорить лишь о полном поглощении в SO_2 на луче зондирования $\Delta\tau_{\text{SO}_2}^\theta = \Delta\tau_{\text{SO}_2} / \cos\theta$.

Абсолютные измерения яркостной температуры фона T_Φ в полосе $\text{SO}_2 \nu \approx 131 \text{ ГГц}$ выполнялись в направлении, противоположном объекту исследования, под зенитным углом $\theta = 70^\circ$. При этом направление ветра в пограничном слое атмосферы во время измерений было либо от наблюдателя, либо составляло угол, близкий к 90° , к линии наблюдения радиометр — ТЭЦ. Калибровка принимаемого сигнала осуществлялась традиционным методом [6] с помощью эталонного "чёрного" излучателя известной температуры T_0 , находящегося в дальней зоне антенны $D \approx 0,5 \text{ м}$ (уровень отсчёта) и внутреннего генератора шума, прокалиброванного в масштабе яркостных температур (масштаб). Для разностных измерений уровень "чёрного" тела в дальней зоне является нулевым уровнем. Точность абсолютных измерений яркостной температуры составила величину $\sim 2 \text{ К}$, а точность измерения разности — величину $\sim 0,2 \text{ К}$.

Характерные значения яркостных температур фона за цикл измерений составили $T_\Phi \approx 98\text{--}115 \text{ К}$. Заметим, что фоновое (естественное) содержание SO_2 в тропосфере даёт вклад в измеряемую яркостную температуру атмосферы значительно меньший, чем точность измерений T_Φ [7], и никак не скажется на результатах определения спектра фона T_Φ атмосферы и фоновой разности ΔT_Φ в полосе $\text{SO}_2 \nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$.

Рассмотрим один из характерных дней наблюдения: 11.11.95 г. Измеренные значения яркостной температуры фона на $\theta = 70^\circ$ составили величину $T_{\Phi 0} = 100,5 \text{ К}$ при $T_0 = 272 \text{ К}$. Рассчитанный спектр фона T_Φ в диапазоне $\nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$ приведён на рис. 2 (сплошная линия). Теоретическая фоновая разность яркостных температур в центральном и опорном каналах составила при этом $\Delta T_\Phi = -5,4 \text{ К}$, что близко к средним значениям для эмиссии. Измеренные же значения разности яркостных температур центрального и опорного каналов при направлении приёма на объект исследования составили величину $\Delta T_a = -2,8 \text{ К}$ (см. рис. 3). Таким образом, приращение яркостной температуры, обусловленное излучением молекул SO_2 , составило $\Delta T_{\text{SO}_2} = \Delta T_a - \Delta T_\Phi = 2,6 \text{ К}$. Восстановленный из результатов измерений T_Φ и ΔT_{SO_2} спектр яркостной температуры атмосферы в области полосы $\text{SO}_2 \nu_0 \approx 131 \text{ ГГц}$ с дискретностью 4 ГГц имеет вид, представленный на рис. 2 (пунктир).

Локально-антропогенный характер выбросов газовых примесей позволяет применить методику азимутального сканирования, т. е. измерения проводятся в направлении на объект (навод) и в направлении на

несколько десятков ($\sim 30^\circ - 40^\circ$) градусов в наветренную сторону (отвод) при фиксированном зенитном угле. При этом измеряемой величиной является приращение разности яркостной температуры атмосферы $\delta\Delta T_a(\theta)$ в центральном и опорном каналах при наводе и отводе. Эта методика позволяет полностью устраниТЬ фоновую разность яркостных температур ΔT_F в алгоритме определения $\Delta\tau_{SO_2}$, т. к. ΔT_F не зависит от азимутального угла. Следует подчеркнуть то обстоятельство, что влияние облачности на разностные измерения ΔT_a практически полностью исключено вследствие равенства (разница $< 1\%$) коэффициентов поглощения жидких капель в центральном и опорном каналах $\gamma_{обл}(\nu_0) \approx [\gamma_{обл}(\nu_1) + \gamma_{обл}(\nu_2)]/2$.

Для способа азимутального сканирования выражение для разности вертикального поглощения в центральном и опорном каналах имеет вид (3) с заменой разности $\Delta T_a(\theta) - \Delta T_F(\theta)$ на $\delta\Delta T_a(\theta)$. На рис. 3 приведён пример записи измерения ΔT_a и азимутального сканирования атмосферы над ТЭЦ за 11.11.95 г. Измеренные контрасты ΔT_{SO_2} при этом составили величину $\Delta T_{SO_2} = 2,5$ К, что практически совпадает с результатами, полученными первым способом. За весь цикл измерений максимальный измеренный контраст ΔT_{SO_2} составил величину $\sim 3,2$ К.

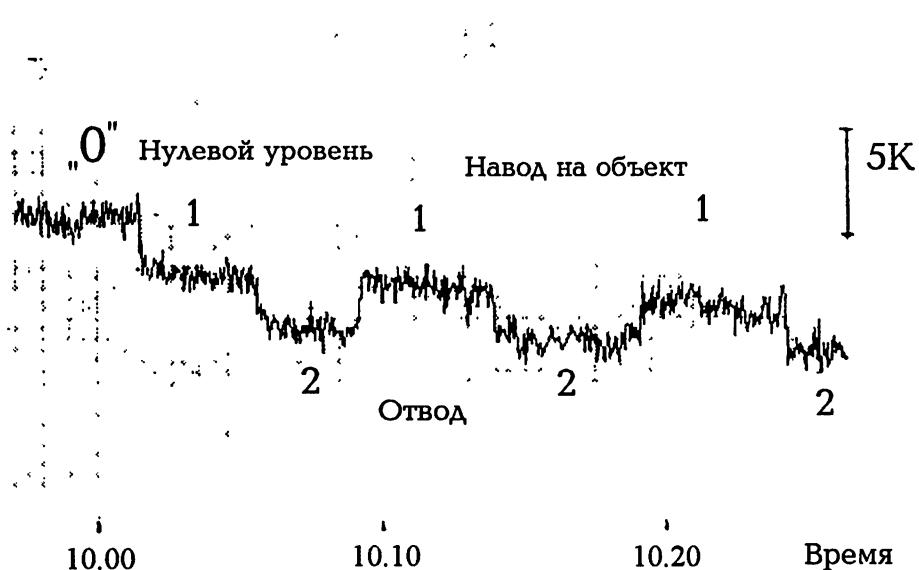


Рис. 3. Пример записи измерения ΔT_a и азимутального сканирования: 0 — нулевой уровень, 1 — навод на объект, 2 — отвод.

Алгоритм определения интегрального содержания SO_2 (в g/m^2), приведённого к вертикальному столбу, имеет вид

$$Q_{SO_2} = \frac{\Delta\tau_{SO_2}}{\chi_0 - \chi_{1,2}} \cdot \frac{M_{SO_2}}{M_{возд}} \cdot 10^3. \quad (4)$$

В (4) $\chi_0 \approx 4,7 \text{ м}^{-1}$, $\chi_{1,2} \approx 3,6 \text{ м}^{-1}$ — удельный коэффициент поглощения SO_2 в центральном и опорном каналах, $M_{\text{SO}_2} = 64$, $M_{\text{возд}} = 24$ — молекулярный вес двуокиси серы и воздуха. Для определения содержания SO_2 на луче зондирования в (4) следует заменить $\Delta\tau_{\text{SO}_2}$ на $\Delta\tau_{\text{SO}_2}^\theta$. В рассматриваемом случае содержание SO_2 на луч составило $Q^\theta = 38,5 \text{ г}/\text{м}^2$, что соответствует содержанию SO_2 , приведенному к вертикальному столбу $Q = 13,1 \text{ г}/\text{м}^2$. Естественно, что второе значение справедливо для плоскостного приближения. При азимутальном сканировании в подветренную сторону обнаружимые контрасты ΔT_{SO_2} сохранялись до углов $\sim 70^\circ$ от линии наблюдения радиометр — ТЭЦ при направлении ветра, близком к 90° по отношению к линии наблюдения. Это указывает на то, что линейные размеры зоны загрязнения выбросами SO_2 были больше чем 7 км.

Авторы благодарны А. П. Наумову за обсуждение работы и ряд ценных замечаний.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-053779-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Маркина Н. Н. // Изв. вузов. Радиофизика, 1986. Т. 29. № 12. С. 1499.
2. Маркина Н. Н., Наумов А. П., Троицкий А. В. // Радиотехника и электроника, 1995. Т. 40. № 12. С. 1843.
3. Власов А. А., Кадыгров Е. Н., Шапошников А. Н. // Изв. вузов. Радиофизика, 1991. Т. 34. № 3. С. 240.
4. Зинченко И. И., Кисляков А. Г. // Изв. АН СССР. ФАО, 1974. Т. 10. № 2. С. 1275.
5. Кисляков А. Г. // Изв. вузов. Радиофизика, 1966. Т. 9. № 3. С. 451.
6. Троицкий А. В. // Изв. вузов. Радиофизика, 1986. Т. 29. № 8. С. 878.
7. Steffes P. G. // Intern. Geosci. and Rem. Sens. Symp. New York, USA, 1983. V. 2. P. 31.

Институт космических
исследований, г. Москва,
Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород; Россия

Поступила в редакцию
20 декабря 1996 г.

DETECTION OF SULPHUR DIOXIDE RADIO LINE $\nu \approx 131$ GHz IN THE LOWER TROPOSPHERE*I. A. Strukov, A. V. Troitsky*

The results are given for the detection of sulphur dioxide radio line $\nu \approx 131$ GHz of anthropogenic origin in the radiation of the lower troposphere. The methods and results are presented for the spectral radiometrical investigations of SO₂ content near the sources of their isolation.

УДК 538.566; 621.371

**РАССЕЯНИЕ УЗКОГО ВОЛНОВОГО ПУЧКА
ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ОБЛУЧЕНИИ
СЛУЧАЙНО НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ
В АТМОСФЕРЕ**

M. Л. Белов

Рассмотрена задача о рассеянии волнового пучка при импульсном облучении случайно неровной поверхности в атмосфере в случае, когда существенны затенения одних элементов поверхности другими. С использованием метода Кирхгофа получено аналитическое выражение для средней мощности, регистрируемой приемником. Исследовано влияние затенений на форму принимаемого импульса в турбулентной атмосфере.

Средние энергетические характеристики излучения, регистрируемого приемником при рассеянии узкого волнового пучка в атмосфере на случайно неровной поверхности в условиях непрерывного облучения, рассматривались с учетом затенений одних элементов поверхности другими в работах [1, 2]. Ниже, с учетом затенений, исследуется средняя мощность, регистрируемая приемником, при импульсном облучении узким волновым пучком случайно неровной поверхности в условиях турбулентной атмосферы.

В приближении Кирхгофа поле точечного источника, однократно рассеянное крупномасштабной (с характерными размерами, значительно превосходящими длину волны излучения) случайно неровной поверхностью S , можно представить, аналогично [3], в виде (для точек источника и приемника, находящихся в волновой зоне относительно поверхности):

$$u(\vec{R}_{\text{п}}) \simeq \frac{1}{4\pi i} \int_S V(\vec{r}) v(\vec{R}_{\text{п}}, \vec{r}) v(\vec{r}, \vec{R}_{\text{и}}) \eta(\theta_{\text{и}}, \vec{r}) \eta(\theta_{\text{п}}, \vec{r}) (\vec{n}(\vec{r}) \vec{q}) d\vec{r}. \quad (1)$$

Здесь интегрирование ведется по случайно неровной поверхности S ; $v(\vec{R}, \vec{r}) = |\vec{R} - \vec{r}|^{-1} \exp\{ik|\vec{R} - \vec{r}| + \Psi(\vec{R}, \vec{r})\}$ — поле точечного источника; $\Psi(\vec{R}, \vec{r})$ — случайный набег комплексной фазы при прохождении сферической волны в атмосфере от точки \vec{r} до точки \vec{R} ; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $\vec{q} = -k\nabla(|\vec{R}_{\text{п}} - \vec{r}| + |\vec{r} - \vec{R}_{\text{и}}|)$; $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ — единичный вектор нормали к поверхности S в точке \vec{r} ; $\vec{R}_{\text{и}}$, $\vec{R}_{\text{п}}$ — вектора, определяющие положение источника и приемника, соответственно; $V(\vec{r})$ — коэффициент отражения; $\theta_{\text{и}}$, $\theta_{\text{п}}$ — угол падения излучения и угол приема, соответственно

M. Л. Белов

713

(отсчитываются от нормали к плоскости $z = 0$); $\eta(\theta, \vec{r})$ — ступенчатая функция. $\eta(\theta, \vec{r}) = 1$, если точка \vec{r} поверхности S освещена падающим под углом θ излучением (наблюдается под углом θ). В противном случае $\eta(\theta, \vec{r}) = 0$.

Используем далее известные процедуры [4]: используем формулу Дебая в параксиальном приближении для нахождения поля $u(\vec{R}_\Phi)$ в плоскости фотодетектора за приемной линзой; умножаем $u(\vec{R}_\Phi)$ на $u^*(\vec{R}_\Phi)$; интегрируем по апертуре источника и учитываем его импульсный характер; усредняем по ансамблям флуктуаций источника и среды; интегрируем по площади фотодетектора для нахождения принимаемой мощности; используем теорему взаимности и вводим понятие фиктивного источника с параметрами приемника. В результате из (1) получим следующее выражение для принимаемой мощности $P(t)$ при импульсном облучении случайно неровной поверхности в атмосфере узким волновым пучком (считаем, что падающее на поверхность и отраженное в сторону приемника излучения проходят по разным неоднородностям среды и пренебрегаем временной деформацией импульса при распространении в среде):

$$\begin{aligned} P(t) \simeq & \frac{1}{(4\pi)^2} \iint_S V\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) V^*\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \eta\left(\theta_\text{n}, \vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \eta\left(\theta_\text{n}, \vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \times \\ & \times \eta\left(\theta_\text{n}, \vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \eta\left(\theta_\text{n}, \vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \left(\vec{n}\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \vec{q}\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \right) \times \\ & \times \left(\vec{n}\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \vec{q}\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \right) \left\langle u_\text{n}\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) u_\text{n}^*\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \right\rangle \times \\ & \times \left\langle u_0\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}, t - \frac{|\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho} - \vec{R}_\text{n}|}{c}\right) u_0^*\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}, t - \frac{|\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho} - \vec{R}_\text{n}|}{c}\right) \right\rangle d\vec{R} d\vec{\rho}, \end{aligned} \quad (2)$$

где: $u_0(\vec{r}, t)$, $u_\text{n}(\vec{r})$ — поле, падающее на рассеивающую поверхность от действительного и фиктивного (с параметрами приемника) источников [4].

Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по ансамблю флуктуаций среды.

Масштаб изменения наиболее быстременяющихся функций по переменной ρ в интеграле (2) — k^{-1} . Разлагая остальные медленно меняющиеся функции по ρ в ряд в окрестности точки $\rho = 0$, проводим оценку интеграла методом Лапласа [5]. Оставляя лишь первый член асимптотического ряда, считая, что для излучения, падающего на поверхность от действительного и фиктивного источников, флуктуации углов прихода малы по сравнению с углами θ_n , θ_p , соответственно, учитывая, что $\eta^2(\theta, \vec{r}) = \eta(\theta, \vec{r})$ и переходя от интегрирования по случайно неровной поверхности S к ин-

тегрированию по ее проекции S_0 на плоскость $z = 0$ [3], имеем (считаем для простоты, что источник, приемник и их оптические оси расположены в одной плоскости $X0Z$; поверхность однородна $V(\vec{r}) \equiv V$):

$$\begin{aligned} P(t) &= V^2 \int_{S_0} \frac{d\vec{R}_0}{n_z} E_u \left(\vec{R}'_{0\zeta}, t - \frac{|\vec{R} - \vec{R}_u|}{c} \right) E_n (\vec{R}''_{0\zeta}) \times \eta(\theta_u, \vec{R}_0) \times \\ &\times \eta(\theta_n, \vec{R}_0) \delta \left[\frac{n_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_y^2}} \left(q_x + R_{0x} \left(\frac{\cos^2 \theta_u}{L_u} + \frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} \right) + \gamma_x q_z \right) \right] \times \\ &\times \delta \left[\frac{n_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_x^2}} \left(R_{0y} \left(\frac{1}{L_u} + \frac{1}{L_n} \right) + \frac{n_z \gamma_y q_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_y^2}} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где $E_u(\vec{R}, t)$, $E_n(\vec{R})$ — освещенности, создаваемые на элементе поверхности излучением, падающим от действительного и фиктивного источников.

$$E_u(\vec{R}, t) = E_u(\vec{R}) f \left(t - \frac{|\vec{R} - \vec{R}_u|}{c} \right);$$

$f(t)$ — форма излучаемого импульса; $\zeta, \vec{\gamma} = \{\gamma_x, \gamma_y\}$ — высота и вектор наклонов неровной поверхности S ; $\delta(x)$ — дельта-функция; L_u, L_n — расстояния от источника и приемника (вдоль их оптических осей) до плоскости $z = 0$.

$$\vec{R}'_{0\zeta} = \left\{ [R_{0x} \operatorname{ctg} \theta_u - \zeta(\vec{R}_0)] \sin \theta_u, R_{0y} \right\};$$

$$\vec{R}''_{0\zeta} = \left\{ [R_{0x} \operatorname{ctg} \theta_n - \zeta(\vec{R}_0)] \sin \theta_n, R_{0y} \right\};$$

$$q_z = -(\cos \theta_u + \cos \theta_n); \quad q_x = \sin \theta_u + \sin \theta_n.$$

Проводя теперь усреднение по ансамблю неровных поверхностей аналогично [3], получим следующее выражение для средней принимаемой мощности при рассеянии узкого волнового пучка на случайно неровной поверхности в атмосфере:

$$\begin{aligned} \bar{P}(t) &= \frac{V^2 q^4}{4 q_z^4} \int_{-\infty}^{\infty} W(\zeta) d\zeta \int_{S_0} d\vec{R}_0 E_u^H(\vec{R}'_{0\zeta}) E_n^H(\vec{R}''_{0\zeta}) \times \\ &\times f \left(t' - \frac{R_{0x}(\sin \theta_u + \sin \theta_n)}{c} + \frac{\zeta(\vec{R}_0)(\cos \theta_u + \cos \theta_n)}{c} \right) \times \\ &\times W(\gamma_x = \gamma_{x0}, \gamma_y = \gamma_{y0}) P_2(\zeta, \gamma_x = \gamma_{x0}, \gamma_y = \gamma_{y0} | \theta_u, \theta_n), \end{aligned} \quad (4)$$

где $W(\zeta)$, $W(\gamma_x, \gamma_y)$ — плотность вероятности распределения высот и наклонов случайно неровной поверхности S ;

$$\gamma_{x0} = -\frac{q_x}{q_z} - \frac{R_{0x}}{q_z} \left(\frac{\cos^2 \theta_u}{L_u} + \frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} \right); \quad \gamma_y = -\frac{R_{0y}}{q_z} \left(\frac{1}{L_u} + \frac{1}{L_n} \right);$$

$P_2(\zeta, \gamma | \theta_u, \theta_n)$ — условная вероятность того, что точка поверхности, имеющая высоту ζ и тангенс угла наклона γ , не затеняется другими точками этой поверхности как по отношению к падающему со стороны источника (под углом θ_u) излучению, так и по отношению к направлению наблюдения со стороны приемника (под углом θ_n).

$$E_u(\vec{R}'_{0\zeta}) = E_u^h(\vec{R}'_{0\zeta})(\vec{n}\vec{m}_u); \quad E_n(\vec{R}''_{0\zeta}) = E_n^h(\vec{R}''_{0\zeta})(\vec{n}\vec{m}_n);$$

$$t' = t - \frac{L_u + L_n}{c}; \quad q^2 = q_x^2 + q_z^2;$$

\vec{m}_u , \vec{m}_n — единичные векторы, характеризующие направление падающего на поверхность излучения и направление на приемник.

В случае, когда затенения одних элементов поверхности S другими не существенны, величина $P_2 \equiv 1$ и формула (4) совпадает с выражением, полученным в работе [6], для средней принимаемой мощности при нестационарном облучении узким волновым пучком случайно неровной поверхности в отсутствие затенений.

Считая далее распределение высот ζ и наклонов $\vec{\gamma}$ поверхности S гауссовским и вычисляя интегралы, входящие в (4), можно найти аналитическую формулу для $\bar{P}(t)$ в случае сильных затенений одних элементов поверхности S другими (в случае $\operatorname{ctg} \theta_{u,n} \ll \gamma_x^{2/2}$).

В этом случае, когда источник и приемник находятся по одну сторону от нормали к плоскости $z = 0$, имеем [3]:

$$\begin{aligned} P_2(\zeta, \gamma | \theta_u, \theta_n) &= P_1(\zeta, \gamma | \max(\theta_u, \theta_n)) \simeq \\ &\simeq \Theta(\operatorname{ctg} \theta - \gamma_x) \exp \left\{ -\Lambda \int_{\zeta}^{\infty} W(\zeta') d\zeta' \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Theta(x)$ — ступенчатая функция, определяемая следующим образом:

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

$P_1(\zeta, \gamma | \theta)$ — вероятность того, что луч, проведенный под углом θ из точки поверхности с высотой ζ и наклоном γ , нигде не пересекается с

поверхностью, Λ — параметр, характеризующий степень затенений:

$$\Lambda = \operatorname{tg} \theta \int_{\operatorname{ctg} \theta}^{\infty} (\gamma'_x - \operatorname{ctg} \theta) W(\gamma'_x) d\gamma'_x \approx \frac{\overline{\gamma_x^2}^{1/2}}{\operatorname{ctg} \theta 2\sqrt{2\pi}} ; \quad \theta = \max(\theta_u, \theta_n) .$$

В частности, в однородной турбулентной атмосфере при облучении δ -импульсом формула для средней мощности $\bar{P}(t)$, регистрируемой приемником при рассеянии узкого волнового пучка на случайно неровной поверхности в условиях сильных затенений, имеет вид:

1. Размер “освещенного” пятна от источника и сектор наблюдения приемника на поверхности S_0 много больше высоты неровностей ($\sigma^{-2} \gg \bar{c}_u(K \cos \theta_u + \sin \theta_u), \bar{c}_n(K \cos \theta_n + \sin \theta_n)$):

$$\bar{P}(t) \simeq \frac{\sqrt{\pi} \bar{a}_u \bar{a}_n G(t')}{(\bar{c}_u + \bar{c}_n)^{1/2} \bar{L}_u^2 \bar{L}_n^2} \frac{c}{q_x} \frac{1 - \exp(-\Lambda)}{\Lambda} \frac{q^4 V^2}{4q_z^4} W\left(\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z}; \gamma_y = 0\right) ; \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} G(t') &= \exp \left\{ -\bar{C}_u \left[\zeta_m [K \cos \theta_u + \sin \theta_u] + \frac{ct' \cos \theta_u}{q_x} \right]^2 - \right. \\ &\quad \left. - \bar{C}_n \left[\zeta_m [K \cos \theta_n + \sin \theta_n] + \frac{ct' \cos \theta_n}{q_x} \right]^2 \right\} ; \end{aligned} \quad (7)$$

$$K = \frac{\cos \theta_u + \cos \theta_n}{\sin \theta_u + \sin \theta_n} ; \quad \bar{L}_{u,n} = L_{u,n} - x \sin \theta_{u,n} ;$$

$$x = -\frac{ct' - \zeta_m q_z}{q_x} ; \quad \zeta_m = \frac{\Lambda \sigma F(\alpha)}{\sqrt{2\pi}} ; \quad \alpha = \frac{\Lambda^2}{4\pi} ;$$

$$F(\alpha) \approx \left\{ \frac{1}{2\alpha} \left[\ln 2\alpha - \ln \ln 2\alpha + \ln \left(\frac{1}{1 - \frac{\ln \ln 2\alpha}{\ln 2\alpha}} \right) \right] \right\}^{1/2} ;$$

$$\bar{a}_u = \frac{P_0 k^2}{4\pi \xi} ; \quad \bar{C}_u = \frac{k^2}{4\bar{L}_u^2 \xi} ;$$

$$\xi = \frac{1}{4r_u^2} + \frac{1}{4\rho_x^2} + \frac{k^2 r_u^2}{4\bar{L}_u^2} \left(1 - \frac{\bar{L}_u}{F_u} \right)^2 + (C_e^2 k^2 \bar{L}_u)^{6/5} 0,1 ;$$

$$\bar{a}_n = \frac{k^2 r_n^2 \pi a^2}{4F^2 \infty} ; \quad \bar{C}_n = \frac{k^2}{4\bar{L}_n^2 \infty} ;$$

$$\infty = \frac{1}{4r_n^2} + \left(\frac{\Delta}{F^2} - \frac{1}{\bar{L}_n} \right)^2 \frac{k^2 r_n^2}{4} + \frac{k^2 a^2}{4F^2} + (C_e^2 k^2 \bar{L}_n)^{6/5} 0,1 ;$$

P_0 — мощность, излучаемая источником, F_i — кривизна фазового фронта на апертуре источника, r_i , r_p — эффективные размеры передающей и приемной апертур, F — фокусное расстояние приемной линзы, Δ — сдвиг плоскости фотодетектора относительно фокальной плоскости, a — эффективный размер фотодетектора, ρ_k — радиус когерентности источника, C_e — структурная характеристика диэлектрической проницаемости среды, σ^2 — дисперсия высот случайно неровной поверхности S .

На рис. 1 показано как изменяется функция $G(t')$, характеризующая временной ход принимаемой мощности, с увеличением затенений. Расчеты проводились по формуле (7) при следующих значениях параметров:

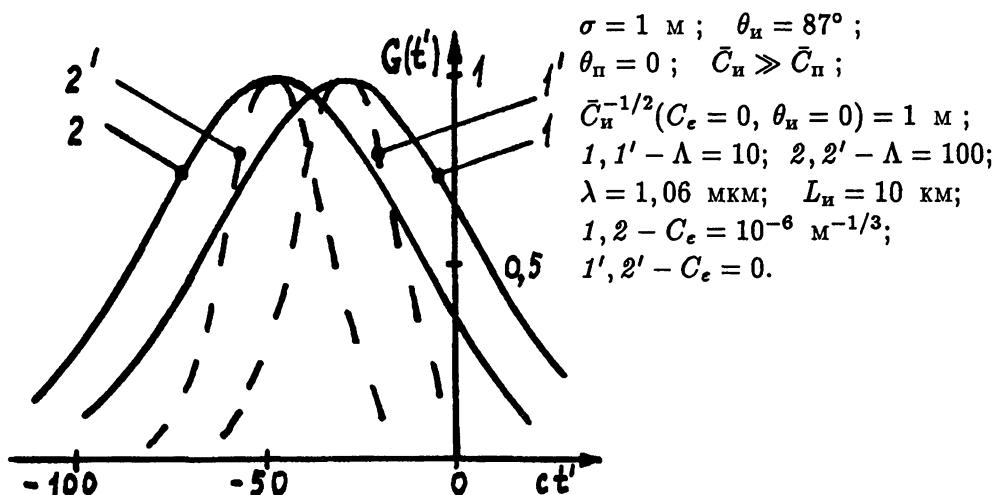


Рис. 1. Форма принимаемого импульса при слабом влиянии затенений.

Из рисунка видно, что в случае, когда размеры “освещенного” пятна от источника и сектора наблюдения приемника на поверхности S_0 много больше σ , затенения приводят к временному сдвигу принимаемого импульса. Физически это объясняется, видимо, следующим. Неровности, находящиеся у края “освещенного” пятна, ближнего к источнику (и не освещенные для плоской поверхности S), с увеличением затенений начинают быть освещенными. С другой стороны, неровности, находящиеся у края “освещенного” пятна, дальнего от источника (и освещенные для плоской поверхности S), начинают затеняться и оказываются неосвещенными. Таким образом, с увеличением затенений происходит как бы сдвиг “освещенного” пятна на поверхности ближе к источнику. Турулентность атмосферы размывает пучок подсвета, что приводит к увеличению размера “освещенного” пятна на поверхности и к увеличению длительности принимаемого импульса.

2. Размер "освещенного" пятна от источника много меньше сектора наблюдения приемника на поверхности S и высоты неровностей ($\bar{C}_{\text{и}}(K \cos \theta_{\text{и}} + \sin \theta_{\text{и}})^2 \gg \bar{C}_{\text{п}}(K \cos \theta_{\text{п}} + \sin \theta_{\text{п}})^2, \sigma^{-2}$)

$$\begin{aligned} \bar{P}(t) &\simeq \frac{\sqrt{\pi} \bar{a}_{\text{и}} \bar{a}_{\text{п}} F(t')}{(\bar{C}_{\text{и}} + \bar{C}_{\text{п}})^{1/2} \bar{L}_{\text{и}}^2 \bar{L}_{\text{п}}^2} \frac{c}{q_x} \frac{q^4 V^2}{q_z^2 4} W\left(\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z}; \gamma_y = 0\right) \times \\ &\times \frac{\bar{C}_{\text{и}}^{-1/2}}{\sqrt{2}\sigma(K \cos \theta_{\text{и}} + \sin \theta_{\text{и}})}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} F(t') &= \exp\left\{-\frac{\zeta_n^2}{2\sigma^2} - \frac{\Lambda}{2} \left(1 - \Phi\left(\frac{\zeta_n}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right) - \right. \\ &- \left. \bar{C}_{\text{п}} \left[\zeta_n(K \cos \theta_{\text{п}} + \sin \theta_{\text{п}}) + \frac{ct' \cos \theta_{\text{п}}}{q_x}\right]^2\right\}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\zeta_n = -ct' \cos \theta_{\text{и}} [K \cos \theta_{\text{и}} + \sin \theta_{\text{и}}]^{-1} q_x^{-1};$$

$\Phi(x)$ — интеграл вероятности.

На рис. 2 показано как изменяется функция $F(t')$, характеризующая временной ход принимаемой мощности, с увеличением затенений. Расчеты проводились по формуле (9) при следующих значениях параметров:

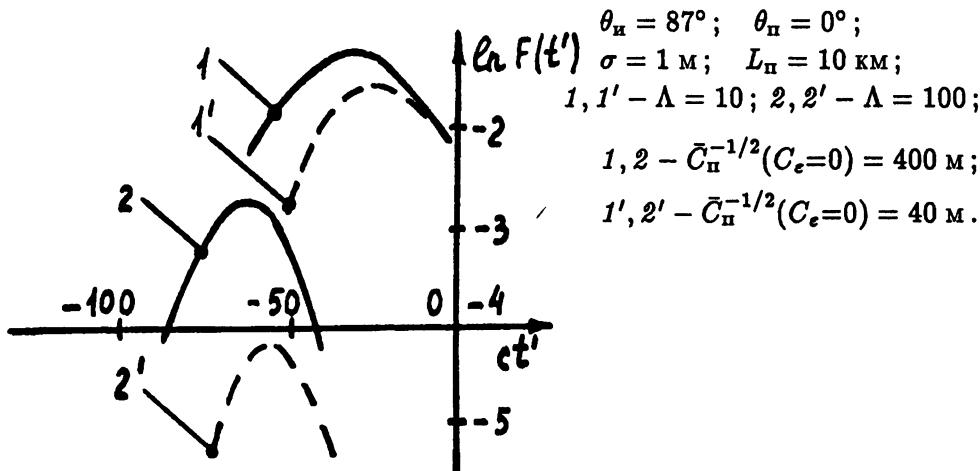


Рис. 2. Форма принимаемого импульса при сильном влиянии затенений.

Из рисунка видно, что затенения приводят к существенному искажению формы принимаемого импульса. С увеличением затенений принимаемая мощность падает, длительность принимаемого импульса уменьшается и происходит его временной сдвиг. Временной сдвиг принимаемого

импульса физически объясняется тем, что с увеличением затенений волновой пучок рассеивается на неровностях поверхности все ближе и ближе к источнику. При этом (с увеличением затенений) крутизна неровностей возрастает, что приводит к уменьшению длительности принимаемого импульса (для наблюдения при $\theta_{\text{п}} = 0$).

На рисунке кривые 1, 2 рассчитаны для большого поля зрения приемника, когда в поле зрения приемника попадают все освещенные участки поверхности. Уменьшение поля зрения приемника приводит к искажениям эхо-импульса (кривые 1', 2'), причем характер этих искажений определяется размером поля зрения приемника. Тurbулентность атмосферы не оказывает влияния на форму принимаемого импульса при выбранных для расчета параметрах приемника (турбулентность начинает существенно влиять на принимаемый сигнал, когда угол поля зрения приемника уменьшается до нескольких десятков угловых секунд).

Если источник и приемник находятся по разные стороны от нормали к плоскости $z = 0$ и затенения существенны как со стороны приемника, так и со стороны источника, то в формулах (6), (8) необходимо сделать замену [3]:

$$\Lambda \rightarrow \Lambda(\theta = \theta_{\text{и}}) + \Lambda(\theta = \theta_{\text{п}}).$$

В заключение подчеркнем, что режим сильных затенений достигается в случае $\Lambda \gg 1$, когда среднеквадратическое значение наклонов поверхности много больше тангенса угла зондирования, отсчитываемого от плоскости $z = 0$. Для естественных земных поверхностей этот режим, как правило, реализуется на настильных трассах зондирования. В частности, для морской поверхности, которая характеризуется небольшими уклонами поверхности, режим сильных затенений реализуется на трассах, близких к горизонтальным. Например, при скорости ветра 18 м/с параметр Λ равен 5 для угла зондирования $\theta = 89,5^\circ$ (или $0,5^\circ$, если угол зондирования отсчитывать от плоскости $z = 0$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов М. Л., Орлов В. М. // Изв. вузов. Радиофизика, 1984. Т. 27. № 3. С. 294.
2. Белов М. Л., Орлов В. М. // Изв. вузов. Радиофизика, 1986. Т. 29. № 11. С. 1387.
3. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972. 424 с.
4. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. — Новосибирск: Наука, 1982. 224 с.

5. Евграфов М.Л. Асимптотические оценки и целые функции. — М.: ГИТЛ, 1957. 159 с.
6. Белов М.Л., Орлов В.М., Сафин Р.Г. // Оптика атмосферы, 1988. Т.1. № 10. С.106.

“Экоцентр–ВНИРО
 (Всероссийский
 научно–исследовательский
 институт морского рыбного
 хозяйства и океанографии)”,
 г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
 18 января 1994 г.

**THE SCATTERING OF A NARROW–WAVEGUIDE BEAM UNDER
 PULSE IRRADIATION OF A RANDOMLY ROUGH SURFACE
 IN THE ATMOSPHERE**

M. L. Belov

The problem on the scattering of a waveguide beam under pulse irradiation of a randomly rough surface in the atmosphere has been considered in the case, when some surface elements are shadowed by the others. Using the Kirchhoff's method, an analytical expression has been obtained for the mean power registered by a receiver. The influence of shadowing on the form of the received pulse in a turbulent atmosphere has been studied.

УДК 537.52.77:502.614.7

ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ЗАГРЯЗНЁННОСТИ ВОЗДУХА

A. П. Наумов, Н. Н. Ошарина

Выполнен анализ основных физических приближений радиометрического мониторинга малых газовых составляющих (МГС) атмосферы в миллиметровом диапазоне волн. Получены теоретические спектры атмосферного поглощения для нижних слоёв с учётом ряда МГС при содержаниях, превышающих разовые предельно допустимые концентрации. Сделаны выводы об условиях диагностики некоторых МГС по их тепловому радиоизлучению в микроволновом диапазоне.

В последние годы существенно возрос интерес к проблемам экологии и охраны окружающей среды [1], включая проведение комплексных оценок экологической обстановки в крупных городах [2]. Приоритет в экологических исследованиях принадлежит научному обоснованию и разработке систем мониторинга, представляющих собой системы слежения за состоянием природной среды, системы наблюдения, анализа и прогноза состояния природных параметров [3].

Утечки газопроводов, взрывные работы, природные катастрофы сопровождаются выбросами в атмосферу значительного количества вредных ингредиентов. Главными источниками загрязнения атмосферного воздуха в городах являются: автомобильный транспорт, объекты энергетики, машиностроения (особенно металлургические производства), предприятия нефтепереработки.

Для оценки интегрального воздействия на окружающую среду обычно используется индекс загрязнённости атмосферы или гигиенический показатель загрязнения атмосферы $K_{\text{атм}}$, представляющий собой сумму нормированных на предельно допустимые концентрации (ПДК) среднегодовых содержаний примесей с учётом их токсичности. В городах санитарно-гигиеническое районирование выполняется на основании предложенного Минздравом показателя загрязнения атмосферы:

$$K_{\text{атм}} = \sum_{i=1}^4 \frac{f_i}{D_i f_i^{\text{ПДК}}} , \quad (1)$$

где f_i и $f_i^{\text{ПДК}}$ — соответственно разовые концентрации и ПДК 4-х основных загрязняющих веществ (взвешенных частиц, сернистого ангидрида,

окиси углерода и двуокиси азота), на которые приходится около 90% выбросов города; D_i — коэффициент, величина которого зависит от класса опасности вещества (она изменяется в пределах $1 \div 4$). Следует отметить, что в выбросах присутствует более 100 различных ингредиентов.

Обычно на территории городов преобладают зоны допустимого загрязнения, где концентрации основных загрязняющих веществ находятся на уровне, соответствующем $K_{\text{атм}} = 2\text{--}4$, а также умеренно загрязненные зоны с концентрациями примесей, при которых $K_{\text{атм}} = 4\text{--}10$, хотя в ряде районов создаётся и особо неблагоприятная ситуация, где коэффициент $K_{\text{атм}}$ достигает значений 30—100 [2]. Соответствующие показатели могут существенно возрастать при чрезвычайных ситуациях.

На данном этапе не существует (и, по-видимому, в принципе не может существовать) единого универсального метода мониторинга загрязнения воздуха. Дистанционные исследования газового состава атмосферы в России и за рубежом проводятся по тепловому излучению в ИК диапазоне, а также методами лазерного зондирования. Разработка радиометрических методов экологического мониторинга атмосферы по особенностям её собственного радиоизлучения в резонансах примесных газов в микроволновой области спектра может успешно дополнить исследуемые методы решения проблемы и открывает новые возможности в связи с использованием радиометров в более широком погодном диапазоне, включаящем облачные и запылённые ситуации.

В данной работе выполнен анализ физических допущений и приближений радиометрического мониторинга малых газовых составляющих атмосферы и на этой основе проиллюстрированы некоторые конкретные возможности подобного мониторинга в нижних слоях тропосферы. Формулировка основных предположений полезна для развития данной проблемы, которое в дальнейшем может привести к уменьшению числа соответствующих ограничений.

1. Радиометрический мониторинг МГС атмосферы основан на физических принципах спектроскопии и переноса излучения в соответствующих диапазонах волн. В спектроскопической части определяющим моментом является то, что из общего гамильтониана квантовой системы "молекула + электромагнитное поле", который в борновском приближении имеет вид

$$H = H_n + H_e + H_v + H_r + H_t + \Sigma_{ij} H_{ij} + H_{OF} + V, \quad (2)$$

взаимодействие молекул со средой описывается, в основном, тремя слагаемыми: вращательной частью H_r , гамильтонианом взаимодействия молекул с электромагнитным полем (электрической или магнитной составляющей) H_{OF} и членом взаимодействия (соударений) молекул между собой

V. Остальные обозначения (2) являются стандартными и их пояснения можно найти, например, в [4].

Первое обстоятельство приводит к тому, что при радиометрическом мониторинге приходится иметь дело с более простыми спектрами атмосферных газов, чем в ИК и оптической областях, на которые приходятся соответственно колебательные и электронные квантовые переходы, хотя в СВЧ и КВЧ диапазонах волн тоже имеет место как перекрытие спектральных линий (например, полосы NH_3 вблизи частоты $\nu \sim 24 \text{ ГГц}$, SO_2 вблизи $\nu \sim 131 \text{ ГГц}$ и т. д.), так и тонкая структура полос поглощения (NO , ClO и т. п.). Тем не менее, относительная простота вращательных молекулярных спектров атмосферных газов существенна для точности и оперативности интерпретации физических результатов. Например, упомянутые выше полосы поглощения NH_3 и SO_2 содержат $\sim 20\text{--}40$ наиболее интенсивных спектральных линий, в то время как для расчёта колебательных полос требуется обычно учёт более 1000 линий.

Взаимодействие молекул с электромагнитным полем в первом приближении определяется дипольными молекулярными моментами. И это обстоятельство ограничивает количество газов, которые могут быть диагностированы радиометрическими методами. Но даже неполный перечень атмосферных газовых примесей (см. табл. 1), молекулы которых обладают дипольными моментами μ_i и в принципе могут быть обнаружены по их собственному тепловому радиоизлучению, свидетельствуют о достаточно широких возможностях их радиометрического мониторинга. Сведения о дипольных моментах молекул ряда других газовых примесей можно найти, например, в [5]. Напомним, что коэффициент поглощения γ_i : i -й газовой компоненты пропорционален произведению содержания этой компоненты на квадрат соответствующего дипольного момента: $\gamma_i \sim f_i \mu_i^2$. Следует отметить, что в число газов, приведённых в табл. 1, не входит, например, метан CH_4 , который является составной частью природного газа и об утечках которого из газопровода можно было бы судить по дистанционному контролю за содержанием его вдоль трассы газопровода. Молекула CH_4 обладает высокой симметрией (является сферическим волчком) и её дипольный момент практически равен нулю. В ряде работ, выполненных в 70-х годах, отмечается, что в результате колебательно-вращательного взаимодействия в молекуле метана появляется очень слабый дипольный момент, примерно равный $5,38 \cdot 10^{-6} \text{ Д}$, который соответственно приводит к очень слабому вращательному спектру [6, 7]. Также неполярной является и линейная молекула углекислого газа. В этом смысле экологические мониторинги атмосферы в различных (КВЧ, ИК, оптическом) диапазонах волн взаимно дополняют друг друга. В ИК диапазоне проявляются колебательные полосы метана $\nu_3 = 3020,3 \text{ см}^{-1}$ (3,3 мкм) и $\nu_4 = 1306,2 \text{ см}^{-1}$ (7,7 мкм), ряд его полос отмечено в солнечном спектре [6]. Полосы поглощения CO_2 приходятся на

Таблица 1

Дипольные моменты (в единицах Дебая) молекул водяного пара и ряда малых газовых составляющих атмосферы, включая фреоны (по литературным данным)

| Газ | H ₂ CO | HNO ₃ | H ₂ O | CH ₃ CCl | OH | SO ₂ | H ₂ O ₂ | HOCl | NH ₃ |
|-------------|-------------------|------------------|------------------|---------------------|-------------------|-----------------|-------------------------------|-------|-----------------|
| μ_i , Д | 2,31 | 2,0 | 1,8546 | 1,755 | 1,667 | 1,634 | 1,573 | 1,471 | 1,468 |
| Газ | ClO | H ₂ S | COS | O ₃ | CFCl ₃ | NO ₂ | N ₂ O | NO | CO |
| μ_i , Д | 1,2974 | 1,02 | 0,709 | 0,5337 | 0,46 | 0,29 | 0,166 | 0,16 | 0,112 |

15 мкм, 5,2 и 4,8 мкм, 2,7 мкм и на другие диапазоны [6].

Бинарные молекулярные соударения определяют уширение вращательных линий и полос поглощения в широком интервале высот: от поверхности Земли до высот ~ 60 км. В нижних слоях атмосферы это уширение является, разумеется, наибольшим, и если для одиночных линий МГС ширины составляют ~ 1 ГГц, то в перекрывающихся полосах поглощения соответствующие спектральные особенности достигают уже ~ 8 ГГц. Для сравнения укажем, что ширины ИК полос поглощения превышают приведённые значения более чем на 2 порядка.

Другой особенностью взаимодействия молекул является то, что соударения, ответственные за уширение микроволновых линий, являются диабатичными, т. е. сопровождаются разрешёнными квантовыми переходами, в отличие от адиабатических соударений в ИК и оптической области спектра. Из соотношений, содержащихся, например, в [8], можно оценить, что в миллиметровом диапазоне волн при стандартных атмосферных условиях происходит $M \sim 10^2 - 10^4$ переходов в течение соударения. Это обстоятельство важно для теоретических расчётов ширин линий и тонкой структуры спектров. Диабатический характер молекулярных соударений в микроволновом диапазоне обуславливает то, что эффективная величина длительности соударений, которая определяется взаимодействием молекул до квантового перехода, составляет лишь часть общей длительности ($\tau_c^\phi \approx \tau_c/M$). Отмеченный факт затрудняет совершенствование теории молекулярного поглощения в микроволновом диапазоне за счёт учёта времени τ_c молекулярных соударений (такие попытки предприняты, в частности, в [9, 10]), т. к. в соответствующих теориях нужно использовать значения τ_c^ϕ . Однако использование значений τ_c^ϕ вместо τ_c не улучшает согласия между теорией поглощения и экспериментом в окнах прозрачности, как можно видеть из результатов работы [9].

Молекулярные соударения определяют и в целом форму спектральных линий, расположенных в микроволновом диапазоне. Известно, что фор-

мирование центральной части линии (малые частотные расстройки от резонанса $\Delta\omega$) происходит за счёт соударений далеко пролетающих молекул:

$$\Delta\omega \sim 1/r^m, \quad (3)$$

где r — прицельное расстояние соударений, которые достаточно хорошо описываются кинетической теорией. Как следствие, с помощью ударной теории, область применимости которой определяется соотношением $\tau_c^{\Phi} \ll 1/\Delta\omega$, вполне удовлетворительно описываются характеристики поглощения и излучения микроволновой энергии в резонансных областях спектра. В этих же областях различные формы линий (Лоренца, Ван Флека-Вайскопфа, по кинетическому уравнению [11]) являются близкими между собой в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн. Проблемы описания формы существуют для крыльев спектральных линий (большие расстройки $\Delta\omega$), на формирование которых существенное влияние оказывают близкие соударения (см. (3) и [12]).

Принципиальным моментом возможности радиометрического мониторинга МГС является то обстоятельство, что многие спектральные линии и полосы примесей приходятся на окна прозрачности атмосферы. Это обеспечивает возможность выделения вклада МГС по их спектральным особенностям на фоне характеристик поглощения и излучения основных молекулярных компонент атмосферы (водяного пара и кислорода), а также надёжность количественной интерпретации результатов соответствующих радиометрических измерений в резонансных областях примесей (см. выше).

Отмеченные обстоятельства характеризуют положительные моменты радиометрического мониторинга МГС. Однако наряду с этими моментами существуют и определённые трудности радиометрической индикации МГС. Эти трудности связаны, во-первых, с тем, что диагностика МГС по их радиоизлучению в микроволновом диапазоне представляет собой непростую задачу выделения слабых сигналов на уровне всё-таки значительного фона радиоизлучения атмосферы. Во-вторых, в перекрывающихся полосах поглощения интенсивность собственного радиоизлучения чистой атмосферы (фона) является уже нелинейной по частоте и требует корректного учёта. Далее, расчёты радиоизлучения атмосферы в перекрывающихся полосах МГС (вычисление ядер обратных задач дистанционного зондирования) должны проводиться с учётом интерференции спектральных линий, однако количественная теория подобных эффектов развита ещё недостаточно. И дело здесь не столько в принципиальной стороне соответствующих методик, сколько в отсутствии необходимых спектроскопических измерений. Так, в теории Розенкранца, развитой для полосы спин-вращательного спектра молекулярного кислорода, которая центрирована к длине волны 5 мм, успешно используются коэффици-

енты интерференции линий, полученные из решения обратной задачи по измерениям поглощения при ряде атмосферных параметров [13]. Аналогичные измерения для МГС атмосферы пока отсутствуют. Наконец, в достаточно широких полосах излучения атмосферы ($\delta\nu \sim 5-10$ ГГц) существуют технические трудности в создании широкополосных СВЧ трактов-радиометров для проведения спектрального анализа исследуемых полос. Некоторые из этих трудностей преодолеваются с помощью разрабатываемых методик измерений (см., например, [14, 15]), другие требуют своего решения.

К настоящему времени определены экологически приоритетные для радиометрического мониторинга МГС нижних слоёв атмосферы [15-17]. Найдены оптимальные условия (частоты и углы) дистанционного зондирования ряда газовых составляющих. При этом теоретические исследования характеристик радиоизлучения МГС выполняются в приближении локального термодинамического равновесия, которое в микроволновом диапазоне справедливо с высокой степенью точности до высот ~ 100 км. Разработана методика радиометрической диагностики загрязняющих примесей на примере дистанционного зондирования сернистого ангидрида [15]. Проведены радиометрические измерения содержания аммиака [18] и сернистого ангидрида [19] в производственных выбросах. Вместе с тем представляют научный и практический интерес расширение состава газов, которые могут быть диагностированы радиометрическим методом в нижних слоях атмосферы, и определение условий их диагностики, включая условия предчрезвычайных и чрезвычайных ситуаций. В данной работе получены спектры поглощения ряда характерных МГС при концентрациях $f_i = 1-50$ ПДК (разовые) и на основе этих результатов сделаны выводы о возможных условиях их диагностики.

2. На рис. 1 представлены коэффициенты поглощения ряда МГС для стандартных атмосферных условий на уровне моря (давление $P = 760$ мм рт.ст., температура $T = 293$ К) при концентрациях $f_i = 1$ ПДК. Кривые соответствуют следующим компонентам: 1 — азотная кислота HNO_3 , 2 — сернистый ангидрид SO_2 , 3 — формальдегид H_2CO , 4 — озон O_3 , 5 — двуокись азота NO_2 , 6 — окись углерода CO , 7 — окись азота NO .

На рис. 2 приведены суммарные коэффициенты молекулярного поглощения при тех же атмосферных условиях на уровне моря (абсолютная влажность $\rho = 7,5$ г/м³), но для концентрации $f_i = 50$ ПДК. Штриховая кривая обозначает фоновое поглощение, обусловленное молекулами водяного пара и кислорода; точки — поглощение, обусловленное перечисленными выше МГС; сплошная кривая — суммарный коэффициент поглощения основных и примесных компонент атмосферы.

Расчёты коэффициентов поглощения МГС выполнялись на основе бан-

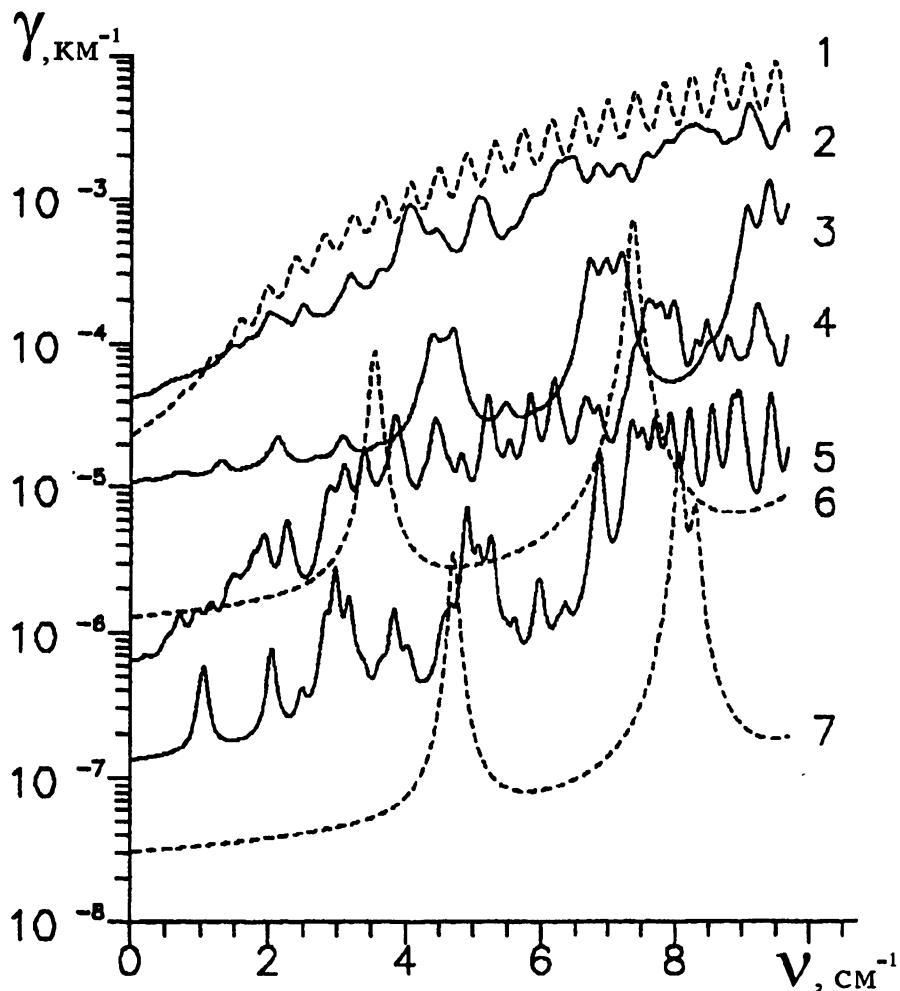


Рис. 1.

ка данных HITRAN [20]. Соответствующая формула для коэффициента поглощения (в км^{-1}) с учётом данных HITRAN имеет вид

$$\gamma_i = 10^5 N_i \sum I_{lk}(T_0) \frac{Q_r(T_0)}{Q_r(T)} \exp(aE_l(1/T_0 - 1/T)) \times \\ \times \frac{[1 - \exp(-a\nu_{lk}/T)]}{[1 - \exp(-a\nu_{lk}/T_0)]} F(\nu_{lk}, \nu). \quad (4)$$

В (4) N_i — число молекул исследуемого газа в см^3 , $I_{lk}(T_0)$ — интенсивность квантового перехода $l \rightarrow k$ при температуре $T_0 = 296 \text{ K}$, Q_r — вращательная функция распределения, E_l — энергия нижнего квантового состояния, ν_{lk} — резонансная частота перехода. Структурный форм-фактор $F(\nu_{lk}, \nu)$ использовался в виде упрощённого выражения Лоренца.

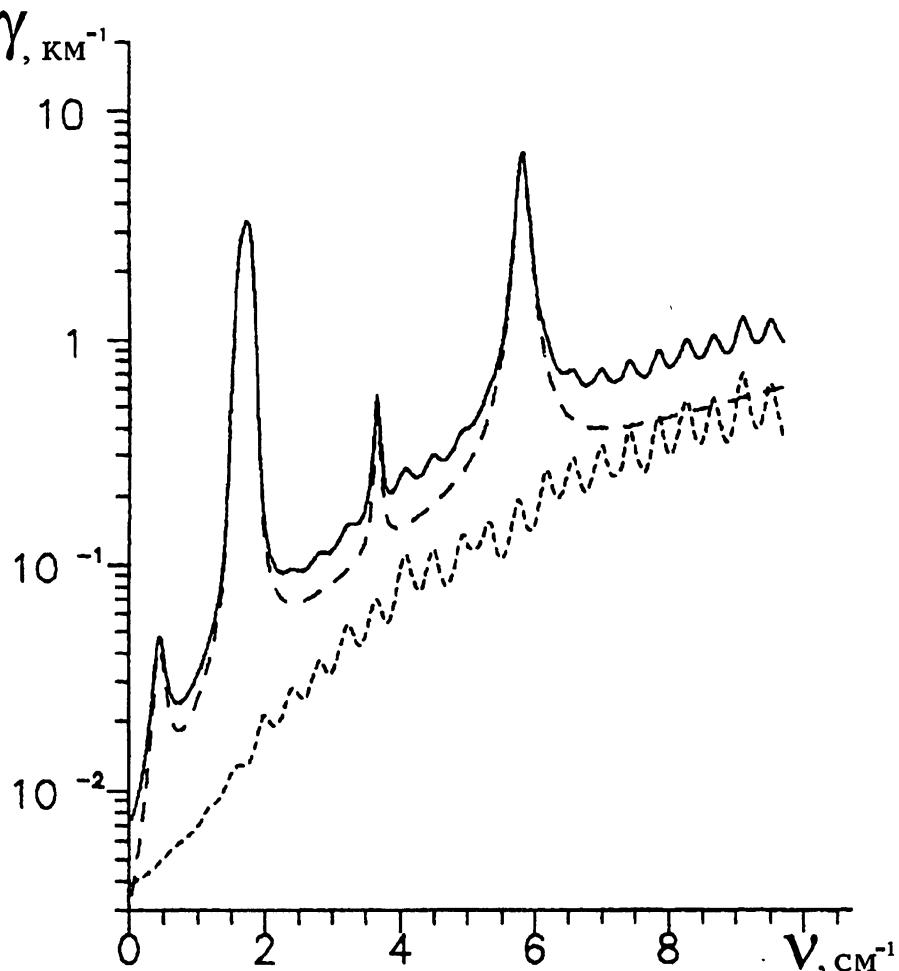


Рис. 2.

Заметим, что выражение (4) только по форме отличается от аналогичного выражения для коэффициентов поглощения, которые вычислялись по данным атласа GEISA (см. [16, 17]).

Коэффициент поглощения водяного пара вычислялся по методике [21]. Коэффициент поглощения молекулярного кислорода на частотах $\nu < 67 \text{ ГГц}$ ($1/\lambda < 2,23 \text{ см}^{-1}$) рассчитывался по формуле Розенкранца с учётом интерференции спектральных линий в 5-миллиметровой полосе и по методике [12] на частотах $\nu > 67 \text{ ГГц}$. В целом коэффициенты поглощения МГС вычислялись на основе изложенных выше (см. разд. 1) физических предположений. Интерференцией спектральных линий МГС в перекрывающихся полосах поглощения пренебрегалось.

На основе проведённых расчётов можно сделать следующие выводы:

а) с помощью радиометрического метода регистрируются только по-

вышенные (по сравнению с фоновыми значениями) содержания МГС в нижних слоях атмосферы,

б) в атмосферном спектре поглощения на уровне моря наиболее интенсивные вращательные линии примесных компонент начинают проявляться при концентрациях $f_i \geq 5-10$ ПДК.

Следует, однако, отметить, что микроволновый спектр атмосферного поглощения существенно изменяется с возрастанием высоты. В оптимальных резонансных областях некоторых газов (HNO_3 , N_2O и т.д.) коэффициенты поглощения при их высотных фоновых распределениях превышают коэффициенты поглощения чистой атмосферы уже на высотах ~ 17 км. Изложенные обстоятельства стимулируют развитие физических и методических принципов, а также средств радиометрического мониторинга химического состава атмосферы на различных высотах и с различных платформ зондирования (с поверхности Земли, с воздушных шаров, с бортов самолётов, ИСЗ и т.п.). Полученные в будущем результаты должны позволить сделать выводы о месте радиометрических методов в общей системе существующих и разрабатываемых дистанционных и контактных методов контроля загрязнённости атмосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-05379-а) и гранта по фундаментальным проблемам охраны окружающей среды и экологии человека Госкомвуза РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Марчук Г. И., Кондратьев К. Я. Проблемы глобальной экологии. — М.: Наука, 1992.
2. Косариков А. Н., Иванов А. В., Чупмееев А. С., Винокурова Д. В., Байбурская Л. В. Экологическая обстановка в Нижнем Новгороде. Физические и химические параметры. — Нижний Новгород: ГИПП Нижполиграф, 1992.
3. Проект концепции Программы биосферных и экологических исследований АН СССР на период до 2015 г. //Вестник АН СССР, 1988. № 11. С. 5.
4. Стрендберг М. Радиоспектроскопия. — М.: ИИЛ, 1956.
5. Waters J. W. //Proc. IEEE, 1992. V. 80. № 11. P. 1679.
6. Зуев В. Е., Макушкин Ю. С., Пономарёв Ю. Н. — В кн.: Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 3 /Под ред. В. Е. Зуева. — Л.: Гидрометоиздат, 1987.
7. Fox K. //Phys. Rev. A, 1972. V. 6. P. 907.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — М.: Наука, 1989. Гл. 6.

9. Калмыков Ю. П., Титов С. В. //Радиотехника и электроника, 1989. Т. 33. № 1. С. 13.
10. Yasmin K., Armstrong R. L. //Appl. Opt., 1990, V. 29. № 13. P. 1979.
11. Жевакин С. А., Наумов А. П. //Изв. вузов. Радиофизика, 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1213.
12. Наумов А. П. //Тр. 1-й Всесоюз. шк.-симпоз. по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. — М.: ИРЭ АН СССР, 1983. С. 721.
13. Liebe Y., Rosenkranz H., Hufford G. //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1992. V. 48. P. 629.
14. Анискович В. М., Будилович Н. В., Нечаев В. Г., Немлихер Ю. А., Ка-дыгров Е. Н., Рукавицын А. Ф., Косов А. С., Кряков Е. П., Скула-чев Д. П., Струков И. А., Тандит А. В. — В кн.: IV Всесоюз. шк. по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмо-сфере. Тез. докладов. — Нижний Новгород: НИРФИ, 1991. С. 198.
15. Маркина Н. Н., Наумов А. П., Троицкий А. В. // Радиотехника и элек-троника, 1995. Т. 40. № 12. С. 1843.
16. Ефременко В. В., Маркина Н. Н. //Радиотехника и электроника, 1993. Т. 38. № 10. С. 1822.
17. Маркина Н. Н., Наумов А. П., Троицкий А. В. //Препринт № 403. — Нижний Новгород: НИРФИ, 1994. — 25 с.
18. Наумов А. П., Плечков В. М., Борин В. П., Зиничева М. Б., Порфи-рьев В. А., Фокин В. Н. //Изв. вузов. Радиофизика, 1980. Т. 23. № 5. С. 632.
19. Струков И. А., Троицкий А. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1997. Т. 40. № 6. С.
20. Rothman L. S., Gamache R. R., Goldman A., Brown L. R., Toth R. A., Pickett H. M., Poynter R. L., Flaud J.-M., Camy-Peyret C., Barbe A., Husson N., Rinsland C. P., Smith M. A. H. //Appl. Opt., 1987. V. 26. № 19. P. 4058.
21. Борин В. П., Наумов А. П. //Радиотехника и электроника, 1979. Т. 24. № 1. С. 44.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
23 октября 1996 г.

PHYSICAL ASPECTS OF RADIOMETRICAL MONITORING FOR AIR POLLUTION*A. P. Naumov, N. N. Osharina*

An analysis has been done for the basic physical approximations of radiometrical monitoring of small gas components (SGC) of the atmosphere at millimeter wavelength. The theoretical aspects have been obtained of the atmospheric absorption for lower layers taking into account a number of SGC at contains exceeding one-time limiting permissible concentrations. Conclusions are made on the diagnostic conditions of some SGC over their thermal radio emission in the microwave range. The radiophysical results obtained are connected with the sanitary index of the atmosphere pollution.

УДК 528.813 + 528.88.44

СИЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДОЙ С ШЕРОХОВАТОЙ ГРАНИЦЕЙ

C. Ф. Пименов, Н. А. Степанова

Рассеяние радиоволны двухслойной средой с шероховатой границей исследовано в приближении Кирхгофа. Рассмотрен случай наклонно падающих волн и немалых, по сравнению с длиной волны λ , среднеквадратичных высот неровностей верхней границы. Для слагаемого P_1 двухчастотной корреляционной функции $P \equiv \langle E_m(\omega_1)E_n(\omega_2) \rangle$, пропорционального первой степени коэффициента отражения от нижней границы, получены аналитическое выражение и условия, при которых P_1 оказывается немалым. Показано, что такой эффект возникает лишь при резонансном соотношении частот. В частности, для направления зеркального отражения имеет место следующее резонансное соотношение: $\omega_{1,2} = \omega_{2,1} \left(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} / \cos \theta - 1 \right)$, где θ — угол падения, ϵ — диэлектрическая проницаемость слоя.

В работах [1–3] было показано, что при сильном рассеянии верхней границей двухслойной среды слагаемое P_1 двухчастотной корреляционной функции отражённого поля $P \equiv \langle E_m(\omega_1)E_n(\omega_2) \rangle$, пропорциональное первой степени коэффициента отражения от нижней границы, при определённом резонансном соотношении между частотами оказывается немалой по параметру рассеяния величиной. С этим обстоятельством связана эффективная возможность зондирования слабоотражающих подповерхностных слоёв [3]. В случае слабого скачка диэлектрической проницаемости $\{\epsilon\}$ на верхней границе слоя резонансные условия были выведены в [1] для произвольных масштабов неровностей и углов падения радиоволн, в [2, 3] такое условие было получено в случае крупномасштабных неровностей для произвольных $\{\epsilon\}$, но при нормальном падении волн. В данной работе величина P_1 и резонансные условия получены и исследованы для крупномасштабных неровностей верхней границы при наклонном падении волн.

Рассмотрим двухслойную среду, где H — средняя толщина слоя, $h(x, y)$ — вертикальное (вдоль оси z) отклонение верхней границы от среднего положения, $\epsilon_2 \equiv \epsilon$ — диэлектрическая проницаемость слоя, ϵ_3 — диэлектрическая проницаемость нижней полубесконечной среды. Ось z направлена перпендикулярно плоскости невозмущённой верхней границы в сторону верхнего полупространства. Нижнюю границу слоя полагаем гладкой. В верхнем полупространстве, диэлектрическая проницаемость которого $\epsilon_1 = 1$, находится излучатель, радиус-вектор которого \vec{R}_{10} .

C. Ф. Пименов, Н. А. Степанова

733

Будем также считать, что ось диаграммы направленности излучателя $G(\alpha, \beta)$ пересекается с невозмущённой верхней границей слоя в начале координат.

Используя формулу Грина [4], электрическое поле \vec{E} в точке наблюдения \vec{R}_{20} можно выразить через значения поля \vec{E}_S и его нормальных производных $\partial \vec{E}_S / \partial N$ на верхней границе среды S следующим образом:

$$\vec{E} = (1/4\pi) \int dS \left[G \frac{\partial \vec{E}_S}{\partial N} - \vec{E}_S \frac{\partial G}{\partial N} \right], \quad (1)$$

где $\vec{N} \equiv (\vec{e}_z - \vec{\nabla}_\perp h) / \sqrt{1 + (\vec{\nabla}_\perp h)^2}$ — единичный вектор, направленный по нормали к поверхности, $\vec{\nabla}_\perp \equiv \vec{e}_x \partial/\partial x + \vec{e}_y \partial/\partial y$, G — функция Грина, равная $G = \exp\{ikR_2\}/R_2$, $R_2 \equiv |\vec{R}_{20} - \vec{R}_S|$, $\vec{R}_S \equiv \vec{r} + h\vec{e}_z$ — радиус-вектор точки поверхности S , $\vec{r} \equiv x\vec{e}_x + y\vec{e}_y$, $k = \omega/C$ — волновое число, C — скорость света в пустоте. Поле на поверхности S в общем случае может быть разделено на падающее, под которым здесь понимается поле, создаваемое источником в свободном пространстве при отсутствии среды, и отражённое:

$$\vec{E}_S = \vec{E}_{Si} + \vec{E}_{Sr}. \quad (2)$$

В интересующем нас случае точка наблюдения \vec{R}_{20} так же, как и излучатель, находится в верхнем полупространстве. При этом часть интеграла (1), связанная со слагаемым \vec{E}_{Si} в (2), обращается в ноль. Будем считать, что точки излучения и наблюдения находятся в волновой зоне, и что неровности верхней границы пологие, а их характерный размер l существенно превышает длину волны падающего излучения λ . Углы падения волн будем считать достаточно малыми, чтобы можно было пренебречь эффектами полного внутреннего отражения, затенений и переотражений неровностями верхней границы. Тогда можно воспользоваться приближением Кирхгофа, согласно которому локально плоские волны отражаются локально плоскими участками поверхности. В случае слaboотражающей внутренней границы такое рассмотрение остаётся справедливым и для двухслойной среды. С учётом указанных выше допущений второе слагаемое в (2) — отражённое поле \vec{E}_{Sr} — выражается через падающее \vec{E}_{Si} следующим образом:

$$\vec{E}_{Sr} = [\hat{T} + \exp\{i\varphi\} \hat{W}_+ \hat{V} \hat{W}_-] \vec{E}_{Si}. \quad (3)$$

Здесь \hat{T} и \hat{V} — тензорные коэффициенты отражения от верхней и нижней границ слоя, \hat{W}_+ и \hat{W}_- — тензорные коэффициенты прохождения волн через верхнюю границу из слоя и в слой, соответственно. Падающее поле \vec{E}_{Si} может быть описано соотношением [5]

$$\vec{E}_{Si} \cong \vec{E}_0 \cdot G(\alpha, \beta) \cdot \exp\{ikR_1\}, \quad (4)$$

в котором считается, что излучение антенны сконцентрировано в сравнительно небольшом телесном угле, $\tilde{R}_1 \equiv \tilde{R}_{10} - \tilde{R}_S$, а $|\vec{E}_0| \sim 1/R_1$. Диаграмму направленности $G(\alpha, \beta)$ аппроксимируем выражением

$$G(\alpha, \beta) \cong g_0 \cdot \exp\{-1,38[\tilde{R}_1 \tilde{R}_{10}]^2/\theta_A^2 R_{10}^2 R_1^2\}, \quad (5)$$

где g_0 — коэффициент усиления антенны, θ_A — ширина диаграммы направленности. Явные выражения входящих в (3) тензорных коэффициентов отражения и прохождения волн приводятся в [4], а величина дополнительного фазового набега волны, отражённой внутренней границей слоя, получается из геометрических соображений:

$$\varphi = 2k(H + h)\sqrt{\epsilon} \cos \theta_1. \quad (6)$$

Здесь θ_1 — локальный угол падения на нижнюю границу:

$$\cos \theta_1 = \left[(\vec{N} \vec{e}_z) \sqrt{\epsilon - 1 + (\vec{N} \vec{N}_i)^2} + (\vec{e}_z [\vec{N} [\vec{N} \vec{N}_i]]) \right] / \sqrt{\epsilon}, \quad (7)$$

$\vec{N}_i \equiv \vec{\nabla} R_1$ — орт в направлении падающей волны. Заметим, что соотношения (6) и (7) получены при полном пренебрежении кривизной неровностей поверхности, чему соответствует отбрасывание вторых и более высоких производных h по координате \vec{r} . Кроме того, в (3) отброшены слагаемые, пропорциональные более высоким, чем первая, степеням малого коэффициента отражения \hat{V} . Отметим, что в волновой зоне основной вклад в поле \vec{E} дают лишь слагаемые (1), пропорциональные производным от экспоненциальных сомножителей $\exp\{ikR_{1,2}\}$. Удерживая лишь только такие слагаемые, для нормальной производной отражённого поля на поверхности, в частности, получим

$$\partial \vec{E}_{Sr} / \partial N = ik \left[-(\vec{N} \vec{N}_i) \cdot \hat{T} + \exp\{i\varphi\} \cdot (\vec{N} \vec{N}_v) \cdot \hat{W}_+ \hat{V} \hat{W}_- \right] \vec{E}_{Si}. \quad (8)$$

Здесь \vec{N}_v — орт в направлении вышедшей в верхнее полупространство локально плоской волны, отражённой нижней границей слоя. Величина $(\vec{N} \vec{N}_v)$, как это следует из геометрических построений, равна

$$(\vec{N} \vec{N}_v) = \left\{ 1 - \epsilon + \left[\sqrt{\epsilon - 1 + (\vec{N} \vec{N}_i)^2} - 2\sqrt{\epsilon} (\vec{e}_z \vec{N}) \cos \theta_1 \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

Используя соотношения (3), (8) и дифференцируя в (1) лишь экспоненциальный сомножитель функции Грина, приходим к следующему выражению для поля в точке наблюдения:

$$\begin{aligned} \vec{E} \equiv \vec{E}_a + \vec{E}_b &\cong \frac{ikg_0}{4\pi} \int d\vec{r} \left[\exp\{i\delta\varphi\} \cdot (\vec{N}(\vec{N}_r - \vec{N}_i)) + \right. \\ &+ \exp\{i\delta\varphi_v\} \cdot \exp\{2ikH\sqrt{\epsilon} \cos \theta_1\} \cdot (\vec{N}(\vec{N}_r + \vec{N}_v)) \hat{W}_+ \hat{V} \hat{W}_- \left. \right] \vec{E}_0 \times \\ &\times G(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}) \cdot \exp\{ik(\tilde{R}_1 + \tilde{R}_2)\} / (\tilde{R}_2(\vec{e}_z \vec{N})), \end{aligned} \quad (10)$$

где уже сделан переход к интегрированию по невозмущённой верхней границе слоя; в показателе экспоненты удержаны лишь линейные по h слагаемые порядка kh и приняты следующие обозначения: $\vec{N}_r \equiv -\vec{\nabla}R_2$ — единичный вектор, направленный в точку наблюдения, $\tilde{R}_1 \equiv |\vec{R}_{10} - \vec{r}|$, $\tilde{R}_2 \equiv |\vec{R}_{20} - \vec{r}|$, а величины фазовых возмущений $\delta\varphi$ и $\delta\varphi_v$, обусловленных неровностями верхней границы, таковы:

$$\delta\varphi = -kh(\cos\theta + \cos\theta_r), \quad (11)$$

$$\delta\varphi_v = kh(2\sqrt{\epsilon}\cos\theta_1 - (\cos\theta + \cos\theta_r)). \quad (12)$$

Здесь $\cos\theta \equiv -(\vec{N}_i \cdot \vec{e}_z)$, $\cos\theta_r \equiv (\vec{N}_r \cdot \vec{e}_z)$. Величина \vec{E}_a в (10) относится к волнам, отражённым лишь верхней границей слоя, а \vec{E}_b описывает волны, прошедшие в слой и отражённые нижней границей.

Вычислим двухчастотную корреляционную функцию, которая, вообще говоря, является суммой трёх слагаемых: P_0 , P_1 , P_2 , пропорциональных, соответственно, нулевой, первой и второй степеням коэффициента отражения от нижней границы слоя \hat{V} :

$$P \equiv \langle E_m(\omega_1)E_n(\omega_2) \rangle = P_0 + P_1 + P_2. \quad (13)$$

Слагаемое P_0 никак не связано с внутренней границей среды и поэтому далее не рассматривается. Слагаемое P_1 в случае слабоотражающей внутренней границы существенно больше, чем P_2 , и является, таким образом, определяющим. Только оно и будет подробно исследовано ниже. Величина P_1 состоит из двух слагаемых:

$$P_1 = P_{1a} + P_{1b} = \langle E_{am}(\omega_1)E_{bn}(\omega_2) \rangle + \langle E_{bm}(\omega_1)E_{an}(\omega_2) \rangle, \quad (14)$$

которые с помощью простой перестановки легко получаются одно из другого. Для определённости будем рассматривать далее лишь первое слагаемое (14). Координаты излучателя и приёмника на различных частотах, вообще говоря, будем считать различными, отмечая соответствующие ω_2 переменные и параметры штрихами. Тогда приходим к следующему выражению для P_{1a} :

$$P_{1a} = \int d\vec{r} \int d\vec{r}' B \cdot G(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}) \cdot G(\tilde{\alpha}', \tilde{\beta}') \cdot (\exp\{2ik_2 H \sqrt{\epsilon} \cos\theta'_1\} \times \quad (15) \\ \times \exp\{i(-k_1 h(\vec{r})(\cos\theta + \cos\theta_r) - k_2 h(\vec{r}')(\cos\theta' + \cos\theta'_r - 2\sqrt{\epsilon} \cos\theta'_1))\} \times \\ \times [\hat{T} \vec{E}_0]_m [\hat{W}'_+ \hat{V}' \hat{W}'_- \vec{E}'_0]_n \cdot (\vec{N}(\vec{N}_r - \vec{N}_i)) (\vec{N}'(\vec{N}'_r + \vec{N}'_v)) / (\vec{e}_z \vec{N})(\vec{e}_z \vec{N}')),$$

в котором величина B такова:

$$B = -k_1 k_2 g_0^2 \cdot \exp\{ik_1(\tilde{R}_1 + \tilde{R}_2) + ik_2(\tilde{R}'_1 + \tilde{R}'_2)\} / ((4\pi)^2 (\tilde{R}_2 \tilde{R}'_2)). \quad (16)$$

Далее, в (15) произведём замену переменных $\Delta\vec{r} \equiv \vec{r}' - \vec{r}$ и $\vec{r}_\Sigma \equiv (\vec{r} + \vec{r}')/2$ и в показателе экспоненты разложим величину h по $\Delta\vec{r}$, пренебрегая при этом, как и ранее (см. (6), (7)), вторыми и более высокими производными h по \vec{r} . Считая, что случайная величина h статистически однородна и имеет гауссов закон распределения, и пользуясь статистической независимостью неровностей h и их наклонов $\vec{\nabla}_\perp h$ в одной и той же точке \vec{r}_Σ , выполним усреднение по h , согласно формуле

$$\langle \exp(i\mu h) \rangle = \exp\{-(\mu\sigma)^2/2\}, \quad (17)$$

где σ — среднеквадратичная высота неровностей, μ — некоторая, не зависящая от h постоянная. В результате в (15) появляется следующий сомножитель:

$$\exp\{-\sigma^2[k_1(\cos\theta + \cos\theta_r) + k_2(\cos\theta' + \cos\theta'_r - 2\sqrt{\epsilon}\cos\theta'_1)]^2/2\}. \quad (18)$$

Если параметр рассеяния превышает единицу:

$$k\sigma \gg 1, \quad (19)$$

то этот сомножитель, вообще говоря, мал. В частности, при $k_1 = -k_2$, что соответствует измерению полной отражённой мощности в монохроматическом случае, P_{1a} оказывается экспоненциально малой по параметру рассеяния величиной порядка $\sim \exp\{-2\sigma^2 k_2^2 \epsilon \cos^2\theta'_1\}$. Однако, если показатель экспоненты (18) где-нибудь в области интегрирования может обращаться в ноль, то подобная экспоненциальная малость величины P_{1a} уже не возникает. Для этого в соответствующей точке поверхности должно выполняться следующее резонансное условие:

$$k_1(\cos\theta + \cos\theta_r) + k_2(\cos\theta' + \cos\theta'_r - 2\sqrt{\epsilon}\cos\theta'_1) = 0. \quad (20)$$

Обращение в ноль величины (20) означает, что происходит компенсация фазовых возмущений волны с волновым числом k_1 , отражённой верхней границей среды, и волны с k_2 , отражённой нижней границей. В этом и заключается физический смысл рассматриваемого эффекта. Без существенного ограничения общности будем считать, что условие (20) выполняется в точке $\Delta\vec{r} = \vec{r}_\Sigma = 0$. Кроме того, ограничимся рассмотрением достаточно узкой диаграммы направленности антенны $(kH\theta_A)^2 \ll 1$ и соответственно

$$(k\sigma\theta_A)^2 \ll 1, \quad (21)$$

что позволяет не учитывать зависимость первого экспоненциального сомножителя в (15) от координат, а также отвлечься от различия резонансного условия в центре и на краю диаграммы. Таким образом, считая резонансное условие (20) выполненным и раскладывая оставшуюся сумму

показателей экспонент в (15) по степеням $\Delta\vec{r}$ и \vec{r}_Σ с точностью до квадратичных слагаемых, получим такое выражение P_{1a} :

$$\begin{aligned} P_{1a} = & -(4\pi)^{-2} k_1 k_2 g_0^2 (R_{20} R'_{20})^{-1} \exp\{ik_1(R_{10} + R_{20}) + ik_2(R'_{10} + R'_{20})\} \times \\ & \times \int d\vec{r}_\Sigma \left[\left[\hat{T} \vec{E}_0 \right]_m \left[\hat{W}_+ \hat{V} \hat{W}_- \vec{E}_0 \right]_n (\vec{N}(\vec{N}_r - \vec{N}_i)) (\vec{N}(\vec{N}_r + \vec{N}_v)) (\vec{e}_z \vec{N})^{-2} \times \right. \\ & \times e^{2ik_2 H \sqrt{\epsilon} \cos \theta'_1} \left. \int d\Delta\vec{r} \exp\{i\Delta_R + 2ik_1(\cos \theta + \cos \theta_r)(\vec{\nabla}_\perp h(\vec{r}_\Sigma) \Delta\vec{r})\} \right]. \quad (22) \end{aligned}$$

Здесь углы θ , θ_r и θ'_1 взяты уже при $\Delta\vec{r} = \vec{r}_\Sigma = 0$, а величина Δ_R равна сумме трёх слагаемых: $\Delta_R = \Delta_a + \Delta_b + \Delta_c$

$$\Delta_a = a(\vec{r}_\Sigma)^2 + a_1(\vec{r}_\Sigma \vec{n}_1)^2 + a_2(\vec{r}_\Sigma \vec{n}_2)^2 + a'_1(\vec{r}_\Sigma \vec{n}'_1)^2 + a'_2(\vec{r}_\Sigma \vec{n}'_2)^2 + (\vec{e} \vec{r}_\Sigma), \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \Delta_b = & b(\Delta\vec{r}\vec{r}_\Sigma) + b_1(\Delta\vec{r}\vec{n}_1)(\vec{r}_\Sigma \vec{n}_1) + b_2(\Delta\vec{r}\vec{n}_2)(\vec{r}_\Sigma \vec{n}_2) + b'_1(\Delta\vec{r}\vec{n}'_1)(\vec{r}_\Sigma \vec{n}'_1) + \\ & + b'_2(\Delta\vec{r}\vec{n}'_2)(\vec{r}_\Sigma \vec{n}'_2), \quad (24) \end{aligned}$$

$$\Delta_c = c(\Delta\vec{r})^2 + c_1(\Delta\vec{r}\vec{n}_1)^2 + c_2(\Delta\vec{r}\vec{n}_2)^2 + c'_1(\Delta\vec{r}\vec{n}'_1)^2 + c'_2(\Delta\vec{r}\vec{n}'_2)^2 + (\vec{d} \Delta\vec{r}), \quad (25)$$

где $\vec{n}_1 = \vec{R}_{10}/R_{10}$, $\vec{n}_2 = \vec{R}_{20}/R_{20}$, $\vec{n}'_1 = \vec{R}'_{10}/R'_1$, $\vec{n}'_2 = \vec{R}'_{20}/R'_2$, а коэффициенты a_i , b_i , c_i , \vec{d} и \vec{e} приведены в Приложении. Будем в дальнейшем интересоваться случаем, когда в первой зоне Френеля находится много неровностей, чему соответствует неравенство

$$kl^2/R \ll 1. \quad (26)$$

При этом, в связи с пренебрежением вторыми и более высокими производными h по \vec{r} , удержание в экспоненциальном сомножителе выражения (22) слагаемых порядка Δr^2 (величина Δ_c) оказывается излишним. Опуская их, а также пренебрегая во всех предэкспоненциальных сомножителях зависимостью от $\Delta\vec{r}$, можно произвести интегрирование (22) по $\Delta\vec{r}$, в результате которого возникает следующая δ -функция:

$$\delta \left(\vec{\nabla}_\perp h + \frac{[\vec{e}_z [\vec{e}_z \vec{d}]] + b \vec{r}_\Sigma + \sum b_i \vec{n}_i (\vec{r}_\Sigma \vec{n}_i)}{2k_1(\cos \theta + \cos \theta_r)} \right), \quad (27)$$

реальная ширина которой в случае (26) определяется именно кривизной неровностей, и при сильном рассеянии (19) может быть оценена как

$$\sim \sqrt{k\sigma}/kl. \quad (28)$$

Если все остальные масштабы подынтегрального выражения по $\vec{\nabla}_\perp h$ оказываются существенно больше задаваемого соотношением (28), то усреднение в (22) по наклонам производится элементарно. Для этого необходимо, чтобы, характерные углы наклонов неровностей были велики по

сравнению с (28), что автоматически выполняется в силу (19), а вариации фазового набега волны в слое, обусловленные (28), были достаточно малы, что приводит к следующему ограничению на толщину слоя H :

$$H < l/\sqrt{k\sigma}. \quad (29)$$

Заметим, что и малость отброшенных в соотношении (6) слагаемых, обусловленных кривизной, также обеспечивается при выполнении (29). Усредним (22) по наклонам с функцией распределения $\Phi(\vec{\nabla}_\perp h)$:

$$\Phi(\vec{\nabla}_\perp h) = (1/2\pi\gamma) \cdot \exp\{-(\vec{\nabla}_\perp h)^2/2\gamma^2\}, \quad (30)$$

где $\gamma^2 = \sigma^2/2l^2$ — дисперсия углов наклона неровностей. В результате выражение (22) приводится к виду

$$P_{1a} = A \cdot \int d\vec{r}_\Sigma \cdot \exp\{i\Delta_a\}, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} A = & -(4\pi)^{-2} k_1 k_2 g_0^2 (R_{20} R'_{20})^{-1} (\vec{e}_z \vec{N})^{-2} \Phi \left(\frac{[\vec{e}_z [\vec{e}_z \vec{d}]]}{2k_1(\cos \theta + \cos \theta_r)} \right) \times \\ & \times \frac{1}{2k_1(\cos \theta + \cos \theta_r)} [\hat{T} \vec{E}_0]_m [\hat{W}_+ \hat{V} \hat{W}_- \vec{E}_0]_n (\vec{N}(\vec{N}_r - \vec{N}_i))(\vec{N}(\vec{N}_r + \vec{N}_v)) \times \\ & \times \exp\{ik_1(R_{10} + R_{20}) + ik_2(R'_{10} + R'_{20})\} \cdot \exp\{2ik_2 H \sqrt{\epsilon} \cos \theta'_1\}. \end{aligned} \quad (32)$$

При выводе выражения (31) считалось, что

$$[\vec{e}_z] = [(ik_1(\vec{n}_1 + \vec{n}_2) + ik_2(\vec{n}'_1 + \vec{n}'_2))\vec{e}_z] = 0. \quad (33)$$

С учётом (20) данное условие означает, что для наклонов, вырезаемых в (22) δ -функцией (27) при $\vec{r}_\Sigma = 0$, точки наблюдения и излучения должны быть расположены в соответствии с законами отражения. Кроме того, за знак интегрирования по $d\vec{r}_\Sigma$ вынесены (при $\vec{r}_\Sigma = 0$) зависящие от локальных углов падения и наблюдения компоненты вектора отражённого поля у поверхности, величины $(\vec{N}(\vec{N}_r - \vec{N}_i))(\vec{N}(\vec{N}_r + \vec{N}_v))$ и $(\vec{e}_z \vec{N})^{-2}$, а также функция распределения по углам Φ , что оправдано, когда разброс текущих углов в интеграле (31) оказывается существенно меньше, чем среднеквадратичный угол наклона неровностей. Исходя из свойств интеграла (31) указанный разброс в общем случае можно оценить как $\theta_F \equiv (kR)^{-1/2}$. Соответствующее неравенство

$$\theta_F \ll \gamma \quad (34)$$

в силу (19), (26) выполняется автоматически. Интеграл по $d\vec{r}_\Sigma$ в (31) уже не зависит от параметров неровностей и его величина S_Σ определяет лишь некую эффективную площадь отражения:

$$S_\Sigma \equiv \int d\vec{r}_\Sigma \cdot \exp\{i\Delta_a\} = \frac{2\pi}{\sqrt{-\det ||\partial^2 \Delta_a / \partial r_i \partial r_k||}}. \quad (35)$$

Зависимость корреляционной функции P_{1a} (31) от толщины слоя H описывается последним экспоненциальным сомножителем выражения (32), её поляризационные свойства двумя сомножителями: m и n — компонентами отражённого поля у поверхности.

Допустим сначала, что на обеих частотах точки излучения совмещены, а наблюдение ведётся в направлении зеркального отражения, но $R_{20} \neq R'_{20}$. Данному предположению соответствует следующая система равенств: $\vec{R}_{10} = \vec{R}'_{10}$, $\vec{n}_2 = \vec{n}'_2$ и $[(\vec{n}_1 + \vec{n}_2), \vec{e}_z] = 0$. Из последних двух, в частности, следует, что $[\vec{d}\vec{e}_z] = [\vec{e}\vec{e}_z] = 0$. В этом случае величина P_{1a} отлична от нуля лишь на основной поляризации, резонансное соотношение между частотами (с учётом P_{1b} , см. (14)) таково:

$$\omega_{1,2} = \omega_{1,2} \left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta / \cos \theta} - 1 \right), \quad (36)$$

что соответствует результату работы [6], где подобное соотношение получено в приближении малых наклонов неровностей. Зависимость от толщины слоя описывается сомножителем

$$\exp\{2ik_2 H \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}\}, \quad (37)$$

а величина S_Σ оказывается равной

$$S_\Sigma = \frac{2\pi}{5,52/(\theta_A^2 R_{10}^2) - ik_1(1/R_{10} + 1/R_{20}) - ik_2(1/R_{10} + 1/R'_{20})}. \quad (38)$$

При $\theta_A^2 \gg \theta_F^2$, что здесь всюду предполагается, величина S_Σ становится пропорциональной θ_F^2 , а не θ_A^2 , т.е. область интегрирования в (35) сужается до размеров первой зоны Френеля. Это обусловлено тем, что структура зон Френеля на различных частотах различна. Однако соответствующим выбором расстояний можно достичь идентичности зон Френеля на разных частотах. Действительно, если потребовать выполнения условия

$$k_1(1/R_{10} + 1/R_{20}) + k_2(1/R_{10} + 1/R'_{20}) = 0, \quad (39)$$

то указанного сужения области интегрирования не происходит, и величина S_Σ становится пропорциональной $\theta_A^2 R_{10}^2$. Наоборот, если условие (39) не выполняется, то в случае $\theta_A^2 \gg \theta_F^2$ даже существенный поворот диаграммы направленности не может отодвинуть область интегрирования от точки зеркального отражения (из-за слагаемых $\sim ik/R$ в коэффициентах a_i). При этом имеет место квазизеркальное отражение, а сомножитель, описывающий диаграмму направленности, вообще может быть вынесен за знак интегрирования. Такой ситуации, в частности, всегда соответствует случай совмешённого излучения и совмешённого приёма

($\vec{R}_{10} = \vec{R}'_{10}$ и $\vec{R}_{20} = \vec{R}'_{20}$). Поскольку в подобных случаях величина θ_F играет роль ширины диаграммы направленности, то и вместо условия (21) должно выполняться гораздо более мягкое: $k^2 \sigma^2 \theta_F^2 \ll 1$. Заметим, что условие (39) при положительных расстояниях R_{10} , R_{20} и R'_{20} может быть выполнено, только когда величины k_1 и k_2 имеют различные знаки. Это накладывает ограничение на величину диэлектрической проницаемости слоя:

$$\epsilon < 1, \quad (40)$$

которое легко получается из резонансного условия (36). Если $\epsilon > 1$, то формальное решение приводит к отрицательному значению хотя бы одного из расстояний. Это обстоятельство вовсе не означает потерю физического смысла, а лишь указывает на необходимость либо освещения поверхности сходящейся системой лучей, либо фокусировки отражённого излучения. Например, отрицательность величины R_{10} предполагает, что падающие лучи должны сходиться в фокусе, расположенному в нижней среде в точке $-\vec{R}_{10}$.

В общем случае, когда ни точки излучения, ни точки приёма уже не совмещены: $\vec{R}_{10} \neq \vec{R}'_{10}$ и $\vec{R}_{20} \neq \vec{R}'_{20}$, немалость P_{1a} обеспечивается выполнением резонансного условия (20). Кроме того, должно выполняться соотношение (33), связывающее направления \vec{n}_1 , \vec{n}_2 , \vec{n}'_1 и \vec{n}'_2 законами отражения плоских волн. Поляризация величины P_{1a} задаётся поляризацией плоских волн, отражённых плоскими зеркалами с заданным наклоном, который обеспечивает зеркальное отражение волн по направлению \vec{n}_2 . При этом волны, прошедшие в слой и отражённые нижней границей, в силу (33) выходят из среды в направлении \vec{n}'_2 . Таким образом, поляризация P_{1a} никак не связана со статистическими свойствами неровностей и полностью определяется величиной указанного наклона. Так же, как и при зеркальном отражении, величина S_Σ , вообще говоря, определяется размером первой зоны Френеля, но определённым выбором расстояний можно расширить её до размеров пятна диаграммы направленности. Это реализуется при выполнении следующих трёх условий, обобщающих (39):

$$k_1 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{R_{10}} + \frac{1 + \cos^2 \theta_r}{R_{20}} \right) + k_2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta'}{R'_{10}} + \frac{1 + \cos^2 \theta'_r}{R'_{20}} \right) = 0, \quad (41)$$

$$k_1 \left(\frac{\sin^2 \theta \cos 2\varphi}{R_{10}} + \frac{\sin^2 \theta_r \cos 2\varphi_r}{R_{20}} \right) + k_2 \left(\frac{\sin^2 \theta' \cos 2\varphi'}{R'_{10}} + \frac{\sin^2 \theta'_r \cos 2\varphi'_r}{R'_{20}} \right) = 0, \quad (42)$$

$$k_1 \left(\frac{\sin^2 \theta \sin 2\varphi}{R_{10}} + \frac{\sin^2 \theta_r \sin 2\varphi_r}{R_{20}} \right) + k_2 \left(\frac{\sin^2 \theta' \sin 2\varphi'}{R'_{10}} + \frac{\sin^2 \theta'_r \sin 2\varphi'_r}{R'_{20}} \right) = 0. \quad (43)$$

Здесь φ , φ_r , φ' и φ'_r — направляющие углы векторов \vec{n}_1 , \vec{n}_2 , \vec{n}'_1 и \vec{n}'_2 в плоскости XY.

Таким образом, в работе получено и исследовано аналитическое выражение слагаемого P_{1a} (31) двухчастотной корреляционной функции отражённого поля $P \equiv \langle E_m(\omega_1)E_n(\omega_2) \rangle$, пропорционального первой степени коэффициента отражения от нижней границы двухслойной среды. Рассмотрен случай крупномасштабных неровностей верхней границы и наклонного падения волн. Показано, что и при наклонном падении P_{1a} оказывается немалой величиной лишь при выполнении резонансного условия (20). При совмешённых излучении ($\vec{R}_{10} = \vec{R}'_{10}$) и приёме ($\vec{R}_{20} = \vec{R}'_{20}$) величина P_{1a} отлична от нуля лишь в направлении зеркального отражения, а основной вклад в P_{1a} даёт первая зона Френеля. Однако, имеется возможность существенно усилить эффект, если использовать разнесённую передачу и разнесённый приём. В квазизеркальном случае для этого должно удовлетворяться уравнение (39), в общем случае ($\vec{R}_{10} \neq \vec{R}'_{10}$ и $\vec{R}_{20} \neq \vec{R}'_{20}$) — система уравнений (41)–(43). В принятой постановке задачи указанные уравнения могут удовлетворяться, лишь когда диэлектрическая проницаемость слоя меньше диэлектрической проницаемости полупространства, из которого падает излучение. В противном случае усиление эффекта возможно лишь при освещении поверхности сходящейся системой лучей, либо при дополнительной фокусировке отражённого излучения. Поляризация величины P_{1a} никак не связана со статистическими свойствами неровностей и определяется геометрией задачи. В заключение отметим явную аналогию между рассмотренным эффектом и кирхгофовским рассеянием монохроматических волн. В последнем случае также имеет место компенсация фазовых возмущений волн с волновыми числами k и $-k$, но отражённых одной и той же границей; аналог соотношения (39) выполняется автоматически, а поляризация отражённого излучения задаётся расположением излучателя и приёма.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 16-02-16425а.

ПРИЛОЖЕНИЯ

$$\begin{aligned}
 a &= k_1(1/R_{10} + 1/R_{20})/2 + k_2(1/R'_{10} + 1/R'_{20})/2 + 2,76i/(\theta_A^2 R_{10}^2), \\
 a_1 &= -k_1/(2R_{10}) - 2,76i/(\theta_A^2 R_{10}^2), \quad a'_1 = -k_2/(2R'_{10}), \\
 a_2 &= -k_1/(2R_{20}), \quad a'_2 = -k_2/(2R'_{20}), \\
 b &= -k_1(1/R_{10} + 1/R_{20})/2 + k_2(1/R'_{10} + 1/R'_{20})/2, \\
 b_1 &= -k_1/(2R_{10}), \quad b'_1 = k_2/(2R'_{10}), \\
 b_2 &= -k_1/(2R_{20}), \quad b'_2 = k_2/(2R'_{20}), \\
 c &= k_1(1/R_{10} + 1/R_{20})/8 + k_2(1/R'_{10} + 1/R'_{20})/8 + 0,69i/(\theta_A^2 R_{10}^2), \\
 c_1 &= k_1/(8R_{10}) - 0,69i/(\theta_A^2 R_{10}^2), \quad c'_1 = k_2/(8R'_{10}), \\
 c_2 &= k_1/(8R_{20}), \quad c'_2 = k_2/(8R'_{20}), \\
 \vec{d} &= k_1(\vec{n}_1 + \vec{n}_2)/2 - k_2(\vec{n}'_1 + \vec{n}'_2)/2, \\
 \vec{e} &= k_1(\vec{n}_1 + \vec{n}_2) + k_2(\vec{n}'_1 + \vec{n}'_2).
 \end{aligned}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Pimenov S. F., Stepanova N. A. // Proc. of 5th Intern. Conf. Math. Meth. in Electromagnetic Theory (URSI MMET-94). Kharkov, Ukraine (Sept. 7–10), 1994. P. 327.
2. Пименов С. Ф., Руденко М. А. — В кн.: XVI Всесоюз. конф. по распр. радиоволн: Тез. докладов. Ч.2. Харьков (октябрь), 1990. С. 277.
3. Пименов С. Ф., Руденко М. А. // Изв. вузов. Радиофизика, 1995. Т.38. № 7. С. 619.
4. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972. — 424 с.
5. Зубкович С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. — М.: Сов. радио, 1968. — 224 с.
6. Pimenov S. F., Stepanova N. A. // Proc. of 6th Intern. Conf. Math. Meth. in Electromagnetic Theory (URSI MMET-96). Lviv, Ukraine (Sept. 10–13), 1996. P. 267.

Научно-исследовательский
институт физики,
г. Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию
20 декабря 1996 г.

STRONG SCATTERING OF RADIO WAVES BY TWO-LAYERED MEDIUM WITH ROUGH BOUNDARY

S. F. Pimenov, N. A. Stepanova

The two-frequency correlation function of the reflected radiation $P \equiv \langle E_m(\omega_1)E_n(\omega_2) \rangle$, is studied in the framework of the Kirchhoff approximation assuming mean square roughness heights of the upper boundary to be large compared with the wavelength λ . For oblique incidence of waves the conditions are derived, when the first order term of P by the reflection coefficient from inner boundary can be not small. It is shown, that the effect occurs only, when a frequency resonance relation is satisfied. Particularly, in the specular direction the resonance relation proved to be $\omega_{1,2} = \omega_{2,1} \left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} / \cos \theta - 1 \right)$, where θ is the angle of incidence and ε is the dielectric constant of the layer.

УДК 621.372.832

МАТРИЧНАЯ ТЕОРИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕРЕГУЛЯРНЫХ ВОЛНОВЕДУЩИХ СТРУКТУРАХ

H. A. Гальченко

Решена задача возбуждения электромагнитных волн в нерегулярных волноведущих структурах произвольного типа системой сторонних токов. В основу метода положена лемма Лоренца с использованием многоволновых матриц рассеяния. Показаны основные достоинства метода.

Разработка эффективных методов решения задач возбуждения электромагнитных волн в волноведущих структурах (ВС) является одной из актуальных проблем современной радиофизики. Фундаментальные результаты в создании общей теории возбуждения волноводов получены Самарским и Тихоновым [1], Кисунько [2]. В работе [3] рассмотрены математические модели, описывающие распространение и дифракцию акустических и электромагнитных волн в волноводах с локально-неоднородной боковой поверхностью, гладко соприкасающейся с регулярными полубесконечными волноводами, а также в волноводах с регулярной боковой поверхностью, содержащих локально-неоднородное заполнение. Область применения известного метода тензорной функции Грина ($\Phi\Gamma$) ограничивается, в основном, рассмотрением задач электромагнитного возбуждения ВС с медленно меняющимися параметрами или открытых многослойных структур [4, 5]. Классическая схема решения задачи возбуждения электромагнитных волн в регулярных волноводах, использующая лемму Лоренца, описана в [6]. В данной работе этот подход на основе принципа декомпозиции обобщается на случай возбуждения системой сторонних токов нерегулярных ВС произвольного типа. Актуальность решения этой проблемы для нерегулярных ВС обусловлена необходимостью разработки электродинамической теории современных радиоэлектронных систем, включая сложные резонаторные или излучающие устройства, волноводно-микрополосковые распределительные структуры, характеризующие собой качественно новый класс задач техники СВЧ [7] и др.

1. Под нерегулярностью ВС будем понимать всякое скачкообразное или медленное изменение формы или размеров её поперечного сечения, параметров заполняющего диэлектрика: металлические и диэлектрические выступы, штыри, отверстия связи, диафрагмы и т.п. Современные

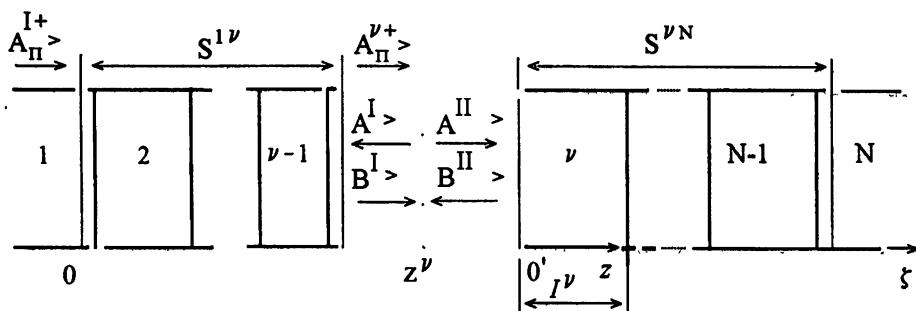


Рис. 1.

методы анализа рассматриваемых структур предполагают использование для их описания последовательного соединения отрезков регулярных линий передачи с дискретно заданными сечениями — волноведущих секций, играющих роль автономных блоков (АБ) [8]. Формирование отдельных АБ в общем случае достаточно произвольно: они могут представлять собой математические модели как отрезков регулярной линии передачи, так и локальных неоднородностей, обусловленных реальным изменением параметров ВС. Условная схема нерегулярной ВС произвольного типа при таком подходе показана на рис. 1.

Введя гипотетические каналы, идентифицированные по типам волн соответствующих отрезков регулярных ВС, напряжённость электрического поля \vec{E} и напряжённость магнитного поля \vec{H} в ν -м АБ, моделирующем отрезок регулярной ВС, возбуждаемые источниками, расположенными в q -м АБ, представим в виде

$$\vec{E}^{\nu q} = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n^{\nu q \pm} \vec{E}_n^{\nu+} + b_n^{\nu q \pm} \vec{E}_n^{\nu-}), \quad (1)$$

$$\vec{H}^{\nu q} = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n^{\nu q \pm} \vec{H}_n^{\nu+} + b_n^{\nu q \pm} \vec{H}_n^{\nu-}),$$

$$\vec{E}_n^{\pm} = (\vec{e}_{tn} \pm \vec{e}_{zn}) e^{\pm \gamma_n z}, \quad \vec{H}_n^{\pm} = (\pm \vec{h}_{tn} + \vec{h}_{zn}) e^{\mp \gamma_n z}.$$

γ_n — постоянная распространения n -й волны, z — локальная продольная координата, \vec{e} и \vec{h} — функции распределения поля по координатам поперечного сечения; индексом t выделены поперечные компоненты поля. Знак плюс в обозначениях амплитудных коэффициентов (комплексных амплитуд) $a_n^{\nu q}$ и $b_n^{\nu q}$ прямых и обратных волн соответствует случаю расположения возбуждающих источников слева ($\zeta^q < \zeta^\nu$), знак минус — справа ($\zeta^q > \zeta^\nu$).

Волны, возбуждающие ν -й автономный блок слева, полностью описываются векторным столбцом $A_\pi^{i+} = A^{ii+}$ [9], где A_π^{i+} — нормированный

амплитудный коэффициент при n -й падающей волне в 1-м АБ (рис. 1).

Условие согласования поля в плоскости $z^\nu = 0$ имеет вид

$$A_n^{\nu+} \rangle + S_{22}^{L\nu} A^I \rangle = A^{\Pi} \rangle,$$

$$B^{\Pi} \rangle = S_{11}^{\nu N} A^{\Pi} \rangle, \quad (2)$$

$$A^I \rangle = B^{\Pi} \rangle.$$

Учитывая (2), связь между коэффициентами $A^{\Pi} \rangle = A^{\nu+} \rangle$, $B^{\Pi} \rangle = B^{\nu+} \rangle$ и соотношение $A_n^{\nu+} \rangle = S_{21}^{L\nu} A^I \rangle$, для определения нормированных амплитудных коэффициентов $A_n^{\nu i+}$ и $B_n^{\nu i+}$ получим следующее выражение:

$$A^{\nu i+} \rangle = T^\nu S_{21}^{\nu i} A^{ii+} \rangle, \quad B^{\nu i+} \rangle = S_{11}^{\nu N} A^{\nu i+} \rangle, \quad (3)$$

где $A_n^{\nu p \pm} = J_n^\nu a_n^{\nu p \pm}$, $B_n^{\nu p} = J_n^\nu b_n^{\nu p \pm}$, $T^\nu = [I - S_{22}^{L\nu} S_{11}^{\nu N}]^{-1}$, $J_n^\nu = \{ \int_{S^\nu} [\vec{e}_n^\nu \vec{h}_n^\nu] \vec{i} ds \}^{1/2}$, \vec{i} — единичный вектор в направлении оси z , I — единичная матрица, $S_{ij}^{p\nu}$ — блочные матрицы обобщённой (многоволновой) матрицы рассеяния (OMP)

$$S^{p\nu} = \begin{bmatrix} S_{11}^{p\nu} & S_{12}^{p\nu} \\ S_{21}^{p\nu} & S_{22}^{p\nu} \end{bmatrix} \quad (4)$$

каскадного соединения АБ от p -го до ν -го (рис. 1) предполагаются известными. Аналогичным образом определяются нормированные амплитудные коэффициенты $A_n^{\nu N-}$ и $B_n^{\nu N-}$ при возбуждении ВС справа:

$$B^{\nu N-} \rangle = G^\nu S_{12}^{\nu N} B^{NN-} \rangle, \quad A^{\nu N-} \rangle = S_{22}^{1\nu} B^{\nu N-} \rangle, \quad G^\nu = [I - S_{11}^{\nu N} S_{22}^{1\nu}]^{-1}, \quad (5)$$

где $B^{NN-} \rangle$ — векторный столбец нормированных амплитудных коэффициентов падающих волн справа.

Соотношения (3), (5) позволяют определить результирующую матрицу рассеяния S^{1N} соединения многополюсников $M^{1\nu}$ и $M^{\nu N}$, имеющих ОМР $S^{1\nu}$ и $S^{\nu N}$ соответственно (рис. 1).

Действительно, при возбуждении многополюсника $M^{1\nu}$ слева, для вычисления результирующего поля в 1-м и N -м АБ, используя (3), получим

$$B^{11+} \rangle = (S_{11}^{1\nu} + S_{12}^{1\nu} S_{11}^{\nu N} T^\nu S_{21}^{1\nu}) A^{11+} \rangle, \quad (6)$$

$$A^{NN+} \rangle = S_{21}^{\nu N} T^\nu S_{21}^{1\nu} A^{11+} \rangle. \quad (7)$$

Множитель при $A^{11+} \rangle$ в (6) определяет блочную матрицу S_{11}^{1N} , в (7) — S_{21}^{1N} . Аналогичные соотношения легко записать при возбуждении многополюсника $M^{\nu N}$ справа. В итоге, для определения результирующей ОМР

в форме (4) получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} S_{11}^{1N} &= S_{11}^{1\nu} + S_{12}^{1\nu} S_{11}^{\nu N} T^\nu S_{21}^{1\nu}, \quad S_{21}^{1N} = S_{21}^{\nu N} T^\nu S_{21}^{1\nu}, \\ (8) \end{aligned}$$

$$S_{12}^{1N} = S_{12}^{1\nu} G^\nu S_{12}^{\nu N}, \quad S_{22}^{1N} = S_{22}^{\nu N} + S_{21}^{\nu N} S_{22}^{1\nu} G^\nu S_{12}^{\nu N}.$$

Следует отметить, что идея об использовании при возбуждении ВС волн, идентифицированных по характеру расположения источников относительно рассматриваемой области, имеет достаточно глубокую основу. Необходимость подобной идентификации, по-видимому, впервые показана при решении задачи о возбуждении отрезка волновода, закороченного двумя плоскостями, изложенном в [6]. Соотношения (3), (5) являются обобщением используемого в [6] подхода на случай возбуждения нерегулярных ВС. Содержание данного раздела можно рассматривать также как методологическую модификацию метода, используемого в [8] при построении математической модели сложных волноводных структур.

2. Рассмотрим нерегулярные ВС с постоянным поперечным сечением (ВС с поперечно стратифицированным заполнением), возбуждаемые произвольной системой сторонних токов, расположенных в q -м АБ. В этом случае соотношения для определения амплитудных коэффициентов имеют наиболее простой вид, при котором блочные матрицы рассеяния переходят в скалярные величины. Соответствующие амплитудные коэффициенты в ν -м АБ определяются на основе использования леммы Лоренца в интегральной форме [6]

$$\int_S \{[\vec{E}_2 \vec{H}_1] - [\vec{E}_1 \vec{H}_2]\} \vec{l} ds = \int_v (\vec{j}_1^M \vec{H}_2 - \vec{j}_2^M \vec{H}_1 - \vec{j}_1^o \vec{E}_2 + \vec{j}_2^o \vec{E}_1) dv, \quad (9)$$

где \vec{j}_i^o (\vec{j}_i^M) — комплексные амплитуды плотности стороннего электрического (магнитного) тока. Понимая в (9) под полем \vec{E}_2, \vec{H}_2 искомое поле ν -го АБ, а в качестве поля \vec{E}_1, \vec{H}_1 вспомогательное поле n -й волны, создаваемое независимым источником, расположенным вне рассматриваемой области сначала слева, а затем справа от него, для определения амплитудных коэффициентов, используя (3), (5), получим следующие формулы ($j^o = j_2^o \neq 0$):

случай $\nu > q$

$$A_n^{\nu q+} = \frac{G^q S_{12}^{qN}}{S_{21}^{\nu N}} [\alpha_n^q(1^q) + S_{22}^{1q} \beta_n^q(0)], \quad B_n^{\nu q+} = S_{11}^{\nu N} A_n^{\nu q+}, \quad (10)$$

случай $\nu < q$

$$B_n^{\nu q-} = \frac{T^q S_{12}^{1N}}{S_{21}^{1\nu}} [S_{11}^{qN} \alpha_n^q(1^q) + \beta_n^q(0)], \quad A_n^{\nu q-} = S_{22}^{1\nu} B_n^{\nu q-},$$

$$\alpha_n^q(z) = \frac{-1}{2J_n^q} \int_{(0,z)} \vec{j}^o \bar{E}_n^{q-} dv, \quad \beta_n^q(z) = \frac{-1}{2J_n^q} \int_{(z,l^q)} \vec{j}^o \bar{E}_n^{q+} dv.$$

Скобка $(0, z)$ означает, что интегрирование производится по всем источникам левее сечения z , а скобка (z, l^q) — правее сечения z .

Полученные результаты позволяют решить задачу возбуждения системой сторонних токов нерегулярных ВС произвольного типа. Для этого сначала предполагается, что в рассматриваемой ВС все АБ, кроме q -го, отсутствуют. Затем, считая, в соответствии с принципом суперпозиции, коэффициенты $a_n^{(q+1,q)+}$ и $b_n^{(q-1,q)-}$ компонентами соответствующих векторных столбцов амплитуд падающих волн вправо и влево от q -го АБ, на основе формул (3), (5), (10) определяются искомые амплитудные коэффициенты ν -го АБ. Для определения поля в области, занятой источниками, используется приём, предложенный в [6], в основу которого положено “препарирование” системы. В итоге можно получить следующие соотношения ($q = \nu$):

$$\begin{aligned}\vec{E}^{qq} &= \sum_{n=1}^{\infty} [(a_n^{qq+} + a_n^{qq-})\vec{E}_n^{q+} + (b_n^{qq+} + b_n^{qq-})\vec{E}_n^{q-}] + \vec{E}_c^q, \\ \vec{H}^{qq} &= \sum_{n=1}^{\infty} [(a_n^{qq+} + a_n^{qq-})\vec{H}_n^{q+} + (b_n^{qq+} + b_n^{qq-})\vec{H}_n^{q-}], \\ A^{qq+} &\rangle = T^q [T^q \alpha^q(z) \rangle + S_{22}^{1q} G^q \beta^q(z) \rangle], \quad B^{qq+} \rangle = S_{11}^{qN} A^{qq+} \rangle, \\ B^{qq-} \rangle &= G^q [S_{11}^{qN} T^q \alpha^q(z) \rangle + G^q \beta^q(z) \rangle], \quad A^{qq-} \rangle = S_{22}^{1N} B^{qq-} \rangle,\end{aligned}\tag{11}$$

где $\vec{E}_c^q = j_z^q \vec{1} / j \omega \epsilon^q$.

При $\nu \neq q$ поля $\vec{E}^{\nu q}$ и $\vec{H}^{\nu q}$ определяются соотношениями (1); нормированные амплитудные коэффициенты вычисляются по следующим формулам:

случай $\nu > q$

$$\begin{aligned}A^{\nu q+} \rangle &= T^\nu S_{21}^{q\nu} [T^q \alpha^q(1^q) \rangle + S_{21}^{1q} G^q \beta^q(0) \rangle], \quad B^{\nu q+} \rangle = S_{11}^{\nu N} A^{\nu q+} \rangle, \\ \text{случай } \nu < q &\quad (12) \\ B^{\nu q-} \rangle &= G^\nu S_{12}^{\nu q} [S_{11}^{qN} T^q \alpha^q(1^q) \rangle + G^q \beta^q(0) \rangle], \quad A^{\nu q-} \rangle = S_{22}^{1\nu} B^{\nu q-} \rangle.\end{aligned}$$

Решение задачи возбуждения нерегулярных ВС магнитными токами ($\vec{j}^M \neq 0$) на основе принципа двойственности определяется соотношениями (10)–(12) заменой

$$\vec{E} \rightarrow \vec{H}, \quad \vec{H} \rightarrow \vec{E}, \quad \epsilon \rightarrow -\mu, \quad \vec{j}^o \rightarrow -\vec{j}^M. \tag{13}$$

Эффективность алгоритмов численного моделирования задач возбуждения нерегулярных ВС на основе предложенного метода обусловлена прежде всего тем, что полученные соотношения (11), (12) позволяют

реализовать построение математической модели сложных волноводных структур решением электродинамических задач существенно меньшей сложности для отдельных АБ. При этом в основу расчёта ОМР для АБ могут быть положены известные электродинамические методы решения соответствующих ключевых задач для нерегулярностей в ВС [10–13].

3. Соотношения (10)–(12) могут быть положены в основу эффективного алгоритма построения тензорной ФГ для нерегулярных ВС произвольного типа: компоненты тензорной ФГ легко определяются соотношениями (10)–(12) с использованием в качестве источников соответствующих точечных электрических и магнитных диполей. Для этого, оперируя с произвольным вектором \vec{D} в рассматриваемом трёхмерном пространстве, обозначим через D_i его компоненты, выбираемые по осям 1, 2, 3 так, чтобы они образовали правовинтовую систему. В соответствии с [5, 14, 15], векторы электромагнитного поля в ВС определим через возбуждающие токи и тензоры Грина выражениями

$$\vec{E}^{\nu q}(r) = \int_{v'} [\overset{=\nu q}{G_{11}}(r, r') \vec{j}^{\circ}(r') + \overset{=\nu q}{G_{12}}(r, r') \vec{j}^M(r')] dv', \quad (14)$$

$$\vec{H}^{\nu q}(r) = \int_{v'} [\overset{=\nu q}{G_{21}}(r, r') \vec{j}^{\circ}(r') + \overset{=\nu q}{G_{22}}(r, r') \vec{j}^M(r')] dv',$$

где r — точка наблюдения поля в ν -м АБ, r' — точка источника поля в q -м АБ.

Используя (1), (14), для определения компонент тензоров $\Phi\Gamma \overset{=\nu q}{G_{11}}$ и $\overset{=\nu q}{G_{21}}$ получим следующие соотношения:

$$\overset{=\nu q}{G_{11}} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 G_{ij}^{\circ\nu q} \vec{1}_i \vec{1}_j, \quad \overset{=\nu q}{G_{21}} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \tilde{G}_{ij}^{\circ\nu q} \vec{1}_i \vec{1}_j, \quad (15)$$

где

$$G_{ij}^{\circ\nu q} = \sum_{n=1}^{\infty} (a_{nj}^{\circ\nu q \pm} E_{ni;j}^{\circ\nu +} + b_{nj}^{\circ\nu q \pm} E_{ni;j}^{\circ\nu -}),$$

$$\tilde{G}_{ij}^{\circ\nu q} = \sum_{n=1}^{\infty} (a_{nj}^{\circ\nu q \pm} H_{ni;j}^{\circ\nu +} + b_{nj}^{\circ\nu q \pm} H_{ni;j}^{\circ\nu -}),$$

$\vec{1}_i \vec{1}_j$ — диадное произведение единичных векторов, $a_{nj}^{\circ\nu q \pm}$, $b_{nj}^{\circ\nu q \pm}$ — амплитудные коэффициенты, определяемые соотношениями (11), (12) при $\vec{E}_c^q = 0$, для случая, когда источником является электрический диполь Герца, ориентированный вдоль оси j ; индексом i конкретизируется проекция на оси координат соответствующих векторов электрического поля, определяемых соотношениями (1), (11), (12).

Тензоры $\bar{\bar{G}}_{22}$ и $\bar{\bar{G}}_{12}$ получаются из $\bar{\bar{G}}_{11}$ и $\bar{\bar{G}}_{21}$ путём взаимных перестановок (13).

Существенная отличительная особенность получения блочных матриц рассеяния соотношений (14), (15) — устойчивость алгоритма, поскольку приходится иметь дело с функциями в виде экспоненты с отрицательным аргументом, в то время как при определении компонент тензорной ФГ известными методами [14, 15] они могут оказаться неопределёнными даже для простейших нерегулярностей ВС — слоистых структур [5].

Вопрос о преимуществе использования полученных результатов решения задачи возбуждения нерегулярных ВС в форме (11), (12) или (14), (15) требует дополнительного анализа.

Предложенный метод, в основу которого положено выделение среди прямых и обратных волн более узкого класса волн, возбуждаемых источниками, расположенными только слева или только справа от рассматриваемого АБ, позволяет заменить решение граничной электродинамической задачи высокой конфигурационной сложности решением серии задач существенно меньшей сложности.

Полученные результаты заметно расширяют класс задач, эффективно решаемых численно-аналитическими методами: определение характеристик волноводных фильтров и волноводно-диэлектрических резонаторов с произвольной формой граничной поверхности, сложных волноводных и волноводно-микрополосковых излучающих устройств, сочленений и переходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Самарский А. А., Тихонов А. Н. //ЖТФ, 1947. Т. 17. № 11. С. 1283; 1947. Т. 17. № 12. С. 1431; 1948. Т. 18. № 7. С. 971.
2. Кисунько Г. В. Электродинамика полых систем. — Изд-во ВКАС, 1949. — 426 с.
3. Ильинский А. С., Кравцов В. В., Свешников А. Г. Математические модели электродинамики. — М.: ВШ, 1991. — 224 с.
4. Eleftheriades G. V., et. al. //IEEE Trans., 1991. V. AP-39. № 11. P. 1575.
5. Панченко Б. А., Нефёдов Е. И. Микрополосковые антенны. — М.: Радио и связь, 1986. — 145 с.
6. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. — М.: Радио и связь, 1988. — 440 с.
7. Гальченко Н. А., Гальченко Г. А., Шишкина А. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. № 4. С. 422.
8. Никольский В. В., Никольская Т. И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. — М.: Наука, 1983. — 304 с.
9. Сазонов Д. М., Гридин А. Н., Мищустин Б. А. Устройства СВЧ. — М.: ВШ, 1981. — 295 с.

10. Гальченко Н. А. //ДАН СССР, 1989. Т. 309. № 6. С. 1347.
11. Гальченко Н. А., Гальченко Г. А. //Изв. вузов. Радиофизика, 1989. Т. 32. № 7. С. 917.
12. Вычислительные методы в электродинамике /Под ред. Р. Митры. — М.: Мир, 1977. — 485 с.
13. Митра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974. — 323 с.
14. Фелсен М., Маркувиц Н. Извлучение и рассеяние волн, Т. 1. —М.: Мир, 1978. — 547 с.
15. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. — М.: Мир, 1960. — 886 с.

Государственный университет,
г. Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию
28 июля 1995 г.

После переработки
15 июля 1996 г.

**MATRIX THEORY OF THE EXCITATION ELECTROMAGNETIC WAVE
IN NON-UNIFORM WAVEGUIDE STRUCTURES**

N. A. Galchenko

The paper presents the solution of the problem, connected with the excitation of arbitrary non-uniform wave guide structures by the extrinsic currents system. The method is based on the Lorentz's lemma with using of multilate scattering matrices. The paper gives the main advantages of this method.

УДК 577.3:534.2

РЕКОНСТРУКТИВНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОТОМОГРАФИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

С. Ю. Ксенофонтов, А. Д. Мансфельд, А. М. Рейман

Применительно к многоканальному сканирующему акустотермографу проведена адаптация алгоритма алгебраической реконструктивной томографии для картирования поля внутренних температур в сечении биологического объекта. Для некоторых видов распределения термодинамической температуры методом компьютерного моделирования получены распределения акустоэлектрической температуры с учётом геометрии антенной системы и затухания в биологической среде.

В современной медицинской диагностике широкое применение находят методы визуализации структуры внутренних органов и тканей. Эти методы основаны на "просвечивании" исследуемого объекта с помощью рентгеновского или ультразвукового излучения с последующей регистрацией в первом случае прошедшего, во втором — отражённого сигнала с последующим восстановлением изображения исследуемого объекта. Настоящая работа направлена на развитие метода акустотермотомографии (АТТ), задачей которой является исследование распределения температуры внутри биологического объекта. АТТ является пассивным методом, основанным на приёме равновесного акустического излучения в ультразвуковом диапазоне частот, интенсивность которого пропорциональна температуре объекта [1].

Основным достоинством АТТ является потенциально высокая направленность акустической антенны, благодаря возможности применения миллиметровых и субмиллиметровых волн. В отличие от традиционной ультразвуковой диагностики, основанной на импульсной локации и В-сканировании, АТТ не позволяет непосредственно получить информацию о расстоянии до нагретого объекта, т. к. акустотермограф регистрирует интегральную интенсивность излучения вдоль ультразвукового пучка, однако применение углового сканирования приёмных ультразвуковых пучков с последующим применением томографических методов, подобных методам рентгеновской компьютерной томографии (РКТ), даёт возможность осуществить локализацию нагретых объектов [2] и, как будет показано ниже, картирование поля температуры внутри объекта. Вместе с тем, способ получения данных в АТТ имеет существенное отличие от РКТ, т. к. не позволяет производить "осмотр" объекта в любом направлении, что связано с ограниченной глубиной проникновения

ультразвука в биологические ткани и крайне высоким коэффициентом поглощения в некоторых слоях. Ещё одним ограничением на объём получаемых данных является относительно большое время единичного измерения температуры в акустическом радиометре, которое необходимо для получения требуемой чувствительности. Так, в разработанном нами устройстве требуемая чувствительность порядка 0,1–0,2 градуса реализуется при времени измерения 5 с, поэтому для сканирования одного сечения, хотя бы в 60 различных направлениях, требуется 5 мин. Это, в свою очередь, порождает ограничение на объём входных данных. Кроме того, ультразвуковые пучки имеют сечения конечных размеров (8–10 мм), пренебречь которыми в реальных задачах нельзя. Поэтому, стандартные алгоритмы РКТ-скрётки и обратной проекции, а также прямой Фурье-метод малопригодны [3]. Нами исследуется возможность применения для АТТ довольно простого итерационного алгоритма алгебраической реконструктивной томографии (АРТ) [4], который, как показано в [5], наилучшим образом подходит к нашим условиям измерений, а именно: когда массивы данных неполны, т.е. число измеренных отсчётов существенно меньше числа точек в изображении, а сами данные сильно зашумлены. При этом вопрос о единственности полученного решения остаётся открытым. Поэтому нами было предпринято моделирование некоторых распределений внутренней температуры, имитирующее распределение температуры в биологической ткани. Основным допущением здесь является гладкость температурного профиля.

Суть алгоритма заключается в том, что область реконструируемого сечения объекта разбивается на малые элементы изображения (ЭИ), каждому из которых присваиваются весовые коэффициенты, описывающие вклад данного ЭИ в интеграл по траектории каждого пучка. Элементы, находящиеся за пределами зоны чувствительности приёмного элемента, имеют нулевой вес. Таким образом, оказывается возможным учёт истинной формы пучка, затухания в среде и т.п. Исходное распределение поля зададим в виде $X = \{X_j\}_{j=1}^N$, где j — обобщённая координата (номер ЭИ), N — число ЭИ. Весовые коэффициенты (зона пространственной чувствительности сканирующей антенны) для i -го ракурса с траекторией L_i , $i = 1\dots M$, зададим в виде $\Gamma_i = \{\gamma_{ij}\}_{j=1}^N$. При этом получаемое значение сигнала с приёмной антенны равно сумме значений поля по траектории с учётом весовых коэффициентов:

$$Y_i = \sum_{j=1}^N X_j \gamma_{ij}. \quad (1)$$

Для решения обратной задачи задаётся распределение реконструируемого поля $x = \{x_{ij}^k\}$, где k — номер итерации. Затем для пучка решается прямая задача, т.е. вычисляется интеграл по траектории с учётом весовых

коэффициентов. Полученное значение сравнивается с данными сканирования Y_i , вычисляется невязка (т.е. разность между истинным и текущим значениями), которая затем распределяется по "пучку" с учётом весовых коэффициентов и добавляется к значениям интенсивности в каждом ЭИ:

$$x_{ij}^{k+1} = x_{ij}^k + \beta \left(Y_i - \sum_{j=1}^N \gamma_{ij} x_{ij}^k \right) \gamma_{ij} / \sum_{j=1}^N \gamma_{ij}^2, \quad (2)$$

где β — безразмерный действительный коэффициент, $0 < \beta \leq 2$. Результатом этой процедуры является совпадение интеграла по траектории со значением сигнала для данного пучка. Данные перебираются циклически, и в результате перераспределения интенсивности по ЭИ реконструированное изображение $\{x_{ij}\}$ сходится к $\{X_j\}$.

В общем случае начальное распределение реконструируемого поля X_{ij}^0 можно выбирать произвольно. Для улучшения сходимости можно предварительно локализовать область источника, исключив из рассмотрения зону, в которой сигнал по всем лучам равен нулю (или пренебрежимо мал). За нуль принимается минимальное значение интенсивности сигнала, т. е. фактически минимальная температура в исследуемом сечении. Кроме того, предполагается, что температура исследуемого объекта выше фоновой, поэтому для улучшения сходимости алгоритма следует на каждом шаге заменять отрицательные значения интенсивности в ЭИ на нулевые (отбрасывать нефизические решения).

Поскольку АРТ-алгоритм позволяет задавать произвольные веса ЭИ, можно учесть затухание вдоль луча непосредственно в γ_{ij} . Если коэффициент поглощения однороден по пространству, удаётся восстановить распределение температуры. Если же коэффициент поглощения изменяется в пространстве (что, по-видимому, имеет место на практике), принципиально возможен учёт затухания, которое должно быть измерено каким-либо другим способом, например, с помощью алгоритма корреляционной обработки, предложенного в [6], хотя точность такого восстановления едва ли будет высока. Существует также принципиальная возможность разделить вклад температуры и затухания путём приёма излучения в нескольких диапазонах частот (с учётом зависимости коэффициента затухания от частоты). В данной работе речь идёт о восстановлении распределения акустоэлектрической температуры без конкретизации механизма излучения для однородного распределения коэффициента затухания.

Из выражения для АРТ-алгоритма (2) видно, что он является аналогом рекурсивного пространственного фильтра, обрабатывающего входное изображение X_{ij}^k . При этом возникает возможность регулировать параметр β , имеющий смысл коэффициента обратной связи, и изменять частотную передаточную функцию фильтра (например, подчёркивать детали и т.д.).

Численное моделирование проводилось для оценки возможностей АРТ-алгоритма в визуализации распределений акустояркостной температуры в плоскости сечения однородной биологической ткани с тепловыми источниками. Было разработано программное обеспечение, позволяющее имитировать получение данных при сканировании среды с различными распределениями температуры и с характеристиками затухания, схожими с характеристиками однородной биологической ткани, и последующую реконструкцию на основе итерационного АРТ-алгоритма (2).

Одной из главных задач работы было моделирование работы реально существующего 12-канального сканирующего томографа. В качестве приёмной антенны использовался 12-элементный датчик (рис. 1а), позволяющий реализовать угловое сканирование поворотом приёмных элементов (1), рабочая поверхность (2) которых образует ультразвуковые пучки, направленные через звукопрозрачное окно (3) на исследуемый объект (4). Общее число лучей $N_0 = N_\alpha N_L$, где N_L — число элементов в антенне, N_α — число различных ракурсов. Число N_L не может быть увеличено произвольно, т.к. оно определяет размеры датчика и зону обзора; кроме того, известно, что для сходимости алгоритма необходимо выполнение условия $N_\alpha \geq \pi N_L$ [3], а увеличение числа ракурсов приводит к росту времени измерения.

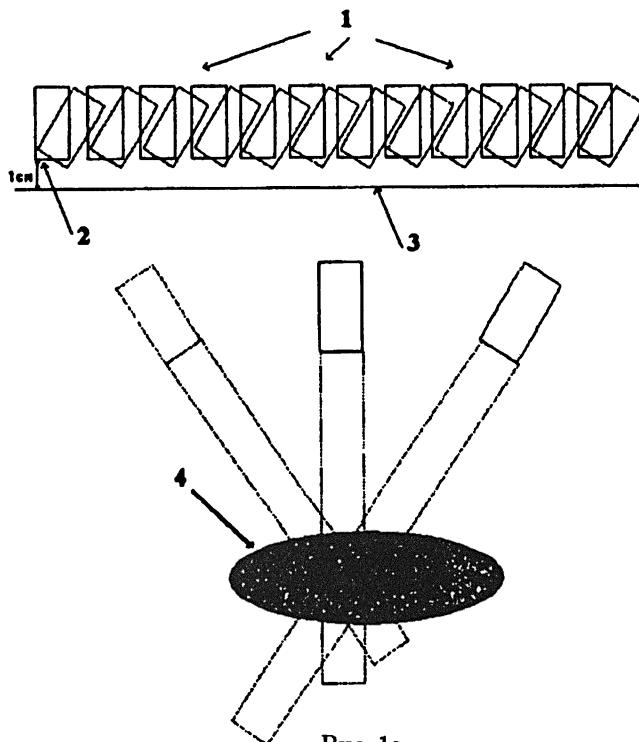


Рис. 1а.

Исследуемое сечение было ограничено реальными размерами датчика,

максимальным углом сканирования и глубиной затухания и составляло 210 мм в длину и 50 мм в глубину. Сечение разбито на ЭИ размером 2×2 мм. В численных экспериментах угловое сканирование осуществлялось с шагом 1,5 градуса. Ширина сканирующих лучей предполагалась равной апертуре пьезодатчиков (8 мм), что примерно соответствует пространственному распределению чувствительности датчика в прожекторной зоне. Значение интенсивности, соответствующее фоновой температуре (минимальная интенсивность), предполагалось равным нулю. Так как для реконструкции температуры в каком-либо ЭИ необходимо, чтобы он принадлежал нескольким лучам, реальная зона эффективной реконструкции оказывается существенно меньше вышеуказанной зоны сканирования. На рис. 1б представлена условная диаграмма, характеризующая эффективность восстановления на различных участках исследуемого сечения. "Высота" ЭИ равна числу лучей, в которые данный ЭИ попадает в процессе сканирования.

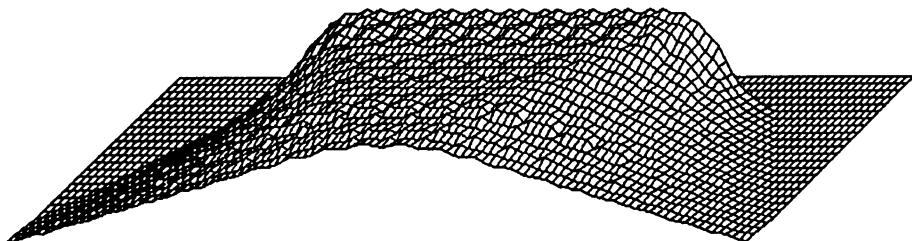


Рис. 16.

Отрицательные значения интенсивности элемента, полученные в результате итерации, заменялись нулевыми значениями (отброс нефизических решений). Значения интенсивности ЭИ, находящихся на глубине до 10 мм, всегда предполагались равными нулю, т.к. звукопрозрачное окно антennы находится на расстоянии 10 мм от поверхности пьезоэлементов и пространство между пьезоэлементами и окном заполнено термостатированной иммерсионной жидкостью, поглощением в которой можно пренебречь.

Численный эксперимент показал, что при восстановлении сложных распределений температуры или при использовании малого числа итераций (до 10) сходимость улучшается, если порядок перебора лучей осуществляется случайным образом. На рис. 2 приведена зависимость характеристики сходимости от номера итерации для случая, когда перебор лучей на итерациях осуществляется последовательно (кривая 1) и случайно (кривая 2). Данные получены при реконструкции сложного распределения поля температур, приведенного на рис. 5. В качестве характеристики сходимости была выбрана суммарная невязка по всем лучам, нормированная на сумму сигналов. В этом случае, фактически, численным критерием по-

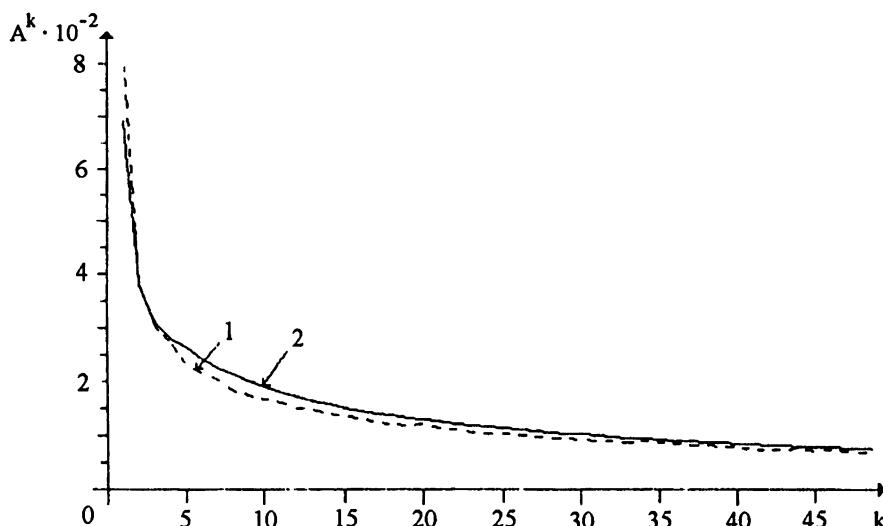


Рис. 2.

добыя оригинала и изображения является равенство интегральных мощностей в исследуемом сечении и в полученном изображении:

$$A^k = \left(\sum_{i=1}^M \left| Y_i - \sum_{j=1}^N X_{ij}^k \right|^2 \right) / \sum_{i=1}^M Y_i. \quad (3)$$

Из рис. 2 видно, что при числе итераций порядка 10–15 величина невязки существенно уменьшается и в дальнейшем снижается очень медленно.

В результате численных экспериментов были исследованы возможности метода по восстановлению различных форм пространственного распределения температур. В качестве примера на рис. 3 приведена исходная форма модельного пространственного распределения, а на рис. 3б — результат реконструкции. “Высота” каждого изображения соответствует интенсивности излучения соответствующего участка исследуемого сечения. На рис. 3в показан пример восстановления изображения того же источника при наличии шума, среднеквадратичное значение которого составляет 10% от величины полезного сигнала (тест на устойчивость алгоритма при наличии аппаратных шумовых искажений). На рис. 4а показано восстановленное изображение при амплитуде сигнала, равной ширине шумовой дорожки, а на рис. 4б — то же изображение, сглаженное с помощью фильтрации. Из этого рисунка видно, что если ограничиться плавными распределениями температуры, то можно с помощью сглаживания (двумерное преобразование Фурье с отбрасыванием высоких пространственных частот) получить приемлемую для многих приложений информацию о наличии нагревенного источника, его форме и расположении даже на грани чувствительности радиометра.

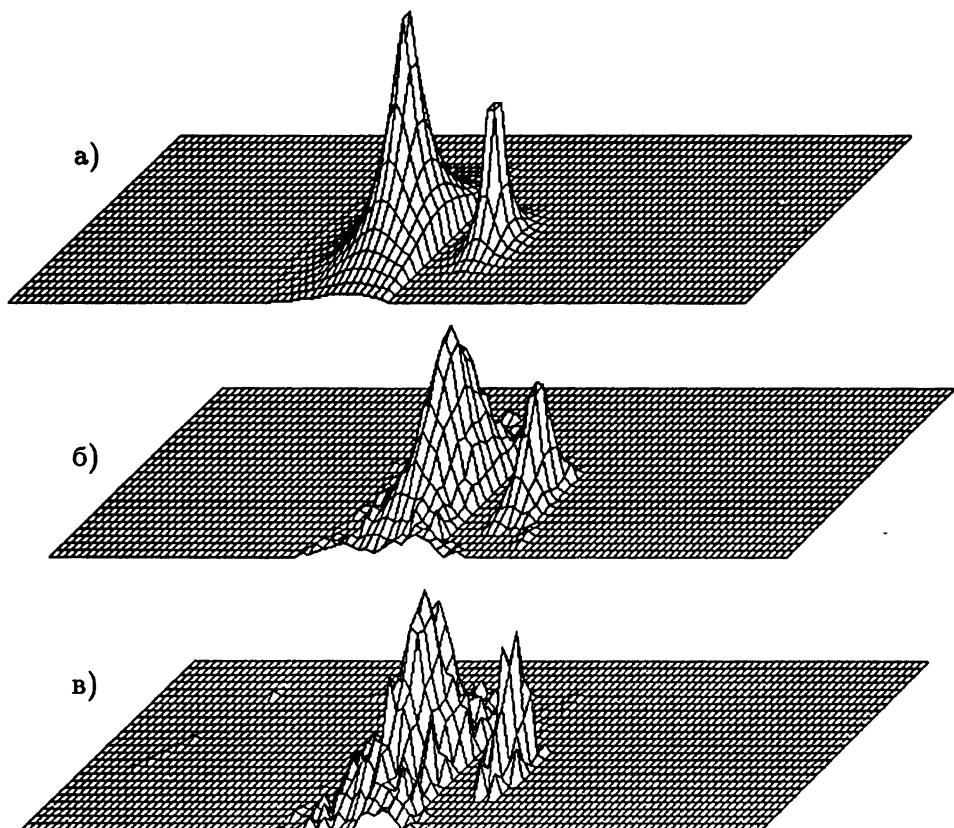


Рис. 3.

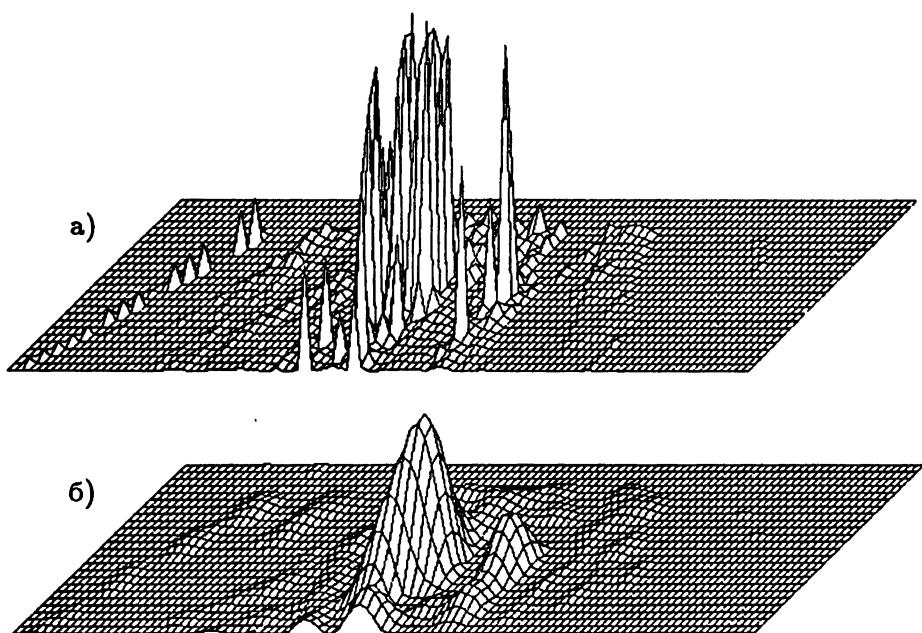


Рис. 4.

Рис. 5 иллюстрирует возможности метода по реконструкции сложных изображений. Исходное распределение интенсивностей ЭИ было задано в виде слов “ПРИМЕР РЕКОНСТРУКЦИИ”, расположенных на разной глубине (рис. 5а). Результат реконструкции этого распределения приведён на рис. 5б. Этот пример иллюстрирует также возможности данного метода сканирования и АРТ-алгоритма при исследовании объектов, залегающих на разной глубине.

ПРИМЕР РЕКОНСТРУКЦИИ

а)

ПРИМЕР РЕКОНСТРУКЦИИ

б)

Рис. 5.

Из рис. 3 и 4 видно, что качество реконструкции сложных объектов ухудшается с увеличением глубины их залегания (хотя невязка остаётся малой и указывает на достигнутую сходимость). Это связано с широким пространственным спектром такого объекта. При сканировании с постоянным угловым приращением дискретизация глубоко залегающих деталей осуществляется с большим шагом (т.е. с малой пространственной частотой). Анализ пространственного спектра описанного объекта показывает, что, начиная с глубин порядка 20 мм, нарушается условие однозначной дискретизации (пространственный аналог теоремы отсчётов Котельникова). В то же время объект, изображенный на рис. 3, реконструируется существенно лучше, т.к. масштаб исходного распределения на всех глубинах больше шага дискретизации.

Численное моделирование показало применимость АРТ-алгоритма для реконструкции поля акустоакустической температуры с размерами ЭИ меньше апертуры приёмной антенны. Разработанное программное обеспечение может быть применено для реконструкции реальных полей.

Как видно из полученных зависимостей, АРТ-алгоритм позволяет восстановить распределение акустоакустической температуры объекта, приблизительно повторяющее форму и размеры исходного распределения и передающее с высокой точностью интегральную интенсивность. Большие градиенты интенсивности в исходном распределении сглаживаются при восстановлении, а наличие шума приводит к появлению дополнительной изрезанности изображения. Тем не менее, уже и такой точности восстановления изображения должно быть достаточно для многих приложений, в которых необходимо выявление областей с аномальным нагревом.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код 96-02-18569) и Нижегородского центра инкубации научёмких технологий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Миргородский В.И., Пасечник В.И., Пешин С.В., Рубцов А.А., Годик Э.Э., Гуляев Ю.В. //ДАН СССР, 1987. Т. 297. С. 1495.
2. Баландин А.В., Мансфельд А.Д., Шишков А.В. //Тр. 11 Всесоюз. акустической конф. — М.: АКИН, 1991. С. 40.
3. Наттерер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии. /Пер. с англ. — М.: Мир, 1990.
4. Censor Y. //Proc. IEEE, 1983. V. 71. № 3. P. 409.
5. Физика визуализации изображений в медицине. /Пер. с англ. под ред. С.Уэбба. — М.: Мир, 1991.
6. Барабаненков Ю.Н., Пасечник В.И. //Акуст. журн., 1995. Т. 41. № 4. С. 563.

Институт прикладной физики
РАН, г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
20 декабря 1996 г.

**RECONSTRUCTIVE ACOUSTICAL THERMOTOMOGRAPHY OF
BIOLOGICAL OBJECTS**

S. Yu. Ksenofontov, A. D. Mansfeld, A. M. Reyman

The algorithm of algebraic reconstructive tomography is adopted to be used in multi-channel scanning acoustical thermotomograph for internal temperature field mapping inside the biological object. For several types of thermodynamic temperature distribution the acoustical brightness distributions are obtained by computer simulation taking into account the antenna geometry and acoustical damping in a biological tissue.

УДК 519.675:(534+535)+681.3

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СКОРОСТИ РЕГИСТРИРУЕМОГО СИГНАЛА ДЛЯ ТОМОГРАФИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗБУЖДЁННЫХ СРЕД

A. A. Аливердиев

В настоящей работе решается задача восстановления в динамике внутренней структуры объекта по комплекту линейных интегралов, параметрически зависящих от времени и скорости интегрируемых сигналов, на примере оптико-акустического исследования нелинейных кристаллов. Обсуждаются возможные практические алгоритмы реконструкции. Приводятся результаты модельных экспериментов по одному из них.

Использование компьютерной томографии в пространстве скоростей не раз обсуждалось в литературе. Так в [1] предлагалось её использование для улучшения качества фотографического регистрации быстропротекающих процессов, а в [2, 3] — для определения трёхмерного распределения частиц по скоростям. Однако общая задача изучения внутренней структуры динамического объекта по спектру скоростей регистрируемых сигналов была поставлена в [4]. Дальнейшей разработке математической части этой задачи применительно к лазерному оптико-акустическому исследованию нелинейных сред и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим сначала общую математическую задачу. Будем считать, что на отрезке $[0, l]$ прямой Ox происходит какой-то процесс, порождающий набор излучений, которые распространяются с различными скоростями и регистрируются датчиками, расположенными в точках 0 и $+l$. Тогда можно поставить задачу: зная совокупность интегралов

$$G^+(t, v) = \int_0^l f(x, t + (l+x)/v) dx \quad (1)$$

и

$$G^-(t, v) = \int_0^l f(x, t + (l-x)/v) dx, \quad (2)$$

определить $f(x, t)$. (Здесь t — время, v — скорость сигнала.)

Решим поставленную задачу. Для этого введём функцию

$$g(\vartheta, s) = G^\pm(t, v),$$

A. A. Аливердиев

где $s = c(t - l/v) \sin(\psi)$, $\vartheta = (\pm \cos(\psi), \sin(\psi))$ (знак перед косинусом берётся в соответствии со знаком индекса функции G), $\psi = \text{arcctg}(v/c) + \pi/2$, c — коэффициент масштабирования, выбираемый наиболее удобным для представления исследуемого объекта в системе координат $z = (x, ct)$. Тогда формулы (1), (2) могут быть переписаны в виде

$$g(\vartheta, s) = \int_{z\vartheta = s} f(z) dz, \quad (3)$$

где интеграл берётся по прямой, перпендикулярной вектору ϑ и расположенной на расстоянии s от начала координат. Формула (3) представляет собой классическое двумерное уравнение Радона и может быть переписана в виде $g = Rf$. Отсюда следует, что

$$f = R^{-1}g, \quad (4)$$

где R и R^{-1} — соответственно прямое и обратное двумерные преобразования Радона. В настоящее время существует множество способов решения задачи Радона [1, 3, 5], следовательно, искомую функцию f можно считать в общем случае найденной.

Примером практического применения вышеизложенного подхода может служить изучение нелинейных кристаллов, обладающих оптико-акустическим эффектом, путём анализа вторичных акустических волн, инициируемых внешним лазерным излучением. В этом случае, если в кристалле имеет место только продольный звук, то мы будем иметь две звуковые проекции, снятые с двух сторон, к которым можно присовокупить одну оптическую проекцию инициирующего лазерного излучения. Если же в кристалле имеет место продольный и поперечный звук и разница их скоростей достаточно велика ($\Delta t \Delta v > l$, где Δt — промежуток времени лазерного импульса, Δv — разность скоростей продольного и поперечного звуков, l — длина объекта), то можно считать, что в наличии имеются четыре разные акустические проекции. В [1] приводятся результаты модельных экспериментов томографического восстановления объекта всего по трём (!) проекциям, используя метод итераций, построенный на основе проекционной теоремы. При этом в качестве априорных условий принималось, что 1) исследуемая функция положительна на всей области определения, 2) область определения ограничена, 3) фурье-спектр исследуемого объекта ограничен. В нашем случае все эти условия выполняются, что делает приемлемым применение для него метода итераций. Кроме того, если исследуемую функцию можно представить в виде характеристической функции некоторого замкнутого множества на плоскости (x, t) , то для этого случая в [6, 7] доказывается существование единственного решения реконструктивной задачи при наличии всего четырёх проекций, а в [5] приводятся алгоритм и результаты проведённых по нему

численных экспериментов, дающих достаточно хорошие результаты всего при трёх проекциях. Однако при лазерном оптико-акустическом исследовании нелинейных кристаллов возможно использование и более существенной априорной информации.

Рассмотрим один пример. Допустим, что искомая функция может быть задана в виде произведения $f(x, t) = X(x)T(t)$. Покажем, что для её восстановления может быть достаточно всего двух проекций:

$$G_1(t) = \int_0^l X(x) T(t+(l-x)/v_1) dx \quad (5)$$

и

$$G_2(t) = \int_0^l X(x) T(t+(l-x)/v_2) dx, \quad (6)$$

одна из которых снята при очень высокоскоростном сигнале ($v_1 \rightarrow \infty$). В самом деле, при $v_1 \rightarrow \infty$ формула (5) стремится к

$$G_1(t) = \int_0^l X(x) T(t) dx = \left[\int_0^l X(x) dx \right] T(t). \quad (7)$$

Вычислив из (7) функцию $T(t)$ и подставив её в (6), получим

$$G_2(t) = \int_0^l X_n(x) G_1(t+(l-x)/v_2) dx, \quad (8)$$

где

$$X_n(x) = X(x) \left[\int_0^l X(x) dx \right]^{-1}. \quad (9)$$

Формула (8) представляет собой уравнение Фредгольма первого рода относительно $X_n(x)$, которое может быть решено стандартными методами [8]. После чего окончательно получим $f(x, t) = X_n(x) G_1(t)$ (хотя, скорее всего, именно $X_n(x)$ будет содержать исчерпывающую информацию об исследуемом объекте).

Так как электромагнитные волны оптического диапазона обычно сильно поглощаются твёрдыми телами (по крайней мере, возбуждение акустических волн идёт за счёт этого поглощения), то учёт поглощения становится необходимым. В этом случае для снимаемой интегральной функции акустического излучения $G_s(t)$ имеем

$$G_s(t) = \int_0^l X_1(x) T(t-x/v_s) dx, \quad (10)$$

где

$$X_1(x) = X(x) \exp \left[-\alpha \left(\int_0^x X(x) dx + \beta \right) \right], \quad (11)$$

если и лазер, и приёмник вторичного акустического излучения находятся в точке $x = 0$, или

$$X_1(x) = X(x) \exp \left[-\alpha \left(\int_{l-x}^l X(x) dx + \beta \right) \right], \quad (12)$$

если лазер располагается в точке $x = l$, а приёмник вторичного акустического излучения — в точке $x = 0$. В дальнейшем будем рассматривать только первый случай и полагать, что функция $X_1(x)$ задаётся формулой (11).

Относительно решения уравнения (10) заметим, что если длина лазерного импульса $\Delta t/v_s \ll l$, то независимо от его формы функция $T(t-x/v_s)$ практически превращается в δ -функцию и начинает выполняться равенство

$$X_1(x) = A G_s((t-t_0)/v_s), \quad (13)$$

где A — некоторая константа, t_0 — время пика функции $T(t)$.

Итак, допустим, что с точностью до постоянного множителя нам известна функция $C \cdot X_1(x)$ (где $C = \text{const}$, а сами функции $X_1(x)$ и $X(x)$ полагаются нормированными к единице, т.е.

$$\int_0^l X_1(x) dx = \int_0^l X(x) dx = 1. \quad (14)$$

Тогда для нахождения функции $X(x)$ следует решить уравнение

$$C \cdot X_1(x) = X(x) \exp \left[-\alpha \left(\int_0^x X(x) dx + \beta \right) \right], \quad (15)$$

где $X_1(x)$, α , β — известны, C — не известна, а $X(x)$ — требуется найти.

Введём функции

$$F(x) = \int_0^x X(x) dx \quad \text{и} \quad F_1(x) = \int_0^x X_1(x) dx \quad (16)$$

и будем полагать, что $\alpha \neq 0$ (в противном случае решаемое уравнение обращается в тождество). В этом случае из (15) следует, что

$$C \cdot X_1(x) = \frac{dF}{dx} \exp(-\alpha F + \beta). \quad (17)$$

Отсюда

$$C \cdot X_1(x) dx = \exp(-\alpha F + \beta) dF.$$

Интегрируя по частям, получим

$$C \int_0^x X_1(x) dx = \int_0^F \exp(-\alpha F + \beta) dF,$$

т. е.

$$CF_1(x) = \frac{1}{\alpha} \{ \exp(-\beta) - \exp[-(\alpha F + \beta)] \},$$

откуда имеем

$$F(x) = -\frac{1}{\alpha} \left(\ln(\exp(\beta) - \alpha C F_1(x)) + \beta \right). \quad (18)$$

Дифференцируя (18), найдём $X(x) = \frac{dF(x)}{dx}$:

$$X(x) = \frac{C \alpha X_1(x)}{\exp(-\beta) - C \alpha X(x)}. \quad (19)$$

Теперь определим C . Так как исходя из условий нормировки (14) $F_1(x) = F(x) = 1$, то из (18) имеем

$$1 = -\frac{1}{\alpha} \left(\ln(\exp(\beta) - \alpha C) + \beta \right).$$

Отсюда

$$C = \frac{1}{\alpha} (\exp(-\beta) - \exp[-(1 + \beta)\alpha]). \quad (20)$$

Формулы (19), (20) позволяют определить функцию $X(x)$ из известной функции $X_1(x)$ при любых известных α и β ($\alpha \neq 0$). Нами был проведён ряд численных экспериментов. Полагалось, что образец, длиной $l = 0,1$ м, облучается лазерным импульсом, длительностью Δt от 10^{-8} до 10^{-6} с, возбуждая ультразвуковую волну длиной порядка 10^{-5} м, распространяющуюся со скоростью $v_s = 10^3$ м/с. Считали, что $\beta = 0$, $\alpha = 1$. На рис. 1 показаны результаты восстановления тестовой функции при $\Delta t = 10^{-6}$ с (кривая 1) и 10^{-8} с (кривая 2). Эксперименты показали, что уже при $\Delta t = 10^{-7}$ с разница между искомой и восстановленной функциями становится малой. А при $\Delta t = 10^{-8}$ с восстановленная функция практически совпадает с искомой. На рис. 2 показан результат восстановления тестовой функции при наличии внешнего шума, наложенного на проекционную функцию G (кривая 1) в сравнении с самой тестовой функцией (кривая 2). Длительность Δt при этом полагалась равной 10^{-7} с, а средняя величина

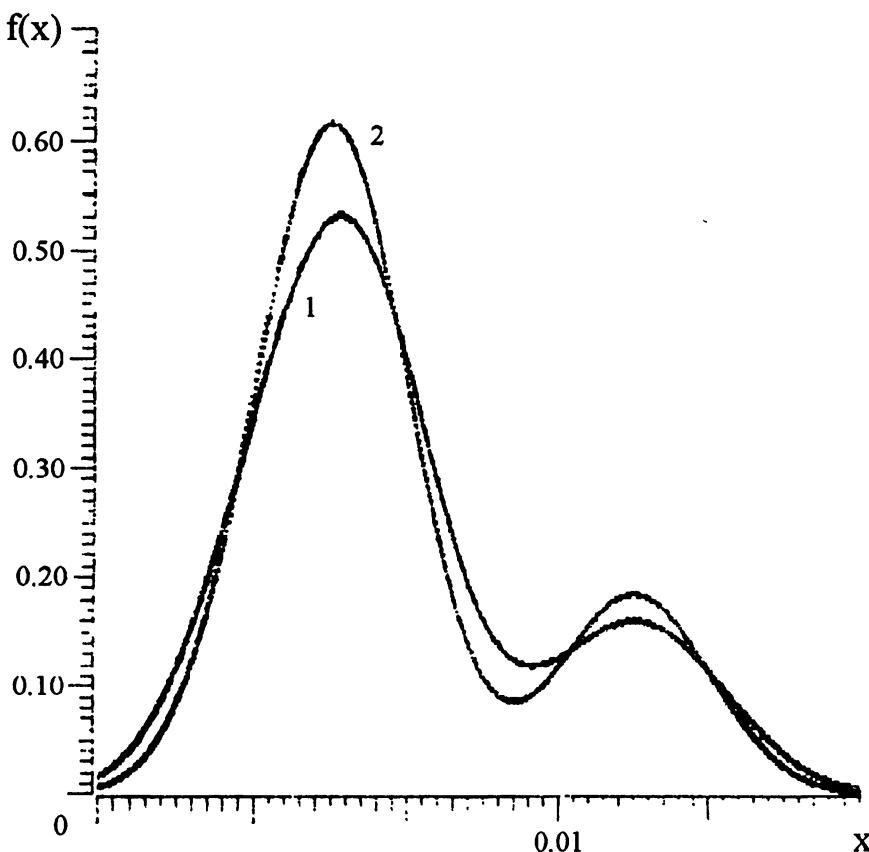


Рис. 1.

шума — 10% от средней величины функции G . Стохастичность шума осуществлялась генератором случайных чисел. Как видно из рисунков, модельные эксперименты полностью подтверждают вышеизложенную теорию и дают основание надеяться на успех в реальных томографических исследованиях.

В заключение заметим, что общий подход, предлагаемый в данной работе, может быть применён к изучению других объектов, в частности, газовых разрядов, сопровождающихся оптическим и акустическим излучениями. Кроме того, задача может быть обобщена для n -мерного пространства. При наличии же другой априорной информации об исследуемом объекте, учёт скорости интегрируемого сигнала может привести и к принципиально иным решениям. Например, случай коррелированных квантов рассматривается в [8, 9].

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю М. Г. Каримову за плодотворное обсуждение представленной задачи.

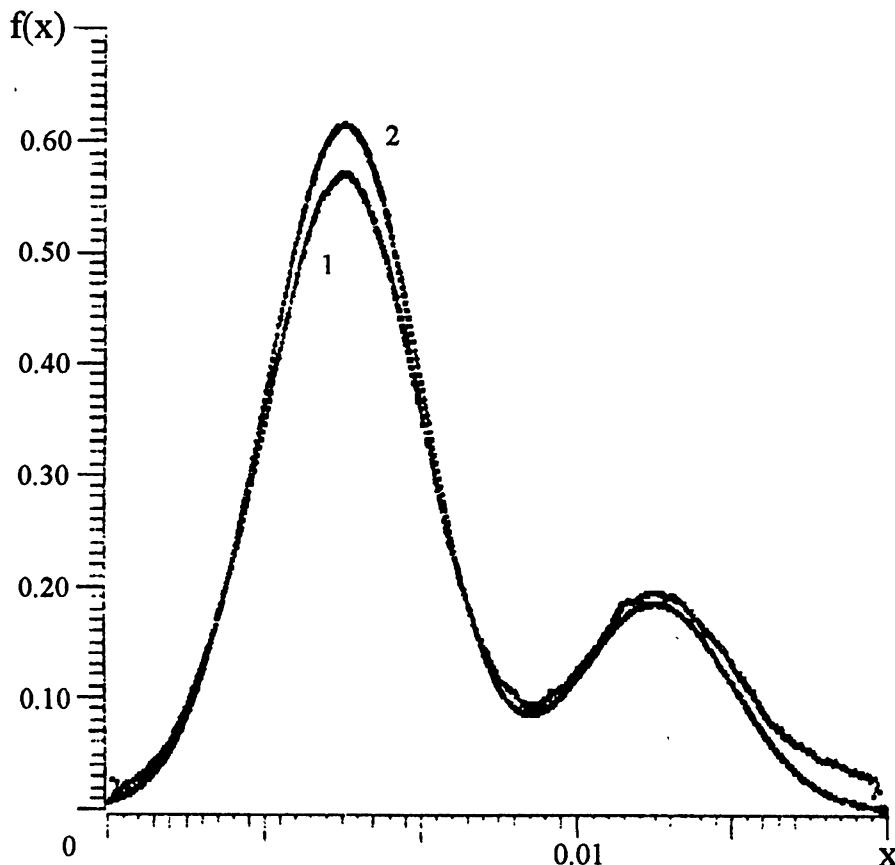


Рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

- Левин Г. Г., Вишняков Г. Н. Оптическая томография. — М.: Радио и связь, 1989. — 224 с.
- Баландин А. Л., Преображенский Н. Г., Седельников А. Н. //ПМТФ, 1989. № 6. С. 34.
- Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. — Новосибирск: Наука, 1987. — 230 с.
- Аливердиев А. А., Каримов М. Г. Использование спектра скоростей для томографии. — В сб. ст. студ. и асп. ун-та. — Махачкала: Изд-во ДГУ, 1996.
- Наттерер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии. /Пер. с англ./ под ред. В. П. Паламодова. — М.: Мир, 1990. — 280 с.
- Gardner R. J., McMullen P. //J. London Math. Soc., 1980. V. 21. P. 171.

7. Falconer K. J. //Proc. London Mats. Soc., 1983. V. 46. P. 241.
8. Aliverdiev A. A., Karimov M. H. Using of stream at nonlinear environment for investigation of inside structure of bioobjects (Lals-94) – Minsk, 1994. P. 130.
9. Аливердиев А. А. — В сб. ст. студ. и асп. ун-та: Естественные науки. — Махачкала: Изд-во ДГУ, 1995. С.14.

Госуниверситет, Махачкала,
Дагестан

Поступила в редакцию
21 ноября 1996 г.

**THE OPPORTUNITY OF USE OF A REGISTERED SIGNAL SPEED FOR
TOMOGRAPHIC RESEARCH OF EXCITED ENVIRONMENTS**

A. A. Aliverdiev

The present work solves a problem of restoration in dynamics of the internal structure over a set of linear integrals, parametrically dependent of time and speed of integral signals by an example of laser optoacoustic research of nonlinear crystals. The possible practical algorithms of reconstruction are discussed. The results of model experiments on one of them are presented.

УДК 621.396.96

МОДЕЛИ НЕГАУССОВЫХ АКТИВНЫХ ПОМЕХ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ПРИЁМНЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ

M. A. Островский

Исследуются возможные причины негауссности поля активных помех при распространении волн в однородной и случайно-неоднородной среде. Анализируются статистические свойства распространяющейся волны, позволяющие найти многомерные плотности вероятности в обоих случаях.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Синтез оптимальных обнаружителей радиолокационных сигналов на фоне активных шумовых помех предполагает нахождение многомерной плотности вероятности (ПВ) поля помехи $\eta(t, r)$ на раскрыте антенны. В случае использования линейной антенной решётки (АР) с шагом d и количеством элементов $N + 1$ требуется нахождение $(N + 1)$ МВ-мерной ПВ, которое при статистической независимости временных отсчётов помехи в различных элементах разрешения по времени запаздывания $\Delta\tau$ и периодах повторения РЛС T сводится к вычислению $N + 1$ -мерного пространственного профиля её закона распределения

$$W_{(N+1)MB}(\vec{\eta}) =$$

$$= \prod_{\beta=0}^{B-1} \prod_{\mu=0}^{M-1} W_{N+1}[\eta(t-\beta\Delta\tau-\mu T; r_{-N/2}), \dots, \eta(t-\beta\Delta\tau-\mu T; r_{N/2})],$$

где B — база зондирующего сигнала, M — количество импульсов в сигнальном пакете.

В гауссовом приближении многомерная ПВ выражается через двумерную, а исчёрпывающей её характеристикой является корреляционная матрица

$$R = \left\| \frac{\langle \eta(t, r_i) \eta(t, r_k) \rangle}{\sqrt{\langle \eta^2(t, r_i) \rangle \langle \eta^2(t, r_k) \rangle}} \right\|,$$

попарно связывающая всевозможные пространственные отсчёты помехи. Гауссовая статистика не требует установления внешних для РЛС причин декорреляции помехи, так как это всё равно не приводит к изменению формы ПВ и соответствующему изменению структуры оптимальной обработки. Вместе с тем, ряд экспериментальных данных указывает

M. A. Островский

на то, что декорреляция помехи обычно сопровождается её денормализацией, приводящей к ослаблению пространственных кумулянтных связей второго порядка и возникновению высших.

Показателен в этом смысле эксперимент по определению качества подавления помехи в четырёхэлементной адаптивной АР S -диапазона с собственным коэффициентом подавления не менее 40 дБ. При работе РЛС по шумовым сигналам от источника, удалённого на расстояние 0,2–1 км, коэффициент подавления помехи сохранялся близким к собственному, несмотря на то, что диаграмма направленности антенны в ближней зоне ещё не сформировалась и несмотря на специально вводимые амплитудные искажения сигнала в передатчике источника. Иная картина наблюдалась при значительном (более 10 км) удалении источника от РЛС. Коэффициент подавления помехи сразу же снизился до величины 20–24 дБ и начал зависеть от степени амплитудных искажений, погодных условий, высоты подъёма источника над землёй, характера позиции и т.д. Одновременно с этим наблюдались изменения формы одномерного закона распределения помехи на выходе адаптивной АР, появились более протяжённые его "хвосты", приводящие к увеличению числа ложных тревог на выходе обнаружителя. Аналогичные измерения одномерной ПВ на выходах адаптивной АР показали, что как в случае малого, так и большого удаления источника от РЛС пространственная статистика действующей помехи сохранилась близкой к нормальной. Поскольку адаптивная АР представляет собой разновидность пространственного дифференцирующего фильтра (образует провал диаграммы направленности в направлении на источник), а денормализация поля помехи в нём может происходить только в единственном случае, когда сама помеха является результатом пространственного интегрирования (фильтрации) белого негауссова поля $\xi(t, r)$, на основании результатов эксперимента была предложена модель образования негауссовых активных помех. Сущность этой модели состоит в том, что пространственные отсчёты негауссовой активной помехи, действующей на АР, являются результатом преобразования белого негауссова поля $\xi(t, r)$ в линейном пространственно-временном фильтре, учитывающем свойства реальной среды распространения.

Статистическая модель узкополосной случайной помехи, излучённой постановщиком и прошёдшей слой случайно-неоднородной среды, определяется связью её амплитудно-фазовых характеристик с полем диэлектрической проницаемости $\epsilon(r)$. В скалярном приближении последняя устанавливается уравнением Гельмгольца [1]

$$\eta(t, r) = \eta_0(t, r) - k_0^2 \int_{(V)} G(r, r') \epsilon_0(r') \eta(t, r') d^3 r', \quad (1)$$

где $\epsilon_0(r) = \epsilon(r) - \langle \epsilon(r) \rangle$ — центрированная составляющая поля диэлектрической проницаемости, $\eta_0(t, r)$ — поле первичной волны,

$G(r, r') = -\frac{\exp\{jk|r - r'|\}}{4\pi|r - r'|}$ — функция Грина, описывающая поле точечного источника, $k = \langle\epsilon(r)\rangle\omega/c$ — волновое число, V — рассеиваемый объём.

Если известны статистические характеристики поля $q(t, r)$, излучаемого квазимохроматическим изотропным источником, находящимся на удалении r_0 от центрального элемента решётки и расположенным под углом θ_0 по отношению к её нормали, а также многомерная ПВ диэлектрической проницаемости среды, то в результате решения (1), в принципе, возможно нахождение пространственного профиля закона распределения помехи в раскрыве антенны. Целью статьи является установление, путём решения уравнения (1), причин возможной негауссовой активных помех и обоснование предложенной статистической модели их образования.

2. МНОГОМЕРНЫЙ ЗАКОН РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОМЕХИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЕЁ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Предположим, что поле диэлектрической проницаемости $\epsilon(r)$ статистически однородно, его флуктуации отсутствуют ($\epsilon_0 = 0$), а среднее значение равно единице. Тогда решение (1) совпадает с полем первичной волны [1]

$$\eta_0(t, r) = -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \frac{q(\omega, r')}{|r - r'|} \exp[jk|r - r'| + j\omega t] d\omega d^3r'. \quad (2)$$

Если характерные размеры источника A малы по сравнению с протяжённостью трассы распространения $A \ll (r/k)^{1/2}$, то величина $|r - r'|$ в (2) приближённо заменяется на $r - (nr')$ в показателе экспоненты, где n характеризует единичный вектор в направлении на РЛС, и на r в знаменателе этого выражения

$$\eta_0(t, r) \approx -\frac{\exp(jkr)}{4\pi r} \int_V q(t - nr'/c, r') d^3r'.$$

Учитывая, что расстояние от источника до i -го элемента АР при $d/r_0 \ll 1$ приближённо равно $r_i = r_0 + id \sin \theta_0$, а поле первичной волны описывается факторизующейся функцией времени и координат, последнее выражение относительно напряжённости поля в i -ом элементе можно переписать

$$\eta_0(t, r_i) = \eta_0(t, r_0) \exp[2j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0], \quad (3)$$

где λ — длина волны РЛС, $\eta_0(t, r_0) = -\frac{\exp(jkr_0)}{4\pi r_0} \int_V q(t - nr'/c, r') d^3r'$ — напряжённость поля в центральном элементе решётки. Обоснованность

такого представления обусловлена тем, что различия в фазовых сдвигах для отдельных спектральных составляющих узкополосной помехи невелики и могут учитываться путём введения фазового сдвига на центральной частоте $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$.

Из (3) следует, что пространственные отсчёты поля $\eta_0(t, r_i)$, распространяющегося в однородной среде, функционально связаны между собой. Поэтому, их функция распределения может быть записана с помощью дельта-функций в виде

$$W_{N+1}(\vec{\eta}_0) = W_1[\eta_0(t, r_0)] \prod_{i=-N/2}^{N/2} \delta\{\eta_0(t, r_i) - \eta_0(t, r_0) \exp[2j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0]\}. \quad (4)$$

При наличии в элементах решётки гауссовых статистически не связанных между собой и с помехой шумов антенны и приёмного устройства $n(t, r_i)$ с одинаковыми дисперсиями σ^2 ПВ аддитивной смеси x равна

$$\begin{aligned} W_{N+1}(\vec{x}) &= \frac{W_1[x(t, r_0)]}{(2\pi\sigma^2)^{(N+1)/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{i=-N/2}^{N/2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} [x(t, r_i) - \right. \\ &\quad \left. - x(t, r_0) \exp(2j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0)]^2 \right\} dx(t, r_0) = \frac{W_1[x(t, r_0)]}{(2\pi\sigma^2)^{(N+1)/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} \times \right. \\ &\quad \times \sum_{i=-N/2}^{N/2} x^2(t, r_i) + \frac{1}{2\sigma^2} \left[\sum_{i=-N/2}^{N/2} \exp(4j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0) \right]^{-1} \left[\sum_{i=-N/2}^{N/2} x(t, r_i) \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp(2j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0) \right]^2 \Bigg\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Как видно из (5), при наличии у помехи денормализующих факторов (например, ограничение в передатчике), негауссовость смеси проявляется только в отличиях её одномерного закона от гауссова, но никак не сказывается на характеристиках межэлементных связей, которые при любых искажениях помехи сохраняют гауссовую форму.

В [2] показано, что при обнаружении слабых сигналов на фоне помех существенную роль в модели играет не сама многомерная ПВ помехи, а её логарифмическая производная по каждому из входящих аргументов $\text{grad} \ln W_{N+1}(x)$. Поскольку гауссовый сомножитель в (5) характеризует плотность вероятности статистического взаимодействия пространственных отсчётов помехи и при достаточной её интенсивности концентрируется в окрестности значения центрального отсчёта $x(t, r_0)$, для большин-

ства практически существующих распределений можно считать

$$\left| \operatorname{grad} \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \sum_{i=-N/2}^{N/2} x^2(t, r_i) + \left[\sum_{i=-N/2}^{N/2} \exp(4j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0) \right]^{-1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\sum_{i=-N/2}^{N/2} x(t, r_i) \exp(2j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0) \right]^2 \right] \right\} \gg |\operatorname{grad} \ln W_1[x(t, r_0)]|.$$

В этом случае, в качестве модели помехи, распространяющейся в однородной среде, можно принять многомерную плотность

$$W_{N+1}(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{(N+1)/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} \sum_{i=-N/2}^{N/2} x^2(t, r_i) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\sigma^2} \left[\sum_{i=-N/2}^{N/2} \exp(4j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0) \right]^{-1} \times \right. \\ \left. \times \left[\sum_{i=-N/2}^{N/2} x(t, r_i) \exp(2j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0) \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

которая, независимо от искажений сигнала в передатчике, имеет гауссовую форму.

Таким образом, объяснить возникающую денормализацию помех в рамках предположения об однородности среды не удается и требуется более детальный анализ поля, связанный с учётом случайности среды распространения.

3. МНОГОМЕРНЫЙ ЗАКОН РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОМЕХИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЕЁ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Точное решение уравнения (1) в литературе не известно и обычно при его нахождении используют ряд упрощающих анализ допущений. Одним из них является предположение о малом изменении амплитуды волны в пределах рассеивающего объёма (модель однократного рассеяния) [1], которое имеет место при

$$\sigma_0 V^{1/3} \ll 1, \quad (7)$$

где σ_0 — дифференциальное сечение рассеяния, обратно пропорциональное радиусу пространственной корреляции волны. В этом случае решение (1) ищется в виде начального члена ряда последовательных приближений.

Исследуем свойства флюктуирующего члена $I(t, \vec{r}) = \eta(t, \vec{r}) - \eta_0(t, \vec{r})$ уравнения (1), предполагая статистическую однородность и независимость полей $\varepsilon_0(\vec{r})$ и $\eta_0(t, \vec{r})$ и вычисляя его $N+1$ -мерную корреляционную функцию

$$K_{N+1}(t, \vec{r}) = \left\langle \prod_{i=-N/2}^{N/2} I(t, \vec{r}_i) \right\rangle = (-k_0)^{2N+2} \int_{(V)} \dots \int_{(V)} G(\vec{r}_{-N/2}, \vec{r}'_{-N/2}) \dots$$

$$\dots G(\vec{r}_{N/2}, \vec{r}'_{N/2}) \langle \varepsilon_0(\vec{r}'_{-N/2}) \dots \varepsilon_0(\vec{r}'_{N/2}) \rangle \times$$

$$\times \langle \eta_0(t, \vec{r}'_{-N/2}) \dots \eta_0(t, \vec{r}'_{N/2}) \rangle d^3 r'_{-N/2} \dots d^3 r'_{N/2}.$$

Условие однократного рассеяния (7) обеспечивает выполнение другого, более мягкого, которое базируется на предположении о достаточно большом числе неоднородностей, содержащихся в ограниченном объёме V [1],

$$\sigma_0 l_e \ll \sigma_0 V^{1/3} \ll 1, \quad (8)$$

где l_e — радиус корреляции поля диэлектрической проницаемости. Последнее означает, что поле диэлектрической проницаемости по своим свойствам приближается к белому, для которого $N+1$ -мерный момент отличен от нуля только в случае совпадения всех его аргументов $\vec{r}'_{-N/2} = \dots = \vec{r}'_{N/2} = \vec{r}'$. Поэтому, искомая корреляционная функция равна

$$K_{N+1}(t, \vec{r}) =$$

$$= (-k_0)^{2N+2} \langle \varepsilon_0^{N+1}(\vec{r}) \rangle \langle \eta_0^{N+1}(t, \vec{r}) \rangle \int_{(V)} \prod_{i=-N/2}^{N/2} G(\vec{r}_i, \vec{r}') d^3 r'. \quad (9)$$

Корреляционная функция (9) характеризует свойства весьма специфического негауссова поля. Представляя её в виде произведения нормированной корреляционной функции

$$\rho_{N+1}(\vec{r}) = \frac{\int_{(V)} \prod_{i=-N/2}^{N/2} G(\vec{r}_i, \vec{r}') d^3 r'}{\int_{(V)} G^{N+1}(|z|) d^3 z}$$

и структурного числа

$$D_{N+1}(t, \vec{r}) = (-k_0)^{2N+2} \langle \xi^{N+1}(t, \vec{r}) \rangle \int_{(V)} G^{N+1}(|z|) d^3 z,$$

где $z = \vec{r} - \vec{r}'$, $\xi(t, \vec{r}) = \varepsilon_0(\vec{r})\eta_0(t, \vec{r})$, несложно убедиться, что первая из них описывает свойства гауссова нормированного поля со статистически связанными пространственными отсчётами, а второе — белого негауссова. Действительно, нормированная корреляционная функция, пропорциональная $N+1$ -мерной свёртке детерминированных функций Грина,

может быть однозначно выражена через двумерные

$$\rho_{N+1}(\vec{r}) = \left[\int_{(V)} G^{N+1}(|z|) d^3 z \right]^{(1-N)/2} \times \\ \times \int_{(V)} \prod_{i=-N/2}^{N/2} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{1}{8\pi^3} \int_{(V)} \rho_2(r) \exp[-j\omega|r|] d^3 r \exp[j\omega|r_i - r'|]} d\omega d^3 r', \quad (10)$$

что характеризует гауссовые свойства рассеиваемого поля. В то же время, структурное число $D_{N+1}(t, r)$ $N+1$ -го порядка не может быть выражено через более низшие, что отражает негауссовые свойства поля.

Судя по виду функции (9), свойства $I(t, r)$ совпадают со свойствами белого негауссова поля $\xi(t, r)$, преобразованного в линейном пространственном фильтре с импульсной характеристикой $G(r, r')$:

$$I(t, r) = -k_0^2 \sum_{m=-N/2}^{N/2} G(r, r_m) \xi(t, r_m).$$

Переходя к дискретизированной по пространству записи, получаем

$$I(t, i) = -k_0^2 \sum_{m=-N/2}^{N/2} G(i - m) \xi(t, m). \quad (11)$$

Негауссовость белого поля $\xi(t, m)$ обусловлена, как минимум, тремя факторами.

1. Мультипликативный характер влияния возмущений поля диэлектрической проницаемости на поле первичной волны. Даже при гауссости составляющих ϵ_0 и η_0 закон распределения результирующего поля ξ отличен от гауссова.

2. Нелинейные искажения в передатчике приводят к негауссовости поля первичной волны, которая проявляется, как это показано выше, только в условиях её распространения в случайно-неоднородной среде.

3. Использовалось условие статистической независимости отсчётов $\epsilon_0(r_m)$ при выводе разностного уравнения (11) и вытекающего из него аналогичного условия для $\xi(t, r_m)$. Следует отметить, что данное поле для m -й траектории распространения образуется в результате суммирования довольно большого числа полей отдельных элементарных рассеивателей, расположенных на трассе распространения волны от источника до m -го элемента АР. При изменении номера элемента состав рассеивателей претерпевает незначительные изменения: в него "входят" и "выходят" новые неоднородности. Именно этим объясняется неединичная

статистическая связь между пространственными отсчётами помехи. Поэтому, во всей совокупности элементарных рассеяний статистически независимыми являются лишь те из них, которые не повторяются в других элементах решётки. Таким образом, под белым полем $\epsilon_0(t)$ в (11) понимается его межэлементарный градиент, участвующий в образовании только t -го пространственного отсчёта помехи [3]. Поскольку количество рассеяний, участвующих в образовании данного градиента, может оказаться недостаточным для выполнения условий центральной предельной теоремы, одномерный закон распределения поля ϵ_0 может сильно отличаться от гауссова.

Используя (11), вычислим многомерный закон распределения флюктуирующей составляющей $I(t, i)$. Для этого воспользуемся методом обеляющих функций, рассмотренным в [4] и состоящим в нахождении обратного по отношению к (11) преобразования отсчётов статистически связанных поля $I(t, i)$ в белое $\xi(t, i)$ и выражении искомой плотности через плотность обелённых отсчётов:

$$P_{N+1}[I(t, -N/2) \dots I(t, N/2)] =$$

$$= |\Psi(0)|^{N+1} \prod_{i=-N/2}^{N/2} Q_1 \left\{ \sum_{m=-N/2}^{N/2} \Psi(i-m) I(t, m) \right\}, \quad (12)$$

где $Q_1(\cdot)$ — одномерная ПВ белого негауссова поля $\xi(t, m)$, $\xi(t, i) = \sum_{m=-N/2}^{N/2} \Psi(i-m) I(t, m)$ — обратное обеляющее преобразование статистически зависимых отсчётов поля $I(t, m)$,

$\Psi(i) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\pi}^{c+j\pi} \frac{\exp(qi)}{G(q)} dq$ — импульсная характеристика пространственного обеляющего фильтра.

Таким образом, выше были определены причины, приводящие к денормализации поля активных помех в случайно-неоднородной среде, и найдена многомерная ПВ его флюктуирующей составляющей $I(t, i)$. Однако, последняя зависит не только от принимаемых отсчётов помехи $\eta(t, i)$, но и от отсчётов поля первичной волны $\eta_0(t, i)$, вообще говоря, наблюдателю не известных. Очевидно, что для использования (12) в задачах синтеза обнаружителей необходимо выразить отсчёты поля первичной волны через отсчёты рассеянной. Эта задача известна в литературе [5], как задача восстановления поля первичной волны. Исследуем её применительно к изучаемому вопросу.

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯ ПЕРВИЧНОЙ ВОЛНЫ

Предположим, что количество K и местоположение рассеивателей, определяющее их координаты $r_{\mu\nu}$ и θ_ν , известны наблюдателю. Тогда поле падающей на АР волны, при условии расположения их в Фраунгоферовой зоне, представляет суперпозиции плоских волн, приходящих из различных направлений [6],

$$\eta(t, i) = \frac{1}{r_0} q \left(t - \frac{r_0}{c} + \frac{id \sin \theta_0}{c} \right) + \sum_{\nu=1}^K \frac{\epsilon_\nu}{r_{\mu\nu}} q \left(t - \frac{r_{\mu\nu}}{c} + \frac{id \sin \theta_\nu}{c} \right).$$

Первое слагаемое этого выражения характеризует поле первичной волны, а второе может быть через него выражено:

$$\eta(t, i) = \eta_0(t, i) + \sum_{\nu=1}^K \epsilon_\nu \eta_0 \left(t - \frac{\Delta r_\nu}{c}, i \right) \exp \left[2j\pi \frac{id}{\lambda} (\sin \theta_\nu - \sin \theta_0) \right], \quad (13)$$

где $\Delta r_\nu = r_{\mu\nu} - r_0 \ll r_0$. Взяв от обеих частей (13) преобразование Фурье, выражая изображение первичной волны через изображение рассеянной и снова переходя в область оригиналов, получим

$$\eta_0(t, i) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau, i) \eta(t - \tau, i) d\tau, \quad (14)$$

где

$$h(\tau, i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(j\omega\tau) d\omega}{1 + \sum_\nu \epsilon_\nu \exp[-j\omega(\Delta r_\nu/c) + 2j\pi i(d/\lambda)(\sin \theta_0 - \sin \theta_\nu)]}$$

— импульсная характеристика восстанавливающего фильтра.

Преобразование (14) описывает процесс восстановления поля первичной волны с помощью линейного фильтра. Восстановление осуществляется независимо для каждого пространственного отсчёта рассеянного поля. Восстанавливающий фильтр представляет собой рециркулятор (рис. 1), обратная связь которого содержит K суммируемых каналов с элементами задержки на времена $\Delta r_\nu/c$ и комплексными умножителями на коэффициент $b_\nu = \epsilon_\nu \exp[2j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_\nu]$. Выходной сигнал сумматора в обратной связи умножается на комплексный весовой множитель

$$b_0^{-1} = \exp[-2j\pi i(d/\lambda) \sin \theta_0].$$

Как несложно убедиться, восстанавливающий фильтр компенсирует все составляющие помехи, действующие с любых иных направлений, кроме θ_0 . Другими словами, он превращает распределённый источник помех в сосредоточенный, расположенный под углом θ_0 к нормали решётки.

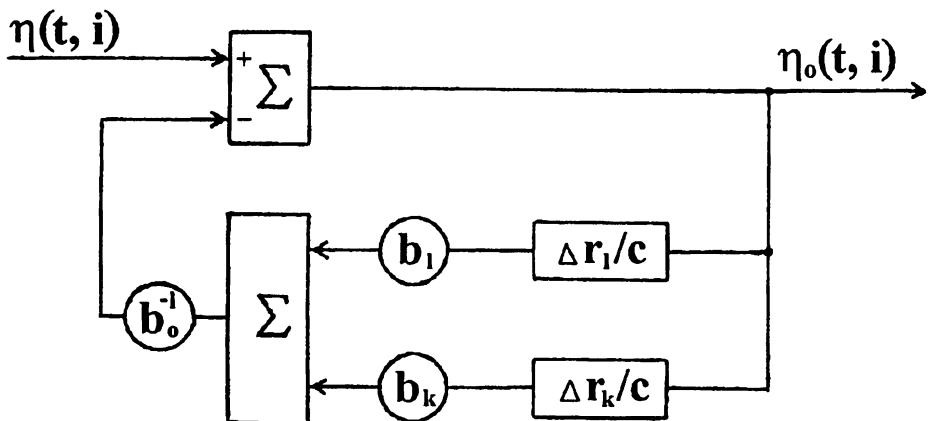


Рис. 1.

Выше предполагалось, что все координаты рассеивателей априорно известны, однако это не выполняется в реальных условиях. Для преодоления априорной неопределённости при синтезе восстановителя может быть использован аддитивный байесов подход [7]. При этом восстанавливающий фильтр реализуется в классе аддитивных, а вместо его неизвестных параметров b_ν и Δr_ν , используются их оценки максимального правдоподобия.

Учитывая, что входящее в (12) поле $I(t, m)$ при подстановке в него (14) описывается зависимостью

$$I(t, m) = \eta(t, m) - \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau, m) \eta(t-\tau, m) d\tau,$$

приведём окончательное выражение для многомерной ПВ поля негауссовой активной помехи, действующей на приёмную АР:

$$W_{N+1}(\vec{\eta}) = |\Psi(0)|^{N+1} \prod_{i=-N/2}^{N/2} Q_1 \left\{ \sum_{m=-N/2}^{N/2} \Psi(i-m) \left[\eta(t, m) - \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau, m) \eta(t-\tau, m) d\tau \right] \right\}. \quad (15)$$

Это выражение может быть использовано при синтезе оптимальных обнаружителей сигналов на фоне негауссовых активных помех, а также для синтеза оптимальных устройств оценки их параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.
2. Ширман Я. Д., Островский М. А. //Радиотехника и электроника, 1990. Т. 35. № 8. С. 1655.
3. Островский М. А. //Изв. вузов. Радиофизика, 1990. Т. 33. № 10. С. 1111.
4. Островский М. А., Пахомов Ю. И., Дряхлов Ю. А. //Изв. вузов. Радиофизика, 1990. Т. 33. № 5. С. 580.
5. Фалькович С. Е., Пономарев В. И., Шкварко Ю. В. Оптимальный приём пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием. — М.: Радио и связь, 1989.
6. Гаткин Н. Г., Коваленко Л. Н., Красный Л. Г., Пасечный С. В. //Радиотехника и электроника, 1976. Т. 21. № 7. С. 1528.
7. Репин В. Г., Тартаковский Г. П. Статистический синтез при априорной неопределённости и адаптация информационных систем. — М.: Сов. радио, 1977.

ВЭРКУ, г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
16 апреля 1996 г.

MODELS OF NON-GAUSS ARTIFICIAL NOISES IN RECEPTION ANTENNA ARRAYS

M. A. Ostrovskij

This paper studies statistical characteristics of artificial noises ground for spreading in free and inhomogeneous medium. The multidimensional probability in both cases are presented.

УДК 621.373.535.8

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ И ПОТЕРЬ В СВЕТОДЕЛИТЕЛЯХ НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛОКОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

И. А. Андронова, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов, Д. П. Степанов

Рассмотрено влияние фазовых характеристик светоделителя на выходной сигнал волоконного кольцевого интерферометра (ВКИ). Установлена связь потерь энергии в светоделителе и его фазовых характеристиках. С учётом этих характеристик получены выражения для паразитного сигнала на выходе ВКИ, отличные от известных, рассмотрены пути уменьшения его величины и дрейфа.

Одна из основных задач при использовании волоконных кольцевых интерферометров (ВКИ) как для целей гироскопии, так и в физических исследованиях по обнаружению и измерению разного рода невзаимных эффектов состоит в повышении точности измерений. Для решения этой задачи необходимо знание причин появления паразитных сигналов ("подставки") на выходе (ВКИ) и способов их устранения или хотя бы стабилизации. К числу наиболее известных причин появления паразитного сигнала на выходе ВКИ относятся поляризационные эффекты, рассмотренные в работах [1–8]. Основной вывод этих работ сводится к тому, что для уменьшения влияния на выходной сигнал поляризационных эффектов необходима поляризационная фильтрация, т.е. использование в схеме поляризатора, который располагается перед волоконным контуром. Коэффициент экстинкции поляризатора определяет уровень паразитного сигнала на выходе.

Более детальные расчёты поляризационных эффектов на выходе ВКИ, проведённые в работах [6–8], для стандартной схемы волоконно-оптического гироскопа (рис. 1) показали, что основную роль в формировании паразитного сигнала, определяемого коэффициентом экстинкции поляризатора играет круговая компонента на входе поляризатора, а элементы между поляризатором и волоконным контуром не вносят вклада в паразитный сигнал. Полученное в этой работе выражение можно записать в виде

$$\Delta\varphi_{\text{п}} = \arctg \frac{E_y \epsilon \sin[2(\alpha - \beta)] \sin \theta}{E_x [\cos^2(\alpha - \beta) + \cos^2(\alpha + \beta)]}, \quad (1)$$

где $E_x = E_x^0 e^{i\omega t}$ и $E_y = E_y^0 e^{i\omega t + \theta}$ — амплитуды поля на входе поляризатора, соответствующие его осям (ϵ — коэффициент экстинкции поляризатора),

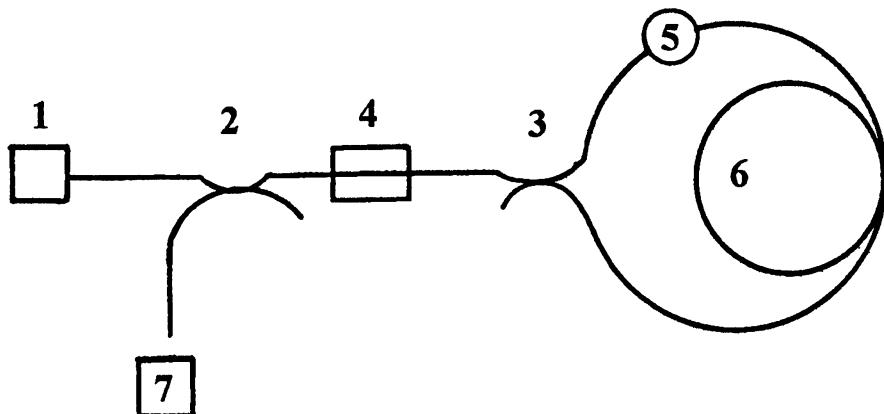


Рис. 1. 1 — суперлюминесцентный излучатель, 2, 3 — светоделители, 4 — поляризатор, 5 — фазовый модулятор, 6 — волоконный контур, 7 — фотодиод.

θ — разность фаз этих компонент, α и β — углы между осями анизотропии поляризатора и осями анизотропии на двух концах волоконного контура (рис. 2).

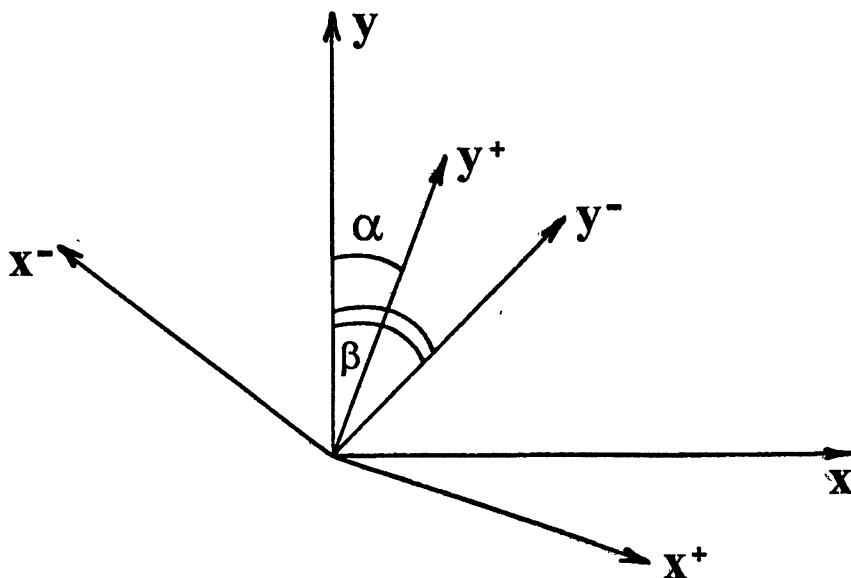


Рис. 2. Оси анизотропии светоделителя (xy) и двух концов волоконного контура (x^+y^+ и x^-y^-).

Несмотря на большое число теоретических работ по поляризационной невзаимности, конкретного анализа влияния анизотропии элементов между поляризатором и контуром, в том числе светоделителя, на выходные характеристики ВКИ не проводилось. Цель данной работы — восполн-

нить этот пробел, а также показать какие характеристики светоделителя могут быть ответственны за это влияние.

При расчётах кольцевого интерферометра, которые обычно проводятся с помощью матричной методики, характеристики светоделителя можно представить, как это сделано в работе [3], двумя диагональными матрицами — отражения $\hat{\mathbf{R}}$ и прохождения $\hat{\mathbf{T}}$:

$$\hat{\mathbf{R}} = \begin{vmatrix} r_s e^{i\varphi_s} & 0 \\ 0 & r_p e^{i\varphi_p} \end{vmatrix}; \quad \hat{\mathbf{T}} = \begin{vmatrix} \tau_s e^{i\psi_s} & 0 \\ 0 & \tau_p e^{i\psi_p} \end{vmatrix}.$$

в этих матрицах r_s и r_p , и τ_s и τ_p — модули коэффициентов отражения и прохождения для волн двух поляризаций, φ_s и φ_p и ψ_s и ψ_p — фазы, которые приобретает световая волна соответствующей поляризации, отражённая от светоделителя и прошедшая через него. В общем случае $\varphi_s - \varphi_p = \Delta\varphi \neq 0$, $\psi_s - \psi_p = \Delta\psi \neq 0$.

Связь фазовых характеристик и потерь в светоделителях известна [9] и используется для создания дополнительного сдвига фаз в интерферометрах.

Волоконные полированные и сварные светоделители относятся к симметричным светоделителям, у которых условия деления волн, приходящих на делитель с двух концов в одном направлении, одинаковы, т.е. коэффициенты отражения и пропускания для этих волн равны по величине и по фазе. Для асимметричных делителей условия деления волн различны. Простейшим примером асимметричного светоделителя является стеклянная пластинка при условии, что толщина пластинки больше диаметра светового луча, а симметричного — делительный кубик с однослоиной плёнкой. Применяя закон сохранения энергии к случаю интерференции волн, приходящих в одном направлении по двум волокнам к симметричному светоделителю без потерь, нетрудно показать, что разность между фазой отражения и фазой прохождения в этом случае для обоих поляризаций равна $\pi/2$: $\varphi_s - \psi_s = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi_p - \psi_p = \frac{\pi}{2}$. При наличии потерь появляется отклонение от $\pi/2$, в общем случае различное для двух поляризаций, которое при малых потерях линейно зависит от величины потерь. Как показали расчёты для симметричного светоделителя с поглощающей металлической плёнкой, коэффициент пропорциональности между величиной анизотропии ($\Delta\varphi - \Delta\psi$) и потерями порядка 0,15 град. на процент потерь. Таким образом, в дальнейших расчётах будет учтено, что светоделитель обладает потерями и фазовой анизотропией, пропорциональной величине потерь.

С учётом этих замечаний о характеристиках светоделителя перейдём к расчёту выходного сигнала стандартной схемы ВКИ, изображённой на рис. 1. Схема содержит волоконный контур, на одном из концов которого располагается фазовый модулятор для динамического смещения

рабочей точки, два светоделителя, поляризатор и низкокогерентный источник оптического излучения, в качестве которого обычно используется суперлюминесцентный излучатель.

Расчёт проводился матричным методом Джонса с использованием одной спектральной компоненты источника излучения. Учёт широкополосности при расчётах и анализе результатов содержал следующие предположения: когерентные волны, поступающие на две оси анизотропии волоконного контура, приобретают задержки, превышающие длину когерентности суперлюминесцентного источника, т.е. становятся некогерентными. Это накладывает требования на длину волоконного контура, которая должна удовлетворять условию $\mathcal{L} \geq \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda\Delta n}$, где λ — средняя длина волны излучения, $\Delta\lambda$ — ширина линии излучения, а Δn — среднее значение разности показателей преломления для двух осей анизотропии волоконного контура. Величины, определяющие фазовую анизотропию светоделителя, постоянны в пределах всего спектра излучения источника. Переизлучка энергии из одной поляризации в ортогональную, определяемую h параметром ни в волокне, ни в элементах в расчётах не учитывалась. Таким образом, при расчётах будем учитывать анизотропию трёх элементов поляризатора, делителя и волоконного контура и полагать, что оси анизотропии этих элементов не совпадают. Анизотропия первого делителя в расчётах не учитывалась т.к. её можно отнести к поляризатору. Расчёт проводился для выходного сигнала на первой гармонике частоты несимметричной фазовой модуляции, обычно используемой для смещения рабочей точки. Режим без динамического смещения, как правило, не представляет интереса для практики. С учётом этих замечаний матричные уравнения для волн встречных направлений примут вид

$$\begin{aligned} E_{x\text{вых}}^+ &= \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e^{i\varphi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_p} \end{vmatrix} M^+ \begin{vmatrix} e^{i\psi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\psi_p} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix} E_{x\text{вх}}, \\ E_{y\text{вых}}^+ &= \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e^{i\psi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\psi_p} \end{vmatrix} M^+ \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix} E_{y\text{вх}}, \\ E_{x\text{вых}}^- &= \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e^{i\varphi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_p} \end{vmatrix} M^- \begin{vmatrix} e^{i\varphi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_p} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix} E_{x\text{вх}}, \\ E_{y\text{вых}}^- &= \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e^{i\psi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\psi_p} \end{vmatrix} M^- \begin{vmatrix} e^{i\psi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\psi_p} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix} E_{y\text{вх}}. \end{aligned} \quad (2)$$

где M_{kd}^\pm — матрицы волоконного контура в системе координат светоделителя. Если известны углы (α, β) между осями анизотропии светоделителя (xy) и осями анизотропии волокна на входе (x^+y^+) и выходе (x^-y^-) контура (рис. 2), то запись матрицы M_{kd}^\pm светоделителя производится по стандартной методике (справочник [10]): $M_{kd}^\pm = S_2 M_k^\pm S_1$, где

$$S_1 = \begin{vmatrix} \cos \vec{x}\vec{x}^+ & \cos \vec{y}\vec{x}^+ \\ \cos \vec{x}\vec{y}^+ & \cos \vec{y}\vec{y}^+ \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{vmatrix}$$

$$\mathbf{S}_2 = \begin{vmatrix} \cos \vec{x}^- \cdot \vec{x} & \cos \vec{y}^- \cdot \vec{x} \\ \cos \vec{x}^- \cdot \vec{y} & \cos \vec{y}^- \cdot \vec{y} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\cos \beta & +\sin \beta \\ +\sin \beta & \cos \beta \end{vmatrix},$$

а \mathbf{M}_k^\pm — матрицы волоконного контура для волн встречных направлений в сопровождающей системе координат, связанной с осями анизотропии волокна. В этой системе примем, что матрицы \mathbf{M}_k^\pm диагональны и имеют вид матрицы фазовой пластинки

$$\mathbf{M}_k^\pm = \begin{vmatrix} e^{ik_x^\pm L} & 0 \\ 0 & e^{ik_y^\pm L} \end{vmatrix}.$$

Таким образом, следуя стандартной методике для матрицы волоконного контура в системе координат светоделителя получим:

$$\mathbf{M}_{kd}^\pm = \begin{vmatrix} M_{11}^\pm & M_{12}^\pm \\ M_{21}^\pm & M_{22}^\pm \end{vmatrix},$$

$$M_{11} = -\cos \frac{k_x^+ - k_y^+}{2} \cos(\alpha + \beta) - i \sin \frac{k_x^+ - k_y^+}{2} \cos(\alpha - \beta),$$

$$M_{12} = \cos \frac{k_x^+ - k_y^+}{2} \sin(\alpha + \beta) + i \sin \frac{k_x^+ - k_y^+}{2} \sin(\alpha - \beta),$$

$$M_{22} = -M_{11}^x,$$

$$M_{21} = M_{12}^x,$$

Для встречного направления матрица контура транспонируется, а k_x^+ , k_y^+ заменяются на k_x^- , k_y^- .

Следует отметить, что значения углов между осями зависят от того, свёрнуто волокно в контур или представляет прямой отрезок. Для контура матрицы \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 отличаются от случая прямого отрезка, поскольку при образовании контура одна из осей на втором конце может существенно изменить угол. Этот угол зависит от скрутки волокна, поэтому не всегда равен 180 градусам. Для прямого отрезка матрицы \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 имеют вид матриц вращателей:

$$\mathbf{S}_1 = \begin{vmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{vmatrix}, \quad \mathbf{S}_2 = \begin{vmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{vmatrix}.$$

В некоторых работах (например, [8]) для перехода от системы координат, связанной с осями анизотропии волокна, к лабораторной системе используются матрицы \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 для прямого отрезка и матрица полуволновой пластиинки. При этом отсчёт углов на входе и на выходе волокна производится от противоположных осей. Этот метод хотя, по-видимому, и даёт тот же результат, что и стандартный, но, на наш взгляд, не вполне корректен, т.к. требует дополнительных пояснений отсчёта углов и обоснования местоположения полуволновой пластиинки. Из решения уравнений

(2) находим выражения для оптических полей на выходе интерференционной схемы. Сигнал интерференции на выходе фотоприёмника определяется амплитудами полей на выходе из следующего соотношения:

$$(E_x^+ E_x^{-x} + E_x^- E_x^{+x}) + (E_y^+ E_y^{-x} + E_y^- E_y^{+x}).$$

Подставляя в это соотношение выражение для полей, после несложных преобразований находим амплитуду сигнала на первой гармонике частоты модуляции, которая определяет величину невзаимной разности фаз. В результате расчёта, для случая, когда оси анизотропии делителя совпадают с осями анизотропии поляризатора для невзаимной разности фаз, получаем выражение:

$$\Delta\varphi_n = \operatorname{arctg} \frac{E_y^0 \epsilon [-P \sin(\Delta\varphi + \theta) + Q \sin(\Delta\psi + \theta)]}{E_x^0 [\cos^2(\alpha - \beta) + \cos^2(\alpha + \beta)]}, \quad (3)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_p$ — фазовая анизотропия при отражении, $\Delta\psi = \psi_s - \psi_p$ — фазовая анизотропия на пропускание, θ — разность фаз на входе поляризатора,

$$P = \frac{\sin(2\beta) \cos(2\alpha)}{2}, \quad Q = \frac{\sin(2\alpha) \cos(2\beta)}{2}.$$

В случае линейной поляризации $\theta = 0$ при этом как следует из (3) $\Delta\varphi_n \neq 0$.

Для случая, когда оси анизотропий делителя и поляризатора не совпадают, выражение для выходного сигнала достаточно сложно, т.к. зависит не только от разности углов между осями анизотропии волокна на выходе контура ($\alpha - \beta$), но также от углов между осью пропускания поляризатора и осями анизотропии светоделителя.

При отсутствии потерь в светоделителе выражение (3) переходит в (1). В случае, если делитель без потерь, а между поляризатором и делителем находится элемент с фазовой анизотропией, для выходного сигнала получаем:

$$\Delta\varphi_n = \arcsin \frac{\epsilon E_y^0 \sin(\Delta\varphi_0) \sin[2(\alpha - \beta)]}{E_x^0 [\cos^2(\alpha - \beta) + \cos^2(\alpha + \beta)]}, \quad (4)$$

где $\Delta\varphi_0$ — величина фазовой анизотропии элемента или отрезка волокна между поляризатором и светоделителем.

Таким образом проведённый расчёт показал, что на выходной сигнал ВКИ наряду с круговой поляризацией на входе поляризатора оказывают влияние фазовые характеристики элементов между поляризатором и волоконным контуром.

Отличие от известных результатов [6–8] состоит в том, что паразитный сигнал на выходе может появиться при линейной поляризации на входе поляризатора, если ось его пропускания не совпадает с осями анизотропии элементов между поляризатором и контуром. Кроме того,

при наличии потерь в светоделителе для зануления паразитного сигнала недостаточно совпадения осей анизотропии концов волоконного контура ($\alpha - \beta = 0$), необходимо также их совпадение с осями анизотропии светоделителя ($\alpha = \beta = 0$).

Альтернативным условием зануления паразитного сигнала являются некоррелированность и равенство интенсивностей ортогональных компонент полей на входе светоделителя. В случае неравенства компонент необходимо их соответствие осям анизотропии второго светоделителя. Численные оценки для величины паразитного сигнала при потерях в делителе, равных 5%, коэффициенте экстинкции поляризатора по полю 10^{-2} и разьюстировка углов анизотропии делителя и концов контура 10 и 20 градусов дали значение 10 град. в час. Таким образом, проведённые расчёты показали, что незначительные потери в светоделителях могут привести не только к снижению интенсивности выходного сигнала, но и к появлению дополнительной паразитной фазовой невзаимности. Полученные в работе результаты представляют интерес для разработчиков волоконно-оптических гироскопов, т.к. при заданной точности прибора они накладывают определённые требования не только на коэффициент экстинкции поляризатора, но и на параметры светоделителей и юстировку осей анизотропии соответствующих элементов ВКИ.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 94-02-03916.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schiffner G., Leeb W.R., Krammer H., and Wittmann J. //Appl. Opt., 1979. V. 18. № 13. P. 2096.
2. Ulrich R. and Johnson M. //Opt. Lett., 1979. V. 4. № 5. P. 152.
3. Kintner E. C. //Opt. Lett., 1981. V. 6. № 3. P. 154.
4. Pavlath G. A. and Shaw H. J. //Appl. Opt., 1982. V. 21. № 10. P. 1752.
5. Burns W. K., Moeller R. P. //J. Lightwe Technol., 1984. V. LT-2. № 4.
6. Козел С. М., Листвин В. Н., Шаталин С. В., Юшкайтис Р. В. //Оптика и спектроскопия, 1986. Т. 61. № 6. С. 1295.
7. Листвин В. Н., Логозинский В. Н. //Изв. вузов. Радиофизика, 1991. Т. 34. № 9. С. 1001.
8. Малыкин Г. Б. //Изв. вузов. Радиофизика, 1991. Т. 34. № 7. С. 817.
9. Raines K. W., Downs M. J. //Optica Acta, 1978. V. 25. № 7. P. 549.
10. Бронштейн И. Н., Семенджяев К. А. Справочник по математике. —М.: Наука, 1986.

Институт прикладной физики
РАН, г.Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию
8 декабря 1995 г.

THE INFLUENCE OF ANISOTROPY AND LOSSES IN THE BEAM
SPLITTER ON THE OUTPUT CHARACTERISTICS OF THE FIBRE RING
INTERFEROMETER

Andronova I. A., Gelikonov V. M., Gelikonov G. V., Stepanov D. P.

The influence of the phase characteristics of the beam splitter connected with the energy losses on the output signal of the fiber ring interferometer (FRI) is considered. Taking into account these characteristics, the expressions for the spurious signal at the FRI output, different from the known ones are obtained. The ways of decreasing of its value and drift are considered.

УДК 621.385.69.01

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В РЕЗОНАТОРЕ НЕПРЕРЫВНОГО ГИРОТРОНА С ЧАСТОТОЙ 170 ГГц И ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТЬЮ 1 МВт ДЛЯ ITER

Н. А. Завольский, В. Е. Запевалов, М. А. Моисеев, Л. Л. Немировская

Исследованы два варианта гиротрона с рабочими модами $TE_{28.7}$ и $TE_{31.8}$ для комплекса ЭЦ нагрева плазмы международного термоядерного реактора ITER. Проведена оптимизация параметров резонатора гиротрона с учётом омических потерь, провисания потенциала и разброса скоростей электронного пучка. Рассмотрено влияние ионной компенсации пространственного заряда, установление колебаний при включении гиротрона, конкуренция рабочей и паразитных мод. Показана возможность достижения КПД 32–36% при удельной мощности омических потерь в резонаторе с рабочей модой $TE_{28.7}$ менее $2,5 \text{ кВт}/\text{см}^2$ и с модой $TE_{31.8}$ — $2 \text{ кВт}/\text{см}^2$.

ВВЕДЕНИЕ

Для комплекса ЭЦР нагрева плазмы и управления током будущего международного термоядерного реактора ITER необходимы гиротроны с частотой 170 ГГц и мощностью выходного излучения 1 МВт в непрерывном режиме [1–3], создание которых требует решения ряда проблем. Так, одним из факторов, ограничивающих мощность непрерывных гиротронов, является нагрев стенки резонатора, обусловленный омическими потерями. Омическая нагрузка уменьшается при использовании рабочих мод высших типов (увеличении радиуса резонатора) и при сглаживании профиля продольного сечения резонатора, когда достигается минимальная дифракционная добротность [4].

Отметим, что с увеличением радиуса резонатора сгущается спектр собственных частот, обостряется конкуренция мод и возникают трудности с установлением рабочей моды при включении гиротрона. Уменьшаются допустимые отклонения параметров от оптимальных значений в стационарном режиме. Возрастает провисание потенциала электронного пучка, уменьшающее КПД гиротрона. Сглаживание профиля ухудшает селекцию мод по продольному индексу.

В результате предварительного анализа были выбраны два варианта гиротрона с рабочими модами $TE_{28.7}$ и $TE_{31.8}$, ускоряющим напряжением 80 кВ, током 40 А и расчётным КПД около 30% [3].

В настоящей работе проведена оптимизация параметров с целью достижения минимальной омической нагрузки резонатора и максимального КПД гиротрона. В оптимальном режиме рассмотрены процессы установления колебаний при включении гиротрона и конкуренция рабочей и паразитных мод. Показана возможность достижения КПД 32–36% при удельной мощности омических потерь в резонаторе меньше $2,5 \text{ кВт}/\text{см}^2$ на mode $\text{TE}_{28.7}$ и $2 \text{ кВт}/\text{см}^2$ на mode $\text{TE}_{31.8}$. При большой длительности импульса генерации существенно влияние ионной компенсации пространственного заряда электронного пучка.

1. МЕТОДИКА РАСЧЁТА

Расчёты были проведены на основе теории гиротронов с нефиксированной структурой ВЧ поля [4, 5]. Использовались уравнения [6], справедливые при любых энергиях электронов. Поперечный дрейф центров электронных орбит, ВЧ пространственный заряд и переизлучение рабочей моды в волны с другими радиальными индексами не учитывались, поскольку при оптимальных параметрах гиротрона они изменяют КПД на величину порядка 0,01 [7, 8].

При учёте разброса скоростей электронов использовалась гауссова функция распределения по вращательным скоростям $f_e(v_\perp)$, что при умеренных токах соответствует расчётным и экспериментальным данным [1, 9]. Электронный пучок представлялся в виде набора из нескольких скоростных групп, в интервале Δv_\perp , где функция $f_e \geq e^{-1} f_{e \max}$. При $\delta v_\perp = \Delta v_\perp / v_{\perp 0} \leq 0,4$ для определения КПД с точностью 0,01 достаточно 5 скоростных групп ($v_{\perp 0}$ — значение v_\perp в максимуме f_e).

Учитывались провисание потенциала электронного пучка, обусловленное собственным пространственным зарядом пучка, и омические потери в стенке резонатора. Измеренные значения омической добротности в резонаторах гиротронов коротковолновой части миллиметрового диапазона, как правило, в 1,5–2 раза меньше расчётных для резонатора из идеальной меди, и поэтому Q_{ohm} предполагалась вдвое меньше расчётного значения.

2. ВЫБОР ПРОФИЛЯ РЕЗОНАТОРА

Для расчётов был выбран резонатор со скруглениями профиля продольного сечения на входном и выходном концах [8, 10]. Продольное распределение поля $\text{TE}_{28.7}$ моды, профиль, омическая нагрузка резонатора и текущее значение КПД $\eta(z)$, определяющее эффективность энергообмена, приведены на рис. 1. При $z > 20 \text{ мм}$ взаимодействие прекращается ($\eta = \text{const}$). Аналогичные зависимости имеют место и для моды $\text{TE}_{31.8}$. Добротность такого резонатора близка к минимальной дифракционной

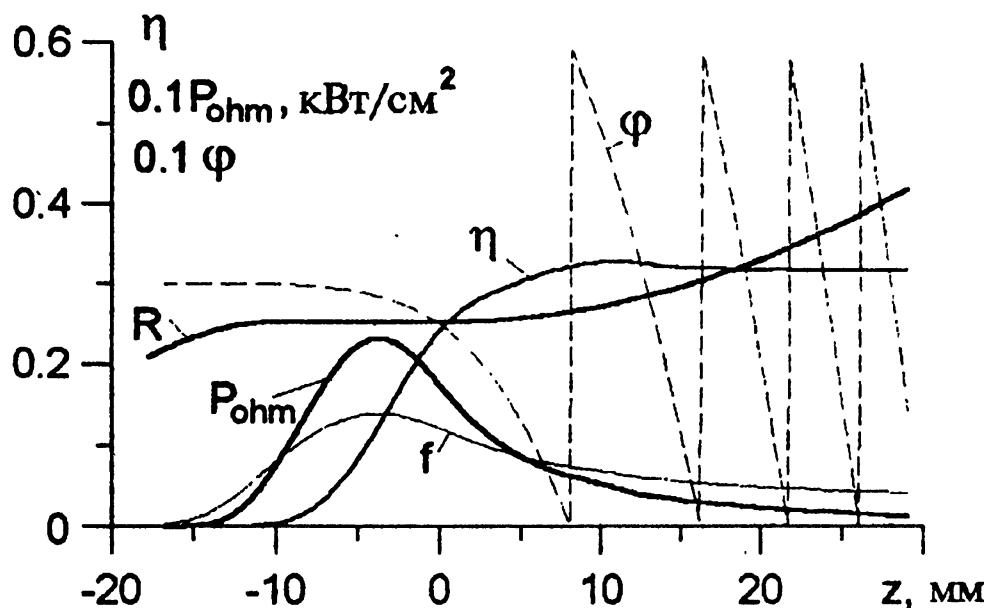


Рис. 1. Профиль резонатора R , продольное распределение эффективности энергообмена η , омической нагрузки P_{ohm} , амплитуды f , фазы φ рабочей моды $\text{TE}_{28.7}$ ($U_0 = 80$ кВ, $g = 1,2$, $I = 40$ А, $\delta v_\perp = 0,4$).

добротности $Q_{\text{диф. min}} = 4\pi(L/\lambda)^2$, где L — эффективная длина резонатора, λ — длина волны в свободном пространстве [4]. Изменение радиусов скруглений профиля слабо влияет на соотношение между КПД и омической нагрузкой резонатора, и поэтому оптимизация профиля ограничивалась, главным образом, подбором длины регулярного участка резонатора L_h . Омическая нагрузка P_{ohm} определялась для середины резонатора, где она максимальна. Рис. 2 показывает возможности оптимизации резонатора. С увеличением длины резонатора η и P_{ohm} возрастают, и при использовании эффективных систем охлаждения, допускающих большие P_{ohm} , можно оптимизировать длину резонатора с целью достижения наибольших КПД.

Для моноскоростной модели электронного пучка в гиротроне с $\text{TE}_{28.7}$ модой максимальное значение КПД составляет $\eta_{\text{max}} = 0,43$ (поперечный электронный КПД $\eta_{\perp\text{max}} = 0,72$) и близко к максимальному расчётному КПД гиротронов [4, 5]. С увеличением ускоряющего напряжения U_0 или уменьшением питч-фактора $g = v_{\perp 0}/v_{z0}$ омическая нагрузка резонатора практически не изменяется, а КПД уменьшается, поскольку при фиксированной мощности $P = 1$ МВт величина тока пучка уменьшается по сравнению с оптимальным значением. Зависимости η (P_{ohm}) для моды $\text{TE}_{28.7}$ при $U_0 = 100$ кВ, $g = 1,4$ почти совпадают с зависимостями при $U_0 = 80$ кВ, $g = 1,2$ и на рис. 2 не приведены.

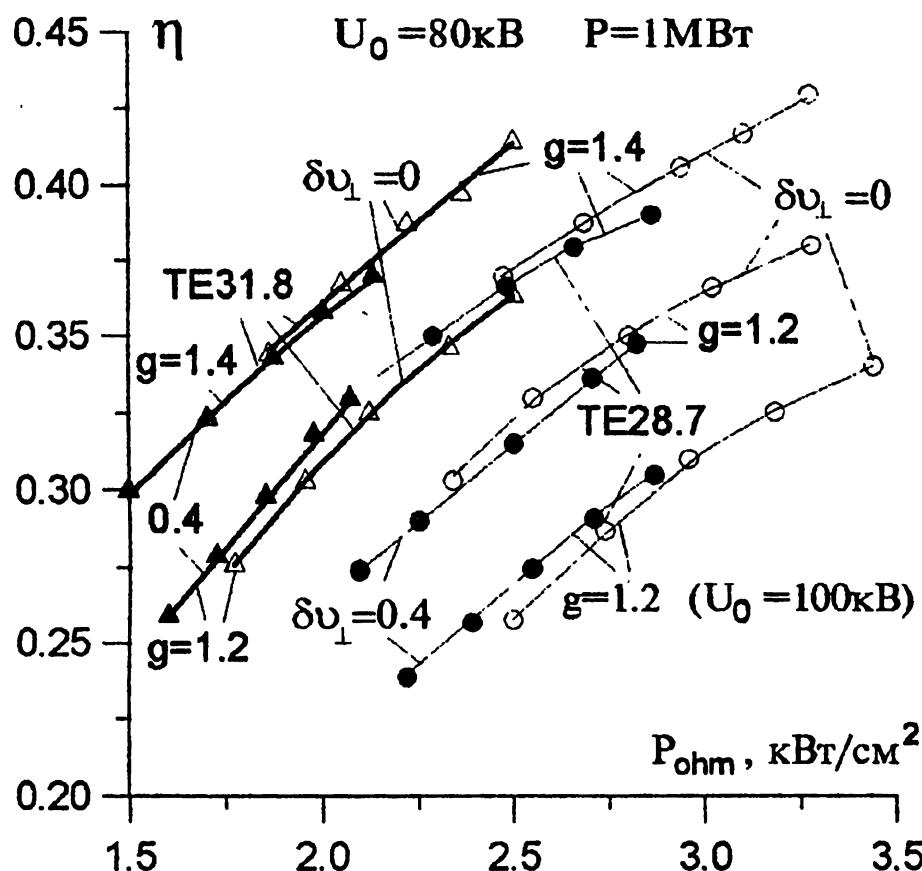


Рис. 2. Зависимость КПД от удельной мощности омических потерь.

В винтовом электронном пучке реального гиротрона можно ожидать величину разброса скоростей $\delta v_{\perp} \approx 0,3$ [1, 2, 9]. Для гиротрона с рабочей модой $\text{TE}_{28.7}$, оптимизированным резонатором, $U_0 = 80 \text{ кВ}$, $\delta v_{\perp} = 0,4$ и допустимой омической нагрузкой $2,5 \text{ кВт/см}^2$ КПД достигает значений $\eta = 0,32 - 0,37$ при $g = 1,2 - 1,4$ (рис. 1, 2). В гиротроне с рабочей модой $\text{TE}_{31.8}$ оптимальная длина чуть больше, КПД почти такой же, как для гиротрона на $\text{TE}_{28.7}$ моде, а омическая нагрузка резонатора уменьшается до 2 кВт/см^2 вследствие увеличения омической добротности (с 38600 до 44200) и радиуса резонатора (с 15,86 до 17,9 мм).

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД

При оптимальных параметрах гиротрона, соответствующих максимуму КПД, рабочая мода находится в жёстком режиме возбуждения ($I_{\text{st}} > I$) вблизи границы срыва колебаний (рис. 3). Паразитные моды имеют стартовые токи много меньше тока электронного пучка и

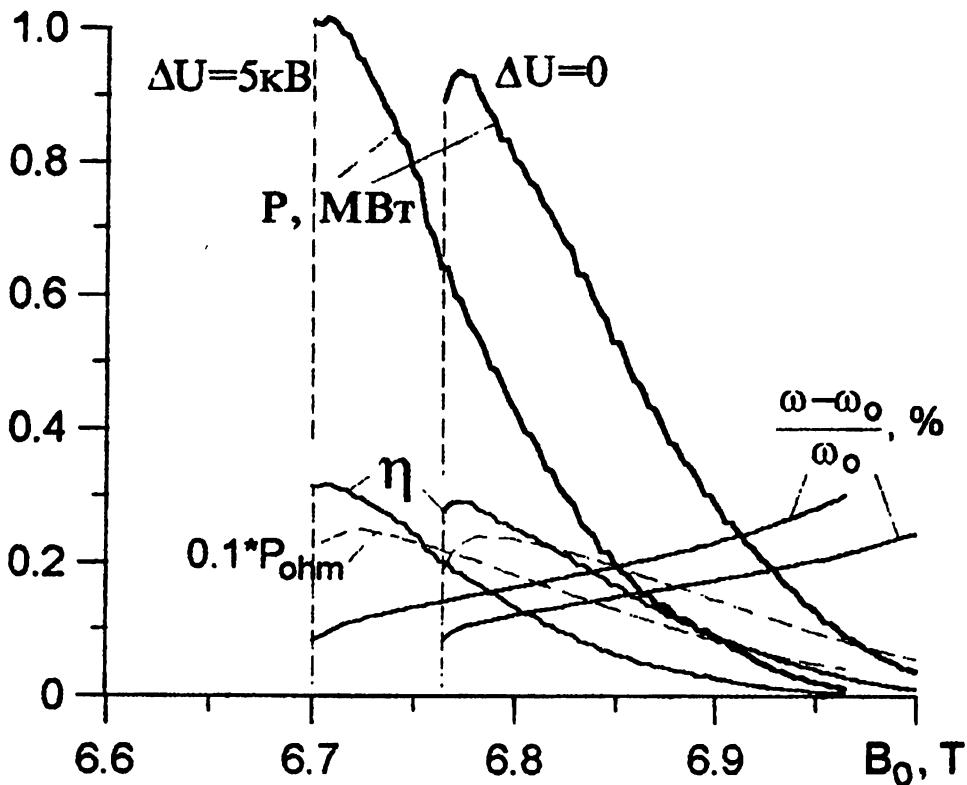


Рис. 3. Зависимости η , P_{ohm} , выходной мощности P , расстройки рабочей и критической частот $\omega - \omega_0$ $\text{TE}_{28.7}$ моды от величины магнитного поля в резонаторе B_0 и провисания потенциала ΔU .

могут влиять на устойчивость рабочей моды. Для исследования процессов взаимодействия мод уравнения гиротрона были обобщены на случай нестационарной многомодовой генерации [11]. Полученная система уравнений параболического типа интегрировалась с использованием преобразования Лапласа [12].

В гиротроне с рабочей модой $\text{TE}_{31.8}$ наибольшее влияние на рабочую моду оказывает ближайшая паразитная мода $\text{TE}_{30.8}$, имеющая близкий к минимальному стартовый ток ($I_{\text{st}} = 15 \text{ A}$). На рис. 4 приведена плоскость безразмерных амплитуд полей рабочей и паразитной мод: $f_{\text{m},31.8}$ и $f_{\text{m},30.8}$ (f_{m} — максимальное значение функции $f(z)$, рис. 1) с фазовыми траекториями при различных начальных условиях. Структура поля в резонаторе близка к фиксированной, поэтому в качестве начальных условий использовались собственные колебания "холодного" резонатора (без электронного пучка). "Пересечения" траекторий на рис. 4 связаны с нефиксированностью структуры поля в резонаторе, и, следовательно, пересекаются не траектории в фазовом пространстве, а их проекции на плоскость ампли-

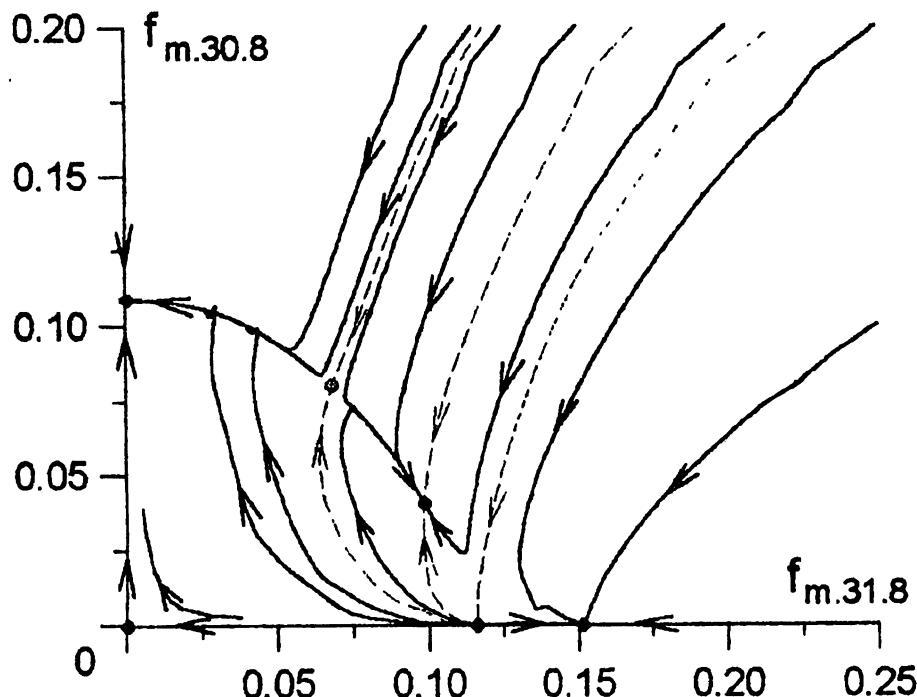


Рис. 4. Плоскость относительных амплитуд рабочей $\text{TE}_{31.8}$ и паразитной $\text{TE}_{30.8}$ мод ($B_{0,\text{opt}} = 6,712 \text{ T}$, $\delta v_\perp = 0$).

туд (сами амплитуды не характеризуют однозначно состояние системы с нефиксированной структурой поля).

В трёхмодовом приближении, когда учитывается мода $\text{TE}_{29.8}$ с минимальным стартовым током ($I_{\text{st}} = 8 \text{ A}$), возникает фазовая и частотная связь мод ($\omega_{1,3} = \omega_2 \pm \Delta\omega$), т. к. взаимодействующие моды имеют эквидистантный спектр критических частот и азимутальных индексов [11]. Расчёты показывают, что стационарные одномодовые колебания рабочей моды (с большей амплитудой) остаются устойчивыми и самовоизбуждение других мод подавляется (эффект конкуренции). Устойчивы также одномодовые колебания ближайшей паразитной моды $\text{TE}_{30.8}$. Колебания $\text{TE}_{29.8}$ моды неустойчивы. Они срываются вследствие возбуждения $\text{TE}_{30.8}$ моды. В многомодовом состоянии равновесия отличны от нуля амплитуды всех трёх мод и имеет место эффект кооперации мод [13].

Фазовую связь с рассматриваемыми модами имеет также высокочастотная мода $\text{TE}_{32.8}$. Она находится за пределами зоны генерации. Стационарные колебания $\text{TE}_{32.8}$ моды существуют только в многомодовом состоянии равновесия. Амплитуды $\text{TE}_{29.8}$ и $\text{TE}_{32.8}$ мод много меньше амплитуд основных $\text{TE}_{31.8}$ и $\text{TE}_{30.8}$ и в первом приближении их можно не учитывать.

Стационарные колебания рабочей моды остаются устойчивыми и при учёте других паразитных мод. Аналогичные результаты получены и для рабочей моды $TE_{28.7}$. Таким образом, установление конкретного стационарного режима гиротрона зависит от способа его включения.

4. УСТАНОВЛЕНИЕ РАБОЧЕЙ МОДЫ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ ГИРОТРОНА

На фронте импульса ускоряющего напряжения первой возбуждается мода с наименьшим стартовым током. В дальнейшем изменение стартовых токов уже не влияет на генерацию, поскольку, как правило, взаимодействие мод носит характер конкуренции и происходит нелинейное подавление установившейся модой самовозбуждения других мод [11]. Это позволяет ограничиться исследованием стартовых токов и КПД рабочей и паразитных мод при включении гиротрона, рассматривая каждую моду независимо от остальных.

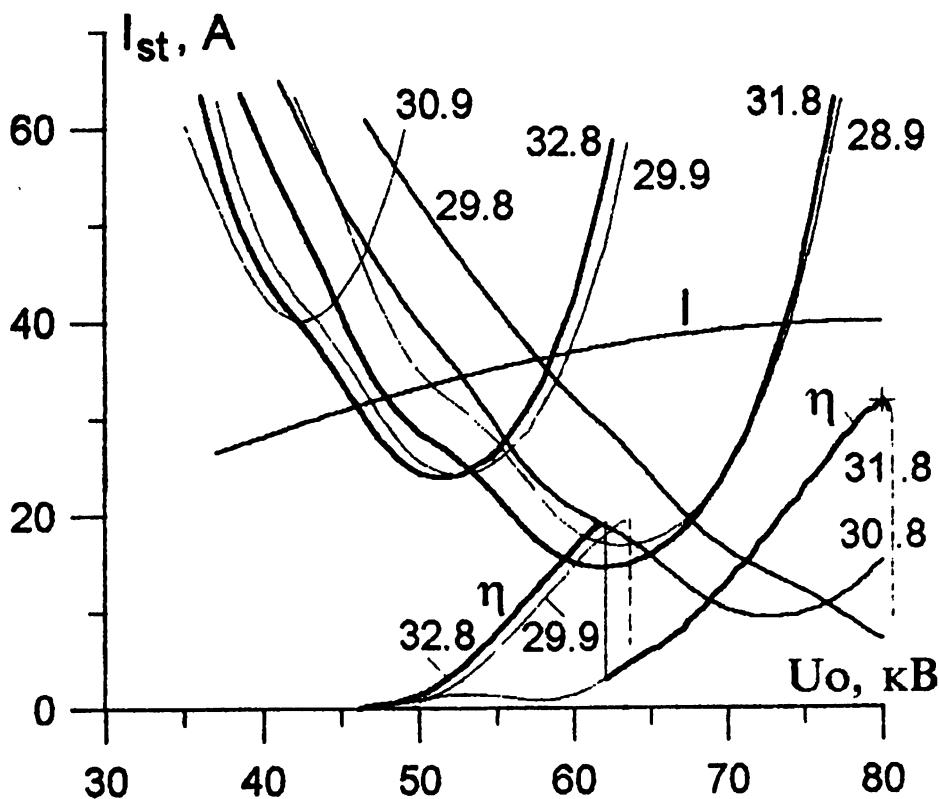


Рис. 5. Сценарий включения гиротрона.

На рис. 5 приведены зависимости I_{st} и КПД от U_0 на фронте импульса для гиротрона с рабочей модой $TE_{31.8}$. Разброс скоростей электронов

предполагался фиксированным со значением $\delta v_{\perp} = 0,4$. Сценарий включения был "квазидиодным", когда анодное напряжение пропорционально ускоряющему. Зависимость g от U_0 определялась в соответствии с адиабатической теорией электронных пушек гиротронов. Зависимость I от U_0 описывалась функцией $I = I_{0\text{стаци}} \sin(\pi U_0 / 2U_{0\text{стаци}})$, с точностью до 2 А аппроксимирующей реальную вольт-амперную характеристику [14]. Из рис. 5 следует, что сначала возбуждается паразитная мода $\text{TE}_{32.8}$, затем при $U_0 = 62$ кВ — рабочая мода.

Гиротрон с рабочей модой $\text{TE}_{31.8}$ весьма критичен к радиусу электронного пучка R_o . При небольшом уменьшении R_o (на 0,2 мм по сравнению с оптимальным значением 9,13 мм) стартовые токи паразитных мод $\text{TE}_{29.9}$ и $\text{TE}_{28.9}$ уменьшаются по отношению к $\text{TE}_{32.8}$ и $\text{TE}_{31.8}$ модам на 15% и вместо рабочей моды устанавливается генерация паразитной моды $\text{TE}_{28.9}$. Следовательно, для повышения устойчивости работы гиротрона целесообразно увеличить R_o по сравнению с оптимальным. Гиротрон с рабочей модой $\text{TE}_{28.7}$ имеет более редкий (на 10%) спектр собственных частот мод и более устойчив к изменению R_o . Допустимое отклонение R_o от $R_{o,\text{opt}} = 8,26$ мм превышает 0,2 мм.

При $U_0 > 81$ кВ колебания рабочей моды срываются, а при $U_0 < 79$ кВ заметно снижается КПД. Необходимо, чтобы на фронте импульса U_0 не было выброса с величиной $\Delta U_0 > 1$ кВ, а отклонение U_0 на полке импульса от стационарного значения 80 кВ не превышало 1%.

5. ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ КОМПЕНСАЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

На рис. 3 приведены зависимости P , η от величины магнитного поля B_0 (т. н. "перестроочные кривые" гиротрона) при провисании потенциала электронного пучка 5 кВ, обусловленного собственным пространственным зарядом пучка, и без провисания потенциала. Это моделирует реальную ситуацию в длинноимпульсном режиме работы, когда в начале импульса генерации провисание потенциала есть, затем, в результате накопления положительных ионов, пространственный заряд электронного пучка компенсируется [15]. КПД уменьшается вследствие уменьшения g с 1,2 до 1,1. Частота уменьшается на 0,04% вследствие уменьшения циклотронной частоты на 1%, что также показано на рис. 3. Эффект компенсации может объяснить различие в перестроочных кривых короткоимпульсных (до 10^2 с) и длинноимпульсных (свыше 0,1 с) гиротронов.

Приведённые данные свидетельствуют о возможности достижения в гиротроне одномодовой одночастотной генерации с выходной мощностью 1 МВт и КПД 32–36% при питч-факторе $g = 1,2–1,4$, разбросе скоростей $\delta v_{\perp} = 0,4$ и удельной мощности омических потерь в стенке резонатора менее $2,5$ кВт/см 2 на рабочей моде $\text{TE}_{28.7}$ и 2 кВт/см 2 — на моде $\text{TE}_{31.8}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Flyagin V. A., Goldenberg A. L., Zapevalov V. E. // Abstracts of 18 Int. Conf. on IR and MM Waves, Colchester, United Kingdom, 1993. P. 581.
2. Denisov G. G., Flyagin V. A., Zapevalov V. E. // Proc. of 20 Int. Conf. on IR and MM Waves, Orlando, USA, 1995. P. 197.
3. Глявин М. Ю., Запевалов В. Е. // Изв.вузов. Радиофизика, 1997 (в печати).
4. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И., Эрм Р. Э. // Изв.вузов. Радиофизика, 1973. Т. 16. № 4. С. 622.
5. Кураев А. А., Ковалев И. С., Колесов С. В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. — Минск: Наука и техника, 1975.
6. Юллатов В. К. // Гиротрон: Сб.научн.тр. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 26.
7. Братман В. Л., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика, 1975. - Т. 18. № 10. С. 1538.
8. Заруднева Г. И., Калынов Ю. К., Малыгин С. А. // Изв.вузов. Радиофизика, 1988. Т. 31. № 3. С. 343.
9. Lygin V. K. // Int. J. Infrared MM Waves, 1995 V. 16. № 2. P. 363.
10. Запевалов В. Е., Калынов Ю. К., Куфтин А. Н., Малыгин С. А., Тай Е. М. // Изв.вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. № 3. С. 381.
11. Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Павельев А. Б. // Гиротроны: Сб.научн.тр. — Горький: ИПФ АН СССР, 1989. С. 84.
12. Ginzburg N. S., Nusinovich G. S., Zavolsky N. A. // Int. J. Electron, 1986. V. 61. № 6. P. 881.
13. Глявин М. Ю. // Электронная техника, сер.1, 1994. № 2 (462). С. 33.
14. Венедиктов Н. П., Глявин М. Ю., Запевалов В. Е., Куфтин А. Н., Постникова А. С., Юллатова М. В. // Изв.вузов. Радиофизика, 1997. Т. 40. № 4. С. 506.
15. Варенцов В. А., Цимлинг Ш. Е. // ЖТФ, 1983. Т. 53. № 2. С. 264.

Институт прикладной физики
РАН, г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
21 ноября 1996 г.

**NUMERICAL SIMULATION OF PROCESSES IN THE 170 GHz/CW/1MW
GYROTRON RESONATOR FOR ITER***N. A. Zavolsky, V. E. Zapevalov, M. A. Moiseev, L. L. Nemirovskaya*

Two versions of the gyrotron with operating modes $TE_{28.7}$ and $TE_{31.8}$ for the international thermonuclear reactor ITER EC plasma heating complex have been investigated. The parameters of the gyrotron cavity have been optimized with the account of ohmic losses, electron beam potential depression and velocity spread. The effect of ion compensation on an electron beam space charge, the set up of oscillations at the starting schedule of the gyrotrons, competition of the operating and parasitic modes have been considered. An opportunity of achievement of the efficiency 32–36% has been shown at the cavity RF ohmic losses power less than 2.5 kW/cm^2 for the operating mode $TE_{28.7}$ and 2 kW/cm^2 for the mode $TE_{31.8}$.