# МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Иовестия высших учебных заведений

# РАДИОФИ́ЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

TOM ALII N	1	
------------	---	--

Нижний Новгород

1999

1

# Содержание

Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор)
Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Игнатьев Ю.А., Понятов А.А. Вер- тикальные движения в нижней ионосфере и спорадический слой Е
Нагорский П.М. Анализ отклика КВ-радиосигнала на возмущения ионосферной плазмы, вызванные ударно-акустическими волнами
Наумов А.П., Ошарина Н.Н., Троицкий А.В. Наземное термическое вондирование атмосферы в микроволновом диапавоне
Афраймович З. Л., Кобзарь В. А., Паламарчук К. С. Определение скорости перемещения интерференционной картины путём анализа трёх взаимноортого- нальных проекций вектора поля радиосигнала. П. Эксперимент в КВ диапазоне60
Маненков А. Б., Тигелис И.Г. Отражение поверхностной моды от обрыва плос- кого несимметричного волновода
Каримов М.Г., Аливердиев А.А. О моделировании двумерного оптоакустиче- ского исследования возбуждённых сред
Малахов А.Н. Новый механизм броуновского мотора
Мальцев А. А., Польдин О. В., Силаев А. М. Обнаружение и фильтрация потока различных импульсных сигналов, наблюдаемых на фоне шума

### УДК 551.511.3

# АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ (ОБЗОР)

## Г.И.Григорьев

Изложена современная теория акустико-гравитационных волн (АГВ) малой амплитуды в атмосфере Земли. Основное внимание уделено распространению и излучению АГВ различными источниками, рассмотрены также вопросы их диссипации, устойчивости и взаимодействия с ионосферной плазмой. Кратко обсуждаются основные методы регистрации волновых процессов в верхней атмосфере в диапазоне частот АГВ. Дано сопоставление экспериментальных данных об атмосферных неоднородностях и выводов теории.

#### введение

Данный обзор посвящён, в основном, вопросам теоретических исследований акустико—гравитационных волн (АГВ) в земной атмосфере. Первые публикации на тему о влиянии стратификации и поля тяжести на волновые движения в атмосфере и океане появились в конце прошлого века (см. книгу Ламба [1]). Но только со второй половины XX столетия интерес к указанной тематике исследований сильно возрос, а число соответствующих публикаций с тех пор лавинообразно нарастает. Мартин [2] и Хайнс [3] были первыми, кто указал на важную роль АГВ для многих физических процессов в атмосфере.

В настоящее время основные характеристики АГВ основательно изучены и подробно изложены в серии книг [4–9] и обзоров [10–24].

Однако до сих пор интерес к рассматриваемой проблеме не ослабел. Совершенствуются традиционные методы наблюдений за состоянием атмосферы, разрабатываются новые комплексы аппаратных средств и методик измерений, усложняются модели среды при теоретических расчётах её волновых характеристик, улучшаются алгоритмы и программы численных расчётов, рассматриваются не решённые ранее вопросы, ставятся новые задачи для учёта нелинейных эффектов при излучении и распространении АГВ.

В настоящее время надёжно установленным является факт существенного влияния АГВ на распространение в атмосфере электромагнитных волн в широком диапазоне частот — от КВ– УКВ до ОНЧ (вариации амплитуды и фазы полей, углов прихода сигнала, доплеровский сдвиг частоты и т. д.) [16, 25, 26]. Другой причиной важности исследований по указанной тематике, с точки зрения их практического использования, является то обстоятельство, что потоки энергии и импульса, переносимые АГВ из нижних областей атмосферы в верхние, сравнимы (а иногда, видимо, превосходят) с теми, которые поступают от солнечного излучения или других источников [13, 27–30]. В связи с этим необходимо учитывать АГВ как при расчётах общей циркуляции в атмосфере, так и при определении динамики локализованных областей (и в частности в метеопрогнозах).

Обзор содержит пять разделов. В первых трёх изложены основные результаты теоретических исследований АГВ в атмосфере. В двух других кратко обсуждаются методы их диагностики и сопоставляются характеристики АГВ, полученные из данных измерений, с рассчитанными.

Приходится с сожалением констатировать, что в представленном обзоре не все работы, относящиеся к его теме, нашли отражение. Этому две причины. Во-первых, материал очень обширен (см. библ. указатели [31, 32]. Во-вторых, часть работ, особенно опубликованных в последние годы, стала недоступной автору ввиду неполучения библиотеками НИРФИ и ИПФ РАН многих научных журналов и книг.

### 1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

При анализе условий распространения и механизмов генерации АГВ исходной является система уравнений гидродинамики с источниками массы Q, силы  $\vec{f}$  и энергии q' [24]:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} + \nabla p - \rho \vec{g} = \vec{f},\tag{1}$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = Q, \tag{2}$$

$$\frac{dp}{dt} - c^2 \frac{d\rho}{dt} = (\gamma - 1)q' = q,$$
(3)

в которой  $\rho$  — плотность, p — давление,  $\vec{u}$  — скорость,  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)$ ,  $c^2 = \gamma p/\rho$  — квадрат адиабатической скорости звука,  $\gamma$  — постоянная адиабаты,  $\vec{g}$  — ускорение свободного падения. Когда отклонение параметров среды от их равновесных значений мало ( $\rho = \rho_0 + \rho', p = p_0 + p', p' \ll p_0, \rho' \ll \rho_0$  и т. д.), а регулярный ветер  $\vec{u} = \vec{u}_0$  отсутствует, систему уравнений (1)—(3) можно линеаризовать и записать в виде

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla p' + \rho' \vec{g} = \vec{f}, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)\rho_0 + \rho_0 \text{div}\,\vec{u} = Q,\tag{5}$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)p_0 - c^2 \left[\frac{\partial \rho'}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)\rho_0\right] = q.$$
(6)

Закон сохранения энергии в линейных задачах гидродинамики на основе (4)–(6) можно представить в виде [33]

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V} \left[ \frac{\rho_0 u^2}{2} + \frac{p'^2}{2\rho_0 c^2} + \frac{(p' - c^2 \rho')^2}{2(\gamma - 1)\rho_0 c^2} \right] d^3 \vec{r} + \oint_{S} (p' \vec{u}) dS = \int_{V} \left[ (\vec{f} \vec{u}) + \frac{pQ}{\rho_0} + \frac{(\gamma p' - c^2 \rho')q}{\rho_0 c^2} \right] d^3 \vec{r}.$$
 (7)

Объём интегрирования V в (7) ограничен поверхностью S.

Равновесные давление  $p_0(z)$  и плотность  $\rho_0(z)$  определяются прежде всего распределением температуры  $T_0(z)$ , и в том случае, когда  $T_0(z) = \text{const}$ , имеют место простые формулы  $p_0(z), \rho_0(z) \sim \exp(-z/H)$ , где  $H = a T_0/mg$  — высота однородной атмосферы (a — постоянная Больцмана, m — масса частиц). Если же температура  $T_0$  меняется с высотой  $z, p_0(z)$  и  $\rho_0(z)$  даются следующими соотношениями:

$$p_0(z) = p_s \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H}\right),$$
$$\rho_0(z) = \frac{\rho_s T_s}{T_0(z)} \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H}\right),$$

где  $p_s$ ,  $\rho_s$  и  $T_s$  — соответственно давление, плотность и температура на уровне z = 0.

Для анализа систему уравнений (4)–(6) обычно преобразуют к одному для какой-либо из искомых величин. Например, для вертикальной компоненты скорости w в декартовой системе координат (x, y, z) при  $\vec{f} = 0$  имеем

$$\frac{\partial^4 w}{\partial t^4} + \gamma g \frac{\partial^3 w}{\partial t^2 dz} - c^2 \Delta \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} - c^2 \omega_g^2 \Delta_\perp w = \frac{1}{\rho_0} \left( gQ - \frac{\partial^3 F}{\partial t^2 \partial z} - g\Delta_\perp F \right),\tag{8}$$

где  $F = q + c^2 Q$ ,  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Delta_{\perp}$ ,  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $\omega_g = (\gamma - 1)^{1/2} g/c$  — частота Бранта—Вяисяля. Существенным является то обстоятельство, что левая часть уравнения (8) содержит член с первой производной по координате z. Следствием этого является экспоненциальная зависимость решений уравнения (8) от вертикальной координаты z:  $w \simeq \exp[z/(2H)]$ . Аналогичные уравнения для давления p и плотности  $\rho$  [24] включают  $\frac{\partial^3 p}{\partial t^2 \partial z}$  или  $\frac{\partial^3 \rho}{\partial t^2 \partial z}$  с другим знаком, поэтому p,  $\rho \sim \exp[-z/(2H)]$ . Если решение (8) получено, то другие физические характеристики полей можно получить с по-

Если решение (8) получено, то другие физические характеристики полей можно получить с помощью поляризационных соотношений, которые для  $w \sim \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$  записываются в виде [15, 34]

$$u = \frac{k_x (c^2 dw/dz - gw)}{i(\omega^2 - c^2 k^2)},$$

$$v = \frac{k_y (c^2 dw/dz - gw)}{i(\omega^2 - c^2 k^2)}, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2,$$

$$p = \frac{\omega \rho_0 (c^2 dw/dz - gw)}{i(\omega^2 - c^2 k^2)},$$

$$\rho = \frac{\omega \rho_0 dw/dz}{i(\omega^2 - c^2 k^2)} + \frac{w d\rho_0}{i\omega dz} - \frac{gk^2 \rho_0 w}{i\omega (\omega^2 - c^2 k^2)}.$$
(9)

Для анализа условий возбуждения и распространения АГВ при наличии ограничивающих поверхностей или границ раздела между различными средами исходную систему уравнений (4)–(6) необходимо дополнить граничными условиями<sup>\*</sup>. Динамические и кинематические условия на непроницаемых границах сводятся к непрерывности полного давления  $p - \rho_0 g\zeta$  и вертикального смещения  $\zeta$  [37]:

$$p_1 - \rho_{01}\zeta_1 = p_2 - \rho_{02}g\zeta_2, \quad \zeta_1 = \zeta_2, \tag{10}$$

а также равенству частот  $\omega_1 = \omega_2$  и горизонтальных составляющих волновых векторов  $k_{x1} = k_{x2}$ . Если какая-либо из границ фиксированная и жёсткая (например, поверхность Земли), то нормальные к ней смещение  $\zeta_n$  и скорость  $u_n$  должны равняться нулю.

*Дисперсионные соотношения* [3, 12]. Уравнение для потенциала  $\psi = p \exp[z/(2H)]$ , вытекающее из системы (1)–(3) в предположении  $T_0(z) = \text{const}$ , приведено в [24]:

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^4 \psi}{\partial t^4} - \left(\Delta - \frac{1}{4H^2}\right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \omega_g^2 \Delta_\perp \psi = F_1, \qquad (11)$$

$$F_1 = \exp\left(-\frac{z}{2H}\right) \left[ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2\right) \left(\frac{\partial Q}{\partial t} - \operatorname{div}\vec{f}\right) + \omega_g^2 \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{g}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) f_z + \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - g\frac{\partial}{\partial z}\right) \frac{\partial q}{\partial t} \right].$$

\* Граничное условие используют также при численном анализе распространения АГВ, когда реальную среду представляют совокупностью слоёв с постоянной или линейно изменяющейся температурой [35, 36].

В безграничной изотермической среде, используя Фурье-преобразование, из уравнения (11) получаем интегральное представление

$$\psi = \int \frac{F_1(\vec{k},\omega)}{D(\vec{k},\omega)} \exp(i\vec{k}\vec{R} - i\omega t) \, d\vec{k} \, d\omega,$$

$$F_1(\vec{k},\omega) = (2\pi)^{-4} \int F_1(\vec{R},t) \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{R}) \, dt \, d\vec{R}.$$
(12)

Как следует из формул (11), (12), источники массы, импульса и энергии дают аддитивный вклад в поля излучения. Поэтому, анализируя поля излучения, для простоты можно рассматривать какой-либо один из указанных источников.

Подынтегральное выражение в формуле (12) содержит дисперсионное уравнение для АГВ

$$D(\vec{k},\omega) = \frac{\omega^4}{c^2} - \omega^2 (k^2 + k_1^2) + \omega_g^2 (k_x^2 + k_y^2),$$
(13)

где  $k_1^2 = 1/(4H^2)$ . Уравнение (13), разрешённое относительно частоты  $\omega$ , даёт два значения  $\omega^2$ , одно из которых характеризует быстрые акустические волны при  $\omega \ge \omega_A = ck_1$ , другое описывает внутренние гравитационные волны при  $\omega \le \omega_g$ . При условии  $kH \gg 1$  корнями (13) являются

$$\omega_1^2 \simeq c^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 + k_1^2),$$

$$\omega_2^2 \simeq \omega_g^2 (k_x^2 + k_y^2) (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 + k_1^2)^{-1}.$$
(14)

Исчерпывающий анализ дисперсионных характеристик АГВ проведён в работах [3, 8, 10, 12, 38, 39].

На больших расстояниях от локализованных источников при  $k_s R \gg 1$  (определение  $k_s$  дано ниже, см. (17)) поля излучения во многом определяются дисперсионными свойствами среды, и некоторые их характеристики могут быть получены из анализа кинематических соотношений, базирующихся на формуле (13).

Пользуясь определением групповой скорости  $\vec{v}_{\rm rp} = d\omega/d\vec{k}$  и вводя углы  $\vartheta$  и  $\varphi$  с помощью соотношений

$$v_{\text{rp.}x} = v_{\text{rp}} \sin \vartheta \cos \varphi,$$
  

$$v_{\text{rp.}y} = v_{\text{rp}} \sin \vartheta \sin \varphi,$$
  

$$v_{\text{rp.}x} = v_{\text{rp}} \cos \vartheta.$$
  
(15)

из дисперсионного уравнения (13) находим

$$v_{\text{rp.}x} = 2c^2 k_x (\omega^2 - \omega_g^2) \left(\frac{\partial D}{\partial \omega}\right)^{-1},$$
  

$$v_{\text{rp.}y} = 2c^2 k_y (\omega - \omega_g^2) \left(\frac{\partial D}{\partial \omega}\right)^{-1},$$
  

$$v_{\text{rp.}z} = 2c^2 k_z \omega^2 \left(\frac{\partial D}{\partial \omega}\right)^{-1}.$$
(16)

Г.И.Григорьев

1999

6

Формулы (15)–(16) позволяют выразить компоненты волнового вектора  $\vec{k}$  через частоту  $\omega$  и углы  $\vartheta, \varphi$ :

$$ck_{sx} = \omega^{2} \left[ \frac{\omega^{2} - \omega_{A}^{2}}{(\omega^{2} - \omega_{g}^{2})(\omega^{2} - \omega_{c}^{2})} \right]^{1/2} \sin \vartheta \cos \varphi,$$

$$ck_{sy} = \omega^{2} \left[ \frac{\omega^{2} - \omega_{A}^{2}}{(\omega^{2} - \omega_{g}^{2})(\omega^{2} - \omega_{c}^{2})} \right]^{1/2} \sin \vartheta \sin \varphi,$$

$$ck_{sz} = \operatorname{sign}(\omega - \omega_{g}) \left[ \frac{(\omega^{2} - \omega_{A}^{2})(\omega^{2} - \omega_{g}^{2})}{\omega^{2} - \omega_{c}^{2}} \right]^{1/2} \cos \vartheta.$$
(17)

Длина волны  $\lambda = 2\pi/k$ , фазовая  $v_{\phi} = \omega/k$  и групповая скорости в соответствии с (14)–(15) даются выражениями

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{v_{\Phi}}{\omega} = c \left\{ \frac{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)}{(\omega^2 - \omega_A^2)[\omega^4 \sin^2 \vartheta + (\omega^2 - \omega_g^2)^2 \cos^2 \vartheta]} \right\}^{1/2},\tag{18}$$

$$v_{\rm rp} = \frac{c}{\omega} \frac{\left[(\omega^2 - \omega_{\rm A}^2)(\omega^2 - \omega_g^2)^3(\omega^2 - \omega_c^2)\right]^{1/2}}{(\omega^2 - \omega_g^2)^2 + \omega_g^2(\omega_{\rm A}^2 - \omega_g^2)\sin^2\vartheta},\tag{19}$$

где  $\omega_c = \omega_g \cos \vartheta$ ,  $\omega_A = ck_1 = c/(2H)$ ,  $\omega_g = (\gamma - 1)^{1/2}g/c$ . На рис. 1–4 даны частотные зависимости  $\lambda_z(\omega) = 2\pi/k_z$ ,  $\lambda_\perp = 2\pi/k_\perp = 2\pi(k_x^2 + k_y^2)^{-1/2}$ ,  $\lambda(\omega) = 2\pi/k$ ,  $v_{\rm rp}(\omega)$ ,  $v_{\rm p}(\omega)$  и показателя преломления  $n = ck/\omega$  для разных углов  $\vartheta$ . В качестве масштаба длины  $\lambda_0$  выбрано  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_g$ .

Анизотропный характер распространения АГВ сильнее проявляется на низких частотах. Если при  $\omega > \omega_{\rm A}$  распространение волн возможно во всех направлениях от ненаправленного излучателя, то при  $\omega < \omega_g$  излучение сосредоточено в секторе углов  $\vartheta_0 \le \vartheta \le \pi - \vartheta_0$ . Предельный угол  $\vartheta_0$  уменьшается с увеличением частоты. Этот вывод следует также из анализа поверхностей волновых нормалей, определяющихся зависимостью  $k_z = k_z(k_{\perp})$  при  $\omega = \text{const}$  из уравнения

$$\frac{k_z^2}{a^2} + \frac{k_\perp^2}{b^2} = 1,$$
(20)

где  $a^2 = \frac{\omega^2 - \omega_A^2}{c^2}, b^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega^2 - \omega_A^2}{\omega^2 - \omega_g^2}$ . Уравнение (20) определяет семейство эллипсоидов при  $\omega_g < \omega_A < \omega$  и гиперболоидов при  $\omega < \omega_g$ . Для больших  $k_z, k_\perp$  образующие гиперболоидов асимптотически приближаются к прямым  $k_z = k_\perp (\omega_g^2/\omega^2 - 1)^{1/2}$ .







Рис. 2.

Г. И. Григорьев





Частным случаем волновых движений, подчиняющихся дисперсионному уравнению (13), являются поверхностные волны Ламба [1, 3, 40]. Они распространяются в горизонтальном направлении со скоростью звука *c* без дисперсии:  $\omega = ck_{\perp} = c(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ .

Анализ дисперсионных свойств АГВ базировался на макроскопических уравнениях гидродинамики, которые могут стать непригодными на больших высотах в атмосфере Земли вследствие значительного увеличения длины свободного пробега частиц  $l_{cb.}$ . В работе [41] метод кинетического уравнения приспособлен для применения в неоднородной среде и применён для вывода дисперсионного уравнения АГВ и расчёта их затухания из-за вязкости и теплопроводности.

Возвращаясь к интегральному представлению (12), укажем, что на больших расстояниях от источников при  $k_s R \gg 1$  после свёртки (12) по  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$  находим спектральное распределение  $\psi(\omega)$ :

$$\psi = \frac{2\pi^2 F(\vec{k}_s \omega)}{R[(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega - \omega_c^2)]^{1/2}} \exp\left\{i\frac{R}{c}\operatorname{sign}\omega\left[\frac{(\omega_{\rm A} - \omega)^2(\omega^2 - \omega_c^2)}{\omega_g^2 - \omega^2}\right]^{1/2}\right\},\tag{21}$$

где волновой вектор  $\vec{k} = \vec{k}_s$ , определённый при интегрировании (12) по  $\vec{k}$  методом стационарной фазы, даётся соотношениями (17), полученными выше из кинематики. Конкретные примеры с расчётами полей излучения от заданных источников приведены ниже.

### 2. ВОПРОСЫ УСТОЙЧИВОСТИ И ДИССИПАЦИИ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Одним из важных аспектов распространения АГВ в земной атмосфере является их диссипация и устойчивость. Расчёты декрементов затухания АГВ из-за вязкости и теплопроводности выполнены Г. С. Голицыным [42] в предположении неизменности с высотой коэффициента кинематической вязкости  $\nu = \eta/\rho$  и в [43, 44] — при сохранении с высотой коэффициента динамической вязкости  $\eta = \nu \rho_0$ . Затухание АГВ из-за взаимодействия нейтральных частиц с плазмой в магнитном поле через соударения было рассмотрено в работах [45, 46]. Влияние плазменной компоненты при распространении АГВ в проводящей среде можно учесть, включив в уравнения движения среды (1) пондеромоторную силу  $\frac{1}{c}[\vec{j}\vec{H}_0]$ , где  $\vec{j}$  — плотность тока,  $\vec{H}_0$  — напряжённость магнитного поля Земли. Если  $\vec{j}$  — плотность

Г.И.Григорьев



тока, возникающего при распространении АГВ, то включение такого члена в уравнение (1) приводит к диссипации волн. Если же  $\vec{j}$  — ток, вызванный сторонними источниками, то сила  $\frac{1}{c}[\vec{j}_{cT}\vec{H}_0]^*$  служит источником АГВ. Если, кроме того, в среде имеется постоянный ток  $\vec{j}_0$ , то затухание АГВ, при выполнении некоторых условий, может смениться их нарастанием [47]. Энергетический коэффициент поглощения  $\bar{x}$  определяется из соотношения

$$\bar{\mathbf{x}} = \frac{Q_1}{|\vec{v}_{\rm rp.}|E},\tag{22}$$

где  $Q_1$  — величина энергии, диссипируемой в единицу времени в единице объёма, E — плотность энергии в волне [48]. Анализ показал, что магнитогидродинамическое поглощение АГВ имеет анизотропный характер.

В [45–49] показано, что на ионосферных высотах из-за наличия плазменной компоненты и геомагнитного поля  $\vec{H}_0$  имеет место заметное омическое поглощение АГВ. Этот вывод, однако, требует коррекции при наличии регулярных токов  $\vec{j}_0$  достаточно большой интенсивности. Заметим, что наиболее сильные токовые системы расположены на уровне *E*-области, причём максимальные значения силы тока достигаются в авроральных и экваториальных токовых струях.

При анализе омического затухания АГВ в качестве исходной используется система уравнений (1)–(3), дополненная столкновительными членами  $m_e \nu_e N_{e0}(\vec{u}_e - \vec{u})$  и  $M_i \nu_i N_{i0}(\vec{u}_i - \vec{u})$  и уравнениями для электронов (j = e) и ионов (j = i):

$$\frac{\partial \vec{u}_j}{\partial t} + (\vec{u}_{j0}\nabla)\vec{u}_j = -\frac{\nabla p_j}{m_j N_{j0}} + \frac{e_j \vec{E}}{m_j} - \nu_j(\vec{u}_j - \vec{u}) + \omega_{Hj}[\vec{u}_j \vec{\tau}],$$
(23)

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} + (\vec{u}_{j0}\nabla)N_j + N_{j0}\operatorname{div}\vec{u}_j = 0,$$
(24)

Г.И.Григорьев

<sup>\*</sup>См. ниже эффект Гетманцева Г. Г.

где  $\vec{E}$  — напряжённость внутреннего электрического поля,  $\omega_{Hj}$  — гирочастоты для электронов и ионов,  $\vec{\tau}$  — единичный вектор в направлении геомагнитного поля  $\vec{H}_0$ ,  $N_j$  — концентрация частиц,  $m_j$  — их масса. Считая влияние плазменной компоненты слабым (из-за малой степени ионизации плазмы в ионосфере), методом возмущений можно получить поправки к частоте AГB  $\omega = \omega_1 + i\Gamma$ , связанные с соударениями и регулярным движением заряженных частиц. Выражение для декремента затухания  $\Gamma$  и детальный его анализ в различных предельных случаях приведён в работе [47]. Там же показано, что при наличии тока  $\vec{j}_0$  в среде и выполнении некоторых условий диссипация волн сменяется их нарастанием (токовая неустойчивость AГB).

Близкой по характеру к только что рассмотренной является пучковая или потоковая неустойчивость АГВ, когда движущаяся компонента газа взаимодействует с основной средой через соударения частиц. Для описания такой системы на примере звуковых волн[50] было выбрано пятимоментное приближение, используемое при решении кинетического уравнения без учёта вязкости и теплопроводности. Неустойчивость волн, распространяющихся в среде с пучком, может возникать по двум причинам: за счёт движения частиц пучка и за счёт его высокой температуры.

Неустойчивость тангенциального разрыва в изотермической атмосфере исследована в работе [37]. В качестве исходного здесь выбрано уравнение для давления в двух горизонтально движущихся средах (с индексами 1, 2), имеющее вид

$$\frac{1}{c_i^2}\frac{d^4p_i}{dt^4} - \frac{d^2}{dt^2}\Delta p_i - \frac{1}{H_i}\frac{d^2}{dt^2}\frac{\partial p_i}{\partial z} - \omega_{g_i}^2\Delta_\perp p_i = 0.$$
(25)

Вертикальная компонента смещения  $\zeta_i$  связана с  $p_i$  соотношением

$$\rho_{0_i} \left( \frac{d^2}{dt^2} + \omega_{g_i}^2 \right) \zeta_i = -\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{g}{c_i^2} \right) p_i \,. \tag{26}$$

На границе разрыва в плоскости (x, y) (при z = 0) выполняются граничные условия (10). Полагая зависимость всех возмущений от времени и горизонтальных координат в виде плоской волны  $\exp(i\omega t - ik_x x - ik_y y)$ , получаем дисперсионное уравнение, корнями которого в случае  $H_1 = H_2$ ,  $c_1 = c_2 = c$ ,  $\rho_{0_1} = \rho_{0_2}$ ,  $v_0 = 0$  являются

$$\frac{\omega_{1-4}}{kc} = \frac{1}{2}M\cos\vartheta \pm \left[1 + \frac{1}{4}M^2\cos^2\vartheta + i\alpha k_1 \pm \left(1 + M^2\cos^2\vartheta - \frac{k_1^2}{k^2} + 2i\alpha k_1\right)^{1/2}\right]^{1/2},$$
(27)
$$\frac{\omega_{5-8}}{kc} = \frac{1}{2}M\cos\vartheta \pm \left[1 + \frac{1}{4}M^2\cos^2\vartheta - i\alpha k_1 \pm \left(1 + M^2\cos^2\vartheta - \frac{k_1^2}{k^2} - 2i\alpha k_1\right)^{1/2}\right]^{1/2},$$

где  $M = v_0/c$  — число Маха,  $\alpha^2 = 1 - \omega_g^2/\omega_A^2$ ,  $\vartheta$  — угол между векторами  $\vec{k}$  и  $\vec{v}_0$ . При  $kH \to \infty$  ( $\omega_g^2 \to 0, g \to 0$ ) получаются выражения, полученные ранее С. И. Сыроватским для тангенциального разрыва в сжимаемой среде без учёта силы тяжести [51]. Предельный переход  $c \to \infty$  (несжимаемая среда) в коротковолновом приближении  $kH \gg 1$  даёт

$$2\omega = kv_0 \cos\vartheta \pm (2\omega_q^2 - k^2 v_0^2 \cos^2\vartheta)^{1/2}.$$
 (28)

Из (28) следует вывод, что тангенциальный разрыв устойчив в диапазоне длин волн  $1 \ll kH < (\sqrt{2gH}/v_0)$  со Без учёта стратификации ( $\omega_q^2 \to 0$ ) область устойчивости исчезает и  $2\omega = kv_0(1 \pm i)\cos\vartheta$ .

Измеренные с помощью ракет профили ветра в земной атмосфере обнаруживают иногда смену направлений с восточно—западного на противоположное в интервале высот порядка нескольких километров [52]. Следовательно, для атмосферных волн с вертикальными масштабами больше десяти километров границы течений можно считать тангенциальными разрывами. Возникающие из-за неустойчивости границ возмущения уходят из области генерации в виде АГВ. Линейная теория не позволяет оценить амплитуды этих волн и мощность излучения. Однако использованное приближение определяет условия возбуждения волн и характерные времена развития неустойчивости.

В работах [53, 54] рассматривалось взаимодействие АГВ с тангенциальным разрывом. Найдены коэффициенты отражения R и прохождения T волн через тангенциальный разрыв. Показана возможность сверхотражения ( $R \to \infty$ ) от тангенциального разрыва.

### 3. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

В результате теоретических и экспериментальных исследований установлено, что источниками АГВ в атмосфере являются землетрясения и извержения вулканов, ураганы, грозы и солнечные затмения, терминатор, струйные течения, полярная и экваториальная токовые системы, метеоры, сильные взрывы, мощные стартующие ракеты [8, 55–61]. Эффективность различных механизмов генерации АГВ оценивается из решения соответствующих уравнений газодинамики с включёнными в них источниками массы Q, энергии q и импульса  $\vec{f}$  (см. (1)–(3)). Роль источников могут выполнять также заданные движения границы раздела при анализе возмущений в атмосфере, порождаемых поверхностными волнами Релея или волнением поверхности океана при землетрясениях и подземных взрывах [62–66]. В атмосфере АГВ могут возбуждаться также при обтекании воздушными потоками неровностей земной поверхности [67].

Как правило, задача о возбуждении АГВ тем или иным источником сводится к анализу интегральных представлений типа (12). Так, для монохроматического элементарного источника массы в безграничной среде

$$Q_1(\vec{r},t) = Q_0 \exp(-i\omega_0 t)\delta(z)\delta(r)/2\pi r$$
(29)

имеем [68]

$$p = \frac{\omega_0 Q_0}{8\pi} \exp\left(-i\omega_0 t - \frac{z}{2H}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega z) H_0^{(1)} \left\{ r \left[\frac{\omega_0^2}{\omega_g^2 - \omega_0^2} \left(\omega^2 + \frac{\omega_A^2 - \omega_0^2}{c^2}\right)\right]^{1/2} \right\} d\omega.$$
(30)

При интегрировании по радиальным волновым числам k использовано условие излучения для выбора знака в аргументе функции Ханкеля  $H_0^{(1)}$ . Из (30) следует, что возмущения носят волновой характер в том случае, если аргумент функции Ханкеля  $H_0^{(1)}$  — действительная величина, т. е. при  $\omega_0 < \omega_g$  и  $\omega_0 > \omega_A$ . После интегрирования (30) по  $\alpha$  имеем

$$p = \frac{\omega_0 Q_0}{4\pi} \left( \frac{\omega_0^2 r^2}{\omega_g^2 - \omega_0^2} - z^2 \right)^{-1} \exp\left\{ -\frac{z}{2H} - i\omega_0 t + \frac{i}{c} \left[ (\omega_A^2 - \omega_0^2) \left( \frac{\omega_0^2 r^2}{\omega_g^2 - \omega_0^2} - z^2 \right) \right]^{1/2} \right\}.$$
 (31)

Как видно из соотношения (31), поверхности равных фаз не совпадают с поверхностями одинаковых амплитуд. Для быстрых волн ( $\omega > \omega_A$ ) поверхности равных фаз являются эллипсоидами, для медленных ( $\omega < \omega_g$ ) — гиперболоидами вращения. Интенсивность излучения *I* определяется потоком энергии через боковую поверхность цилиндра радиуса *r* с осью вдоль *z*:

$$I = 2\pi r \cdot \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} (pu_r^* + p^* u_r) \, dz,$$
(32)

Г.И.Григорьев

12

где  $u_r = \frac{1}{i\omega_0\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}$ , знак "\*"означает комплексную сопряжённость. Вычисления *I* приводят к следующему результату:

$$I = \begin{cases} \frac{\omega_0 Q_0^2}{8\pi\rho_{0_0}} \int\limits_0^\infty d\mathfrak{x}, & \omega_0 < \omega_g, \\ \frac{\omega_0 Q_0^2}{8\pi\rho_{0_0}c} \left(1 - \frac{\omega_A^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2}, & \omega_0 > \omega_A. \end{cases}$$
(33)

Интенсивность излучения I элементарного источника на частотах  $\omega_0 < \omega_g$  для внутренних гравитационных волн расходится при больших  $\omega$ , что соответствует малым длинам волн. Эта расходимость устраняется при учёте конечных размеров излучателя, диссипации (например, из-за вязкости и теплопроводности). Нетрудно заметить, что на низких частотах  $\omega_0 < \omega_g$  амплитуда возмущений резонансным образом растёт вдоль направлений  $z = r\omega_0(\omega_g^2 - \omega_0^2)^{-1/2}$ . Влияние конечных размеров излучателей на характер генерируемых ими возмущений оценивалось в работах [68–70].

При анализе генерации АГВ переменными токами полярных широт в качестве источника была принята радиальная сила\* [71]

$$f_{\rm ct.} = B \frac{\delta(z)\delta(r-r_0)}{2\pi\tilde{c}r} \exp(-i\omega_0 t), \tag{34}$$

где  $\delta(z)$  — функция Дирака. Для давления p в этом случае было получено выражение

$$p = \frac{\alpha^2 \beta J_1 [\alpha^2 \beta r_0 (\alpha^2 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta)^{1/2}]}{4\pi \tilde{c} R(\alpha^2 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta) \sin \vartheta} \exp\left(-\frac{R}{2H} \cos \vartheta\right) \exp\left\{i\beta R(\alpha^2 \sin^2 \vartheta - \cos^2 \vartheta)^{1/2} - i\omega_0 t - \frac{i\pi}{2}\right\},\tag{35}$$

в котором  $\alpha^2 = \omega_0^2 (\omega_g^2 - \omega_0^2)^{-1}$ ,  $\beta^2 = k_1^2 - \omega_0^2/c^2$ ,  $\tilde{c}$  — скорость света,  $J_1$  — функция Бесселя,  $B = I_0(\omega_0)H_0$ ,  $I_0/(2\pi r_0)$  — ток, протекающий через сечение кольца,  $H_0$  — напряжённость магнитного поля.

Возмущения от импульсного источника массы вида

$$Q = Q_0 \,\delta(t) \,\delta(z) \,\delta(r)/(2\pi r) \tag{36}$$

можно получить из решения задачи о возбуждении АГВ соответствующим монохроматическим источником свёрткой по частоте полученных там представлений. В результате для давления *p* в низкочастотном пределе ( $\omega \ll \omega_q$ ) для несжимаемой среды получено [75]

$$p = -\frac{\omega_g Q_0 \omega_c t \exp[-z/(2H)]}{4\pi R (t^2 - t_0^2)^{1/2}} J_1(\omega_c \sqrt{t^2 - t_0^2}) h(t - t_0),$$
(37)

где  $\omega_c = \omega_g z/R = \omega_g \cos \vartheta$ ,  $R^2 = z^2 + r^2$ ,  $t_0 = R/(2\sqrt{gH})$ ,  $h(t-t_0)$  — единичная функция, равная 1 при  $t > t_0$  и 0 — при  $t \le t_0$ . Как следует из приведённого решения, после прохождения фронта импульса в точке наблюдения устанавливаются колебания p с характерной частотой  $\omega = \omega_c$  и убывающей во времени амплитудой.

В работах [70, 76] проведён анализ возмущений в атмосфере Земли, генерируемых вспышками молний и сгорающими метеорами. В силу малой временной длительности (по сравнению с периодами АГВ) указанные источники волн имеют импульсный характер. Метеоры с большими начальными массами и скоростями эффективно возбуждают АГВ вследствие большого выделения энергии *E*<sub>0</sub> при сгорании.

<sup>\*</sup>Альтернативой здесь является задание источника энергии [72-74]

Горящий метеор практически мгновенно образует след протяжённостью L и радиусом a. Область этого следа является источником энергии с плотностью энерговыделения  $q = E_0 D(t, r, z)$ ,

$$D(t,r,z) = \frac{\delta(t)}{\pi^{3/2}a^2L} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2} - \frac{z^2}{L^2}\right).$$
(38)

Точка r=0, z=0 в (38) совмещена с точкой максимального испарения метеора. В расчётах возмущений от грозовых очагов импульсный источник энергии задавался в виде [70]

$$q = \frac{W_0}{\pi a^2 L} f(t) h(z, L) \exp(-r^2/a^2).$$
(39)

Функция малой длительности f(t) описывает изменение энерговыделения во времени,  $W_0 = = E_0/\tau$  мощность, h(z, L) = 1 при  $z \le L$ , h = 0 при z > L. Для обоих источников (38), (39) найдены асимптотические представления полей возмущений на больших расстояниях, даны численные оценки амплитуд возмущений, найдено распределение энергии излучения по спектру частот.

Черенковский механизм генерации АГВ рассматривался многими авторами (см., например, [33, 68, 77-80] и цитированную там литературу). В работе [81] получено спектральное представление для полей излучения, создаваемых источником массы, движущимся равномерно под углом  $\alpha$  к вертикали, а также выражение для частотного спектра мощности АГВ, излучаемых таким источником. В задачах об излучении волн движущимися источниками в безграничной среде условие черенковского синхронизма можно записать в виде

$$\cos\vartheta_0 = v_{\phi}/v_0\,,\tag{40}$$

где  $\vartheta_0$  — угол между волновым вектором  $\vec{k}$  и скоростью источника  $\vec{v}_0$ . Для источника, движущегося под углом  $\alpha$  к вертикали,  $\cos \vartheta_0 = \cos \vartheta_k \cos \alpha + \sin \vartheta_k \sin \varphi_k \sin \alpha$  (углы  $\vartheta_k$  и  $\varphi_k$  определяют проекции вектора  $\vec{k}$  на оси декартовой системы координат  $k_z = k \cos \vartheta_k, k_x = k \sin \vartheta_k \cos \varphi_k, k_y = k \sin \vartheta_k \sin \varphi_k$ ) и условие (40) принимает вид

$$M = \frac{v_0}{c} = \left(\frac{\omega^2 - \omega_g^2 \sin^2 \vartheta_k}{\omega^2 - \omega_A^2}\right)^{1/2} (\cos \vartheta_k \cos \alpha + \sin \vartheta_k \cos \varphi_k \sin \alpha).$$
(41)

Отсюда следует, что в заданном направлении при фиксированной скорости движения излучается волна определённой частоты. Так, для случая, когда все величины зависят только от x и z ( $\varphi_k = 0$ ), при  $v_0 > 0$  $c\omega_a/\omega_A$  внутренние волны не излучаются. Поверхности постоянной фазы  $\phi_1 = \vec{k}\vec{R}_1 = {\rm const}$  для волн, генерируемых движущимся с постоянной скоростью  $\vec{v}_0(v_{0x}, 0, v_{0z})$  источником в системе координат, связанной с ним ( $x_1 = x - v_{0_x}t$ ,  $y_1 = y$ ,  $z_1 = z - v_{0_z}t$ ), определяются параметрически (через параметр  $\zeta$ ):

$$\begin{aligned} x_1 &= 2Ha_1^2 \phi_1 \frac{-\xi \zeta^2 + [\xi \cos \alpha + \zeta \sin \alpha / (a_1 M)] \cos \alpha}{\zeta^2 (b_1 \zeta^2 - \eta^2 - a_1^2 \xi^2)} ,\\ y_1 &= 2Ha_1^2 \phi_1 \frac{\eta (1 - \zeta^2)}{\zeta^2 (b_1 \zeta^2 - \eta^2 - a_1^2 \xi^2)} ,\\ z_1 &= 2Ha_1^2 M \phi_1 \frac{2b_1 \zeta^3 - \zeta [\eta^2 + a_1^2 (\xi^2 + 1)]}{\zeta^2 (b_1 \zeta^2 - \eta^2 - a_1^2 \xi^2)} + \frac{a_1 \xi \cos \alpha + \zeta \sin \alpha / M) \sin \alpha / M}{\zeta^2 (b_1 \zeta^2 - \eta^2 - a_1^2 \xi^2)} ,\\ \eta^2 &= (\zeta^2 - 1)^{-1} [b_1 \zeta^4 - a_1^2 \zeta^2 (\xi^2 + 1) + (a_1 \xi \cos \alpha + \zeta \sin \alpha / M)],\\ \omega_g, b_1 &= 1 - M^{-2}. \end{aligned}$$
(42)

где  $a_1 = \omega_A / \omega$ 

14

Г.И.Григорьев

Если источник движется в горизонтальной плоскости ( $\alpha = \pi/2$ )[79, 80], из соотношений (42) легко получить линии равной фазы в сечениях x = 0, y = 0:

$$z_{1}^{2} = (M^{2} - 1) \left( x_{1}^{2} + \frac{a_{1}^{2}M^{2}\phi_{1}^{2}}{a_{1}^{2}M^{2} - 1} \right), \qquad y = 0,$$

$$y_{1} = -a_{1}\phi_{1} \frac{(\zeta^{2} - 1)^{3/2}(b_{1}\zeta^{2} - a_{1}^{2} + M^{-2})^{1/2}}{(a_{1}^{2} - 1)\zeta^{3}}$$

$$z_{1} = a_{1}M\phi_{1} \frac{a_{1}^{2} + b_{1}\zeta^{4} - 2b_{1}\zeta^{2} - M^{-2}}{(a_{1}^{2} - 1)\zeta^{3}}, \qquad \} \qquad x = 0.$$
(43)

Приближённые выражения для поля давления *p*<sub>A</sub> быстрых (звуковых) и медленных (внутренних) волн в этом случае даны в [80]:

$$p_{\rm A} = \begin{cases} -\frac{v_0 Q}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\cos[k_{\rm A}^* ((x - v_0 t)^2 - (M^2 - 1)r^2)^{1/2}]}{[(x - v_0 t)^2 - (M^2 - 1)r^2]^{1/2}}, & v_0 t - x > r\sqrt{M^2 - 1}, \\ 0, & v_0 t - x < r\sqrt{M^2 - 1}, \end{cases}$$
(44)

где  $r = (x^2 + z^2)^{1/2}$ ,  $k_A^* = k_1(M^2 - 1)^{-1/2}$ ,  $k_1 = 1/(2H)$ . Укажем, что в работах [40, 55, 68, 82, 83] рассмотрен случай вертикально движущегося источника, а в [77, 84, 85] анализируется горизонтальное движение.

В отчётах [86] содержится обзор теоретических работ и данных наблюдений, посвящённых анализу механизмов возбуждения и распространения АГВ в атмосфере и ионосфере, инициируемых землетрясениями и извержениями вулканов. При достаточно сильных землетрясениях (с магнитудой больше 5) возникают длиннопериодные поверхностные волны. Смещения поверхности приводят к возбуждению АГВ, спектр которых определяется частотным спектром поверхности Земли при землетрясении, а также пространственным масштабом распространяющихся сейсмических волн.

В работах [40, 87] исследовано переходное излучение АГВ и возбуждение волны Ламба над жёсткой поверхностью Земли движущимися и неподвижными источниками. Так, для источника массы

$$Q = Q_0 \exp[-z/(2H)] \,\delta(x) \,\delta(z - vt) \,h(t), \tag{45}$$

где h(t) — единичная функция Хевисайда, объёмное возмущение далеко за фронтом сигнала  $(d = \omega_A \sqrt{t^2 - R^2/c^2} \gg 1)$  представляется в виде суммы  $\psi = \psi_1 + \psi_2$  стационарного поля движущегося источника  $\psi_1$  и поля переходного излучения  $\psi_2$ :

$$\psi_1 = \frac{Q_0}{2\pi\sqrt{1-M^2}} \frac{\partial}{\partial t} K_0(\omega_{\rm A}\beta\sqrt{1-M^2}),\tag{46}$$

$$\psi_2 = \frac{Q_0}{\pi\sqrt{1-M^2}} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\sin d}{[d^2 + \omega_A^2 \beta^2 (1-M^2)]^{1/2}},$$
(47)

где  $\beta = \frac{1}{c(1-M^2)}[(z-vt)^2 + x^2(1-M^2)]^{1/2}, M = v/c, K_0$  — функция Макдональда. Вблизи фронта сигнала ( $d \ll 1$ ) структура волны Ламба описывается выражением

$$\psi_{\Lambda} = \frac{\omega_{A}Q_{0}t\sqrt{t^{2} - R^{2}/c^{2}}}{\pi(t^{2} - x^{2}/c^{2})(R + Mz)} \left[ z + \frac{1}{3}\omega_{A}c\left(1 + \frac{z}{4H}\right)\left(t^{2} - \frac{R^{2}}{c^{2}}\right) \right].$$
(48)

Энергия, излучаемая источником (45) в поверхностные волны, равна  $E = Q_0^2/2M\rho_s$ , где  $\rho_s$  — плотность на уровне z = 0.

## 4. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

При распространении АГВ в земной атмосфере меняются её параметры: плотность, давление, скорость движения газа, температура, скорость звука и др. Методы регистрации АГВ условно можно разделить на две части. Одна из них основана на прямых измерениях (in situ) каких-либо из перечисленных характеристик среды (или их совокупности) и подробно изложена в обзоре [23]. В другой регистрируют физические процессы или параметры, зависящие от свойств среды, меняющихся при распространении в ней АГВ. На этой части методов остановимся несколько подробнее.

Степень ионизации в земной атмосфере невелика вплоть до высот  $z \simeq 500$  км. Поэтому заряженную компоненту (электроны и ионы разных сортов) можно рассматривать как пассивную примесь. Таким образом, наблюдая за ионизированной компонентой, можно делать определённые выводы об основной среде. На низких высотах, где магнитное поле оказывает слабое влияние на движение плазмы (от поверхности Земли до D и E областей ионосферы) можно считать, что заряженная компонента движется так же, как и нейтральная,  $\vec{u}_p \simeq \vec{u}_n$  [6]. В F области и выше влиянием магнитного поля пренебречь нельзя, но зная и учитывая это влияние, по параметрам плазменных возмущений можно делать определённые выводы о характеристиках нейтральной компоненты и в этом интервале высот [8, 10, 48, 88]. Это обстоятельство делает возможным применение различных радиометодов для диагностики состояния атмосферы и распространяющихся в ней АГВ.

Диапазон электромагнитных волн, используемых в настоящее время для указанных целей, очень широк — от оптического до ОНЧ.

Широкое практическое применение получили ионозонды (с рабочими частотами от единиц Гц до  $10\div15~M$ Гц и мощностью W в десятки Вт) для снятия высотно—частотных характеристик и профилей электронной концентрации N(h), измерения максимальных значений  $N_{\rm max}$  в различных областях ионосферы, определения их высот  $h_{\rm max}$  над поверхностью Земли, а также для наблюдений за неоднородностями электронной концентрации (спорадическими слоями, перемещающимися ионосферными возмущениями, дрейфовыми и волнообразными движениями плазмы и др.) Установленные на борту искусственных спутников Земли (ИСЗ) ионозонды [89] дают сведения о распределении электронной концентрации F слоя до места нахождения спутника.

Значительное увеличение мощности высокочастотных передатчиков позволило существенно расширить рамки их применения. В настоящее время мощные радиопередатчики используются в диагностических целях для радиолокации неоднородностей в различных областях ионосферы: мезосфере, стратосфере, термосфере (MST-радары и ST-радары) [90]. Так, в сборнике [91] приведены методика измерений и результаты измерений ветра и скорости АГВ в интервале высот от 80 до 105 км по радиолокации метеоров станцией непрерывного излучения с частотой f = 29,8 МГц и мощностью передатчика W = 4 кВт. Радары ясного неба основаны на рассеянии радиоволн неоднородностями показателя преломления n, вызванными волновыми и турбулентными флуктуациями температуры и влажности воздуха. Для высокочастотного диапазона, в соответствии с эмпирической формулой Дебая, имеем [92]

$$n = 1 + 10^{-6} \frac{79}{T} \left( p + 4800 \frac{e}{T} \right), \tag{49}$$

где *T* — температура в градусах Кельвина, *p* — давление в миллибарах, *e* — упругость водяных паров в миллибарах. Рассеиваясь на неоднородностях показателя преломления, радиоволны дают информацию о тех процессах, которые приводят к изменению температуры, давления и влажности. Обзор [93]

по радиолокационному дистанционному зондированию ясного неба включает историческую справку, технические данные различных установок, анализ возможностей мониторинга атмосферы и достигнутых результатов.

Этот же эффект используется в методе радиоакустического зондирования (PA3) атмосферы, когда частичное отражение радиоволн происходит от периодической структуры показателя преломления *n*, образованной распространяющимися звуковыми волнами [94]. Методика PA3 разрабатывается и совершенствуется уже более 30 лет, возможности и недостатки этого метода детально обсуждаются в монографии [94].

Периодическую структуру искусственных неоднородностей можно создать не только инфразвуком, но и мощными пучками радиоволн. Для этих целей были созданы специальные установки (стенды) для нагрева ионосферы вертикальными пучками коротковолнового (КВ) излучения [95]. Мощность КВ передатчиков составляет  $W \simeq 100 \div 1000$  кВт, а эквивалентная мощность  $W_3$ , с учётом направленных свойств антенн, достигает 300 МВт.

Теория распространения радиоволн в ионосфере, с учётом нелинейных эффектов, в настоящее время хорошо разработана и изложена в [96].

С помощью нагревных стендов были исследованы различные типы неустойчивости в плазме, искусственное низкочастотное радиоизлучение ионосферы (эффект Гетманцева), квазипериодические ионосферные решётки и др. Для диагностики эффектов, возникающих при воздействии на ионосферу мощными радиоволнами, используется весь арсенал современных радиофизических методов: импульсные ионозонды; ионозонд с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ—зондирование); метод пробных волн для измерения амплитудных, фазовых и спектральных характеристик отражённых сигналов; метод радиомерцаний сигналов ИСЗ и дискретных радиоисточников в диапазоне 100÷300 МГц, проходящих через возмущённую область ионосферы.

В работах [97—99] подробно изложена методика измерений и приводятся некоторые параметры внутренних гравитационных волн на высотах нижней ионосферы в цикле наблюдений за 1990—1991 г., проведённых вблизи Нижнего Новгорода.

На эффекте Гетманцева основан новый метод диагностики атмосферных гравитационных волн на высотах 70÷90 км. В нём используется генерация низкочастотного излучения ионосферными токовыми системами при воздействии на них мощным модулированным КВ радиоизлучением. Физические основы этого метода измерений и полученные на его основе результаты изложены в работах [100–103].

Широким фронтом ведутся комплексные исследования верхней атмосферы на высотах 80÷110 км с использованием оптических приборов (интерферометры, лидары, спектрометры, фотометры, камеры кругового обзора), установленных на поверхности Земли, самолётах и ИСЗ [104–109]. Чаще всего наблюдения связаны с ночным и сумеречным свечением атмосферы в диапазоне длин волн, соответствующем излучению гидроксила OH, а также кислорода и натрия [110–112].

### 5. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЁТОВ

Стратификация атмосферы и влияние поля тяжести наиболее значительно проявляются на низких частотах  $\omega < \omega_g$ . В изотермической атмосфере характерная частота Бранта—Вяисяля  $\omega_g$  определяется формулой  $\omega_g = \sqrt{\gamma - 1} g/c$ . Заметим, что с такой частотой колеблется элементарный объём воздуха, выведенный из положения равновесия и предоставленный самому себе. При значениях параметров, определяющих частоту  $\omega_g$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $g = 10^3 \text{ см} \cdot \text{c}^{-2}$ ,  $c = 3 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{c}^{-1}$  имеем  $\omega_g \simeq 2 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$ , а соответствующий ей период  $T_g = 2\pi/\omega_g \simeq 5$  мин. Вследствие неизотермичности земной атмосферы частота  $\omega_g$  меняется с высотой. Вертикальное распределение  $\omega_g(z)$  в диапазоне высот от поверхности Земли до z = 130 км приведено в монографии [8].

Некоторые особенности волновых движений в атмосфере с периодами от нескольких минут до нескольких часов при грубом сопоставлении объясняются свойствами внутренних гравитационных волн (ВГВ), полученными для простейших моделей атмосферы: временные и пространственные масштабы, изменение амплитуды с высотой, скорость перемещения и др. Впервые, по-видимому, такое сопоставление проводилось после обнаружения с помощью ионозондов вертикального зондирования перемещающихся ионосферных возмущений [3, 113].

Для более тщательной проверки выводов теории необходимо было использовать более реалистические модели среды распространения, в которых учитывались изменения температуры  $T_0(z)$  и скорости ветра  $u_0(z)$  с высотой, а также различные диссипативные процессы. Многочисленные расчёты волновых характеристик в таких условиях были выполнены как аналитически, с использованием ВКБ-приближения [114], так и численно на ЭВМ [115–122]. По данным [123] разработана программа расчёта отклика атмосферы при наличии в ней заданных источников ВГВ.

Наиболее полный набор данных был получен для перемещающихся ионосферных возмущений (ПВ), которые имеют волнообразный характер и способны распространяться на большие (по сравнению с длиной волны  $\lambda$ ) расстояния (см. обзоры [13, 24]). Среди них выделяют крупномасштабные ( $\lambda \simeq 10^3$  км) и среднемасштабные, с длинами волн от десятков до сотен километров. Первые являются длиннопериодными ( $\tau \gtrsim 1$  час) и характеризуются скоростями распространения в горизонтальном направлении от 300 м/с до 1000 м/с, они почти всегда возникают после сильных магнитных бурь и перемещаются широким фронтом к экваториальным широтам без существенных изменений амплитуды и формы.

Неоднородности второго типа с периодами  $\tau \simeq 10 \div 30$  мин имеют меньшие скорости  $v \simeq 100 \div 250$  м/с. Преимущественным направлением их перемещения также является меридиональное, но часто регистрируются и восточно—западные компоненты скорости. Величина отклонений концентрации электронов N от равновесной  $N_0$  в ПВ колеблется в широких пределах ( $N/N_0 \simeq 10^{-3} \div 10^{-1}$ ).

Общепринятой является точка зрения, согласно которой ПВ связаны с прохождением в ионосфере ВГВ. В низкочастотном пределе  $\omega \ll \omega_g$  и при  $4k^2H^2 \gg 1$  из дисперсионного уравнения АГВ (13) получаем

$$\omega^2 = \omega_g^2 k_\perp^2 (k_\perp^2 + k_z^2)^{-1}.$$
 (50)

Если ещё учесть, что горизонтальные масштабы ПВ, как правило, велики по сравнению с вертикальными, то (50) упрощается:

$$\omega = \omega_g k_\perp / k_z. \tag{51}$$

В этих условиях период волны  $\tau = T_g \lambda h / \lambda_z \ll T_g$ , поляризация вырождается в линейную  $u_x/u_z \simeq -\lambda_x/\lambda_z$ , а скорости распространения даются соотношениями [10]

$$v_{\text{rp.}x} = \omega_g / k_z , \quad v_{\text{rp.}z} = -\omega_g k_x / k_z^2 ,$$

$$v_{\phi.x} = \omega_g k_x^2 / k_z^3 , \quad v_{\phi.z} = \omega_g k_x / k_z^2 .$$
(52)

Эти выражения указывают на сильную пространственную дисперсию: направление фазовой скорости близко к вертикальному, а групповая почти горизонтальна. При сопоставлении экспериментальных данных, касающихся ПВ, и тех или иных модельных расчётов следует иметь в виду, что волновые характеристики зависят не только от дисперсионных свойств среды, но и от природы действующих источников. Приведённые выше формулы (50)–(52) пригодны для квазимонохроматических сигналов, а ситуация применительно к импульсным источникам детально обсуждалась в ряде работ (см., например, [39, 75, 125].

Измерения плотности атмосферы с помощью ИСЗ показали, что в 10% пролётов ИСЗ регистрировались волновые возмущения плотности  $\rho$  с наиболее вероятной амплитудой  $\Delta \rho \simeq 0.1 \div 0.2$  от невозмущённого значения  $\rho_0$ . Такие возмущения преобладали на высоких широтах и чаще всего наблюдались рано утром и поздно вечером.

Спектральный анализ ВГВ даёт степенной закон спадания их интенсивности при увеличении частоты с показателем p = 2 [8, 97, 98].

Для более полного исследования АГВ в атмосфере было проведено несколько научных кампаний, например: WAGS-85 [126–128], AIDA-89 [129], MACCA [130]. Много данных об АГВ также получено в широкомасштабных комплексных экспериментах по серебристым облакам ANLC-93 и свечению различных атмосферных слоёв ALOHA-93, когда кроме наземной одновременно использовалась аппаратура на ИСЗ и самолёте [107–109].

Накопленный обширный экспериментальный материал бесспорно доказывает постоянное присутствие АГВ в земной атмосфере. Эти волны, как показывают расчёты [131, 132] и измерения [133— 138], играют важную роль в энергообмене и передаче импульса между различными областями атмосферы.

Опубликовано большое количество работ, в которых приведены данные о возмущениях в атмосфере, зарегистрированных после взрывов большой мощности (ядерные, вулканические, взрыв тунгусского метеорита)[139—142]. При таких взрывах возмущённой оказывается вся атмосфера. Возникающие ударные волны на некотором удалении от источника превращаются в линейные акустико гравитационные с дальностями распространения, достигающими десятков тысяч километров [13].

Инфразвуковые возмущения, вызываемые ядерными взрывами, регистрировались на широкой сети станций. В зависимости от мощности взрыва и удаления от него амплитуды приземных колебаний давления изменяются в интервале от единиц до сотен дин/см<sup>2</sup> [139]. На ионосферных высотах отмечались сильные изменения критических частот  $f_0$  слоя F2 и колебания высоты максимума F слоя, наблюдалось почти линейное увеличение квазипериодов колебаний электронной концентрации при удалении от места взрыва [125]. Обзор работ, посвящённых взрывам в атмосфере, дан в [142].

Наблюдавшийся линейный рост периода АГВ в зависимости от расстояния от импульсного источника можно объяснить, анализируя решение соответствующей задачи. Из формулы (37) для функции Грина следует, что после прихода сигнала в точку наблюдения (r, z) на большом удалении по горизонтали  $(r \gg z)$  от источника частота волны  $\omega$  приближается к  $\omega_c = \omega_g z/r$ . При фиксированной высоте точек наблюдения z = const имеем для периода колебаний  $\tau = 2\pi/\omega = 2\pi r/\omega_g z$ . Этот факт легко объяснить также на основе кинематических соотношений АГВ (см. (20), (52)). В низкочастотном диапазоне  $\omega \ll \omega_g$  волны распространяются в конусе, образующая которого составляет угол  $\vartheta = \operatorname{arctg} \omega/\omega_g$ с горизонтом. Это означает, что волна с периодом  $\tau = 2\pi/\omega$  достигает максимума F слоя (на высоте  $z \simeq 250 \div 300$  км) на расстоянии r (по горизонтали) от источника:  $r = z\tau \omega_g/2\pi$ .

Для более детального сопоставления измеренных форм сигнала с расчётными многими авторами было выполнено численное моделирование условий распространения АГВ в земной атмосфере как для плоского, так и сферического волноводов. Анализ полученных на этом пути результатов содержится в обзоре [13].

Нелинейные режимы распространения АГВ анализировались в ряде работ [143-148].

Таким образом, на основании вышеизложенного приходим к заключению об удовлетворительном, а иногда и хорошем соответствии выводов теории с экспериментальными данными о распространении и возбуждении АГВ. В связи с этим поставлена и решается обратная задача: по измеренным характеристикам перемещающихся ионосферных возмущений восстановить параметры акустико—гравитационных волн [149–150].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Свойства акустико-гравитационных волн для простейших моделей атмосферы (изотермическая без ветра или с ветром, не меняющимся с высотой) исследованы достаточно подробно. Это служит фундаментом для дальнейшего анализа особенностей распространения и возбуждения АГВ в условиях, постепенно приближающихся к реальным. Основные закономерности волноводного режима распространения АГВ также выяснены и успешно используются для интерпретации экспериментальных данных. Однако, по справедливому замечанию авторов обзора [15], несмотря на большой объём проведённых исследований, остаётся немало нерешённых вопросов в описании генерации и распространения АГВ и их влияния на земную атмосферу. Укажем некоторые из них.

При анализе нелинейных эффектов (см., например, [152, 153]), как правило, пользуются методом возмущений, представляя все физические параметры среды в виде рядов по малому параметру. Но уже в линейном приближении для АГВ амплитуды различных величин (например, скорости  $\vec{v}$  и давления p) изменяются с высотой z противоположным образом. По заключению Карпмана В. И., сделанному им более 20 лет назад, было бы предпочтительнее получить точное нелинейное уравнение хотя бы для одной из искомых величин, а потом строить его приближённые решения. Это позволило бы оценить правомерность и точность широко используемых приближённых методов вычисления нелинейных эффектов при распространении АГВ в неоднородной атмосфере. Этой же цели можно, видимо, достигнуть на пути численного анализа исходных нелинейных уравнений для АГВ с помощью современных суперЭВМ.

Другим направлением, незаслуженно обойдённым вниманием исследователей, является разработка и применение метода кинетического уравнения для описания процесса распространения АГВ. На эту тему, кроме указанной выше работы [41], автору известны лишь несколько работ, опубликованных группой сотрудников, возглавляемой Лебле С.Б. (Калининградский госуниверситет).

Не полностью изученными являются вопросы устойчивости АГВ (хотя и здесь многое достигнуто), отдельные механизмы генерации (например, в атмосферных фронтах, грозовых облаках, зонах конвекции и др.). Не выяснено влияние горизонтальной неоднородности среды на характер их распространения и др.

Автор выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку этой работы по грантам 95–02–05001 и 96–02–18632.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л.: ГИТТЛ, 1947.
- 2. Martyn D. F. //Proc. R. Soc. London, Ser. A. 1950. V. 201. P. 216.
- 3. Hines C. O. //Can. J. Phys. 1960. V. 38. P. 1441.
- 4. Эккарт К. Гидродинамика океана и атмосферы. М.: ИЛ, 1963.
- 5. Tolstoy I. Wave propagation. N.-Y.: Mc.Grow-Hill, 1973.
- 6. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974.
- 7. Дикий Л. А. Теория колебаний земной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1969.
- 8. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.
- 9. Сомсиков В. М. Солнечный терминатор и динамика ионосферы. Алма-Ата: Наука, 1983.
- 10. Гершман Б. Н., Григорьев Г. И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 1. С. 5.
- 11. Dickinson R. E. //Rev. Geophys. 1969. V.7. № 3. P. 483.
- 12. Yeh K. C., Liu C. H. //Rev. Geophys. and Space Phys. 1974. V. 12. № 2. P. 193.
- 13. Francis S. H. //J. Atmos. Terr. Phys. 1975. V. 37. P. 1011.

- 14. Григорьев Г.И., Савина О.Н., Сомсиков В.М., Троицкий Б.В. О механизмах генерации акустико-гравитационных волн. В сб.: Волновые возмущения в атмосфере. /Под ред. А.Д. Данилова. Алма-Ата: Наука, 1980.
- 15. Jones W. L. //Handb. Phys. 1976. V. 49/5. P. 177.
- 16. Rastogi P. K. //J. Atmos. Terr. Phys. 1981. V. 43. № 5/6. P. 511.
- 17. Fritts D. C. //Rev. Geophys. Space Phys. 1984. V. 22. № 3. P. 275.
- 18. Cevolani G., Formiggini. //Nuovo Cimento. 1981. V. 4C. № 1. P. 1.
- Голицын Г. С., Чунчузов Е. П. АГВ в атмосфере. В кн.: Полярные сияния и свечение ночного неба. — М.: Наука, 1973. № 23. С. 5.
- 20. Fritts D. C., Rastogi P.K. //Radio Sci. 1985. V. 20. P. 1247.
- 21. Степанянц Ю. А., Стурова И. В., Теодорович Э. В. В сб.: Итоги науки и техники: Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНИТИ, 1987. Т. 21. С. 93.
- 22. Hunsucker R. D. //Rev. Geophys. Space Phys. 1982. V. 20. № 2. P. 293.
- 23. Романова Н. Н., Якушкин И. Г. //Изв. РАН, ФАО. 1995. Т.31. № 2. С. 163.
- 24. Григорьев Г.И. Савина О.Н. В сб.: Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера-атмосфера. Горький: ИПФ АН СССР, 1989. С. 26.
- 25. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984.
- 26. Jones T. B., Reynolds J. S. B. //Radio Electr. Engineer. 1975. V. 45. № 1/2. P. 63.
- 27. Fritts D. C., Tsuda T., Van Zandt T. E., Smith S. A., Sato T., Fukao S., Kato S. //J. Atmos. Sci. 1990. V. 47. № 1. P. 51.
- 28. Kim J., Mahrt L. //J. Atmos. Sci. 1992. V. 49. № 9. P. 735.
- 29. Ebel A. //J. Atmos. Terr. Phys. 1984. V. 46. № 9. P. 727.
- 30. Alexander M. J., Pfister L. //Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. № 15. P. 2029.
- Дмитриева Г. В., Ерушенков А. И. Инфразвуковые и внутренние гравитационные волны в атмосфере Земли: Библ. указатель (1955–1978). — Иркутск: СО АН СССР, 1980.
- 32. Стурова И. В., Бородина Н. Н., Гуляева Л. Г. Поверхностные и внутренние волны: Библ. указатель (1977–1984). — Новосибирск: СО АН СССР, 1985. Ч. 1. — 210 с.; 1986. Ч. 2. — 259 с.
- 33. Липовский В.Д. //Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т. 17. № 11. С.1134.
- 34. Беликович В. В., Григорьев Г. И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 3. С. 347.
- 35. Francis S. H. //J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 2278.
- 36. Ашин Н. Ю., Григорьев Г. И., Немцов Б. Е. //Изв. АН СССР. ФАО. 1989. Т. 25. № 11. С. 1157.
- 37. Григорьев Г. И., Докучаев В. П. //Изв. АН СССР. ФАО. 1971. Т. 7. № 10. С. 1193.
- 38. Kato S. //Astrophys. J. 1966. V. 143. № 3. P. 893 (Part 1); 1966. V. 144. № 1. P. 326 (Part 2).
- 39. Григорьев Г. И., Денисов Н. Г. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 8. С. 1073.
- 40. Григорьев Г.И., Денисов Н.Г., Савина О.Н. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1989. Т.32. № 2. С. 145.
- 41. Григорьев Г. И., Савина О. Н. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 6. С. 811.
- 42. Голицын Г. С. //Изв. АН СССР. ФАО. 1965. Т. 1. № 2. С. 136.
- 43. Yanowitch M. //J. Fluid Mech. 1967. V. 29. Pt. 2. P. 209.
- 44. Yanowitch M. //Can. J. Phys. 1967. V. 45. P. 2003.
- 45. Miesen R. H., de Jagner P. C., Kamp L. P. G., Sluijter F. W. //J. Geopys. Res. 1989. V. 94. № D13. P. 16269.
- 46. Гершман Б. Н., Григорьев Г. И. //Геомагнетизм и аэрономия. 1965. Т. 5. № 5. С. 843.
- 47. Гершман Б. Н., Григорьев Г. И. //Геомагнетизм и аэрономия. 1973. Т. 13. № 4. С. 604.
- Гершман Б. Н., Григорьев Г. И. В сб.: Ионосферные исследования. М.: Наука, 1968. № 16. С. 34.

Г.И.Григорьев

- 49. Hickey M. P., Cole K. D. //J. Atmos. Terr. Phys. 1988. V. 50. № 8. P. 689.
- 50. Григорьев Г. И., Савина О. Н., Файнштейн С. М. //Акуст. ж. 1989. Т. 35. № 6. С. 1114.
- 51. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
- 52. Казимировский Э.С. Ветер в ионосфере. Л.:Гидрометеоиздат, 1970.
- 53. Григорьев Г.И. //Изв. АН СССР. ФАО. 1973. Т. 9. № 11. С. 1193.
- 54. McKenzie J. F. //J. Geophys. Res. 1972. V. 77. № 16. P. 2915.
- 55. Tolstoy I., Lau J. //Geophys. J. R. Astr. Soc. 1971. V. 26. P. 295.
- 56. Richmond A. D. //J. Geophys. Res. 1978. V. 83. № A9. P. 4131.
- 57. Röttger J. //J. Atmos. Terr. Phys. 1981. V. 43. № 5/6. P. 453.
- 58. Fovell R., Durran D., Holton J. R. //J. Atmos. Sci. 1992. V. 49. № 16. P. 1427.
- 59. Igarashi K., Kainuma, Nishimuta I., Okamoto S., Kuroiwa H., Tanaka T., Ogawa T. //J. Atmos. Terr. Phys. 1994. V. 56. № 9. P. 1227.
- 60. Cole J. D., Greifinger C. In: Acoustic–gravity wavea in the atmosphere. / Ed. by T. M. Georges. Washington, 1968. P. 25.
- 61. Kato S. Dynamics of the upper atmosphere. Japan, Tokyo, 1980.
- 62. Голицын Г. С., Кляцкин В. И. //Изв. АН СССР. ФАО. 1967. № 10. С. 1044.
- 63. Голицын Г. С., Романова Н. Н., Чунчузов Е. П. //Изв. АН СССР. ФАО. 1976. Т. 12. № 6. С. 669.
- 64. Григорьев Г. И., Савина О. Н. //Изв. АН СССР. ФАО. 1991. Т. 27. № 5. С. 545.
- 65. Row R. V. //J. Geophys. Res. 1966. V. 71. № 1. P. 343.
- 66. Okuzawa T., Shibata T., Jasui H. //J. Geomagn. Geoelectricity. 1983. V. 35. № 10. P. 383.
- 67. Bretherton F. P. //J. Roy. Meteorol. Soc. 1969. V.95. P. 213.
- 68. Григорьев Г. И., Докучаев В. П. //Изв. АН СССР. ФАО. 1970. Т. 6. № 7. С. 678.
- 69. Григорьев Г. И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 12. С. 1802.
- 70. Григорьев Г. И., Докучаев В. П. //Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т. 17. № 7. С. 690.
- 71. Григорьев Г. И., Докучаев В. П. //Геомагнетизм и аэрономия. 1969. Т. 9. № 4. С. 650.
- 72. Testud J. //J. Atmos. Terr. Phys. 1970. V. 32. № 11. P. 1793.
- 73. Chimonas G., Hines C. O. //Planet. Space Sci. 1970. V. 18. № 4. P. 565.
- 74. Chimonas G. //Planet. Space Sci. 1970. V. 18. № 4. P. 591.
- 75. Григорьев Г. И. //Геомагнетизм и аэрономия. 1975. Т. 15. № 2. С. 260.
- 76. Голицын Г. С., Григорьев Г. И., Докучаев В. П. //Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т. 13. № 9. С. 926.
- 77. Chimonas G., Peltier W. R. //Planet. Space Sci. 1970. V. 18. № 4. P. 599.
- 78. Rehm R. G., Radt H. S. //J. Fluid Mech. 1975. V. 68. Pt. 2. P. 235.
- 79. Григорьев Г.И., Савина О. Н. //Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т. 19. № 5. С. 851.
- 80. Григорьев Г. И., Докучаев В. П., Савина О. Н. //Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 6. С. 669.
- 81. Григорьев Г.И., Савина О. Н. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 7. С. 750.
- 82. Warren F. W. //J. Fluid Mech. 1960. V. 7. Pt. 2. P. 209.
- 83. Эйдман В. Я. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 12. С. 1545.
- 84. Miles J. W. //Geophys. Fluid Dyn. 1971. V. 2. P. 63.
- 85. Липовский В. Д. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 2. С. 159; № 6. С. 655.
- 86. Теоретические и экспериментальные исследования ионосферных эффектов землетрясений: Отчет о НИР / Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ); Руководители работы: Г. И. Григорьев, О. Н. Савина; № ГР 01.86.0087151. Горький, 1988 (промежуточный). 1990 (итоговый).
- 87. Григорьев Г.И., Денисов Н.Г., Савина О.Н. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 2. С. 268.
- 88. Hooke W. H. //J. Atmos. Terr. Phys. 1968. V. 30. № 5. P. 795.
- 89. Grass S. H. //Radio Sci. 1985. V. 20. № 3. P. 499.

1999

- 90. Scheffer A. O., Liu C. H. //Radio Sci. 1985. V. 20. № 6. P. 1309.
- 91. Спиззикино А. В сб.: Термосферная циркуляция. М.: Мир, 1975. С. 120.
- 92. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
- 93. Чедуик Р. Б., Госсард Э. Э. //ТИИР, 1983. Т. 71. № 6. С. 59.
- 94. Каллистратова М. А., Кон А. И. Радиоакустическое зондирование атмосферы (РАЗ). М.: Наука, 1985.
- 95. Митяков Н. А., Грач С. М., Митяков С. Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами. // Итоги науки и техники. Сер. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. — М., 1989. Т. 9.
- Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
- 97. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гончаров Н. П., Толмачева А. В. //Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 4. С. 64.
- 98. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. и др. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 15. № 3. С. 308.
- 99. Иванов В. А., Иванов Д. В., Рябова Н. В. и др. В сб.: Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: МФТИ, 1996. С. 104.
- 100. Рапопорт В. О., Митяков С. Н., Трахтенгерц В. Ю. //Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 2. С. 84.
- 101. Рапопорт В. О., Мироненко Л. Ф., Митяков С. Н., Трахтенгерц В. Ю. //Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 3. С. 55.
- 102. Митяков С. Н., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. //Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 5. С. 142.
- 103. Митяков С. Н., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. //Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 5. С. 144.
- 104. Beatty T. J., Hostetler C. A., Gardner C. S. //J. Atmos. Sci. 1992. V. 49. № 6. P. 477.
- 105. Tarrago A., Chanin M.-L. //Planet. Space Sci. 1982. V. 30. № 6. P. 611.
- 106. Rees D. //J. Atmos. Terr. Phys., 1995. V. 57. № 12. P. 1433.
- 107. Espy P. J., Huppi R., Manson A. //Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. № 20. P. 2801.
- 108. Taylor M. J., Bishop M. B., Taylor V. //Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. № 20. P. 2833.
- 109. Swenson G. R., Taylor M. J., Espy P. J. et. al. //Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. № 20. P. 2841.
- 110. Molina A. //J. Atmos. Sci. 1983. V. 40. P. 2444.
- 111. Taylor M. J., Hapgood M. A. //Planet. Space Sci. 1988. V. 36. № 10. P. 975.
- 112. Красовский В. И., Шефов Н. Н. //Геомагнетизм и аэрономия. 1978. Т. 18. № 5. С. 864.
- 113. Munro G. H. /Aust. J. Phys. 1958. V. 11. № 1. P. 91.
- 114. Pittewoy M. L. V., Hines C. O. //Can. J. Phys. 1965. V. 43. № 12. P. 2222.
- 115. Friedman J. P. //J. Geophys. Res. 1966. V.71. P. 1033.
- 116. Hunt J. N., Palmer R., Penny W. //Philos. Trans. R. Soc. London. 1960. V. 252. P. 275.
- 117. McKinnon R. F. //J. Met. Soc. Japan. 1968. V. 46. P. 45.
- 118. Pfeffer R. L., Zarichny J. //Pure Appl. Geophys. 1963. V. 55. P. 175.
- 119. Press F., Harkinder D. //J. Geophys. Res. 1962. V. 67. P. 3889.
- 120. Weston V. H. // Can. J. Phys. 1961. V. 39. P. 993; 1962. V. 40. P. 431.
- 121. Pierce A. D. // J. Comput. Phys. 1967. V. 1. P. 343.
- 122. Pierce A. D., Posey J. W. // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1971. V. 26. P. 341.
- 123. Mayr H. G., Harris I., Varosi F., Herrera F.A. // J. Geophys. Res. 1984. V.89. № A12. P. 10929; P. 10961.
- 124. Vasseur G., Reddy C. A., Testud J. In: Space Research XII-Akademie-Verlag. Berlin, 1972. P. 1109.

Г.И.Григорьев

- 125. Row R. V. // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. № 5. P. 1599.
- 126. Walker G. O., Wong Y. W., Ma J. H. K. et. al. // Radio Sci. 1988. V. 23. № 6. P. 867.
- 127. Crowley G., McCrea I. W. // Radio Sci. 1988. V. 23. № 6. P. 905.
- 128. Rice D. D., Hunsucker R. D., Lanzerotti L. J. et. al. // Radio Sci. 1988. V. 23. № 6. P. 919.
- 129. J. Atmos. Terr. Phys. 1993. V. 55. P. 197.
- 130. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 11.
- 131. Lindsen R. S. // Geophys. Fluid Dyn. 1970. V. 1. № 3. P. 303 (Pt. 1); 1971. V. 2. № 1. P. 31 (Pt. 2); 1971. V. 2. № 2. P. 89 (Pt. 3).
- 132. Kim Y. J., Arakawa A. // J. Atmos. Sci. 1995. V. 52. № 11. P. 1875.
- 133. Reid I. M. // Aust. J. Atmos. Terr. Phys. 1987. V. 49. № 10. P. 1033.
- 134. Jacobson A. R., Carlos R. C. // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. V. 53. № 1/2. P. 53.
- 135. Tsunoda R. T. // Radio Sci. 1994. V. 29. № 1. P. 349.
- 136. Spoelstra T. A. Th. // J. Atmos. Terr. Phys. 1992. V. 54. № 9. P. 1185.
- 137. Благовещенская Н. Ф., Вовк В. Я., Корниенко В. А., Москвин И. В. //Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37. № 5. С. 70.
- 138. Бенедиктов Е. А., Беликович В. В., Бахметьева Н. В., Толмачева А. В. //Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37. № 5. С. 88.
- 139. Pierce A. D., Posey J. W. // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. № 21. P. 5025.
- 140. Roberts D., Clobuchar J. A., Fougere P. F., Hendrickson D. H. // J. Geophys. Res. 1982. V.87. № A8. P.6291.
- 141. Liu C. H., Klostermeyer J., Yeh K. C. et. al. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. № A8. P. 6281.
- 142. Donn W. L., Shaw D. M. // Rev. Geophys. 1967. V. 5. № 1. P. 53.
- 143. Huang C. S., Li J. // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. V. 53. № 10. P. 903.
- 144. Shrira V. I. // Int. J. Non-Linear Mech. 1981. V. 16. № 2. P. 129.
- 145. Clark T. L., Peltier W. R. // J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. № 21. P. 3122.
- 146. Weinstock J. // J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. P. 1698.
- 147. Orlanski I., Cerasoli C. P. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. № C5. P. 4103.
- 148. Walterscheid R. L., Schubert G. // J. Atmos. Sci. 1990. V.47. № 1. P. 101.
- 149. Beley V. S., Galushko V. G., Yampolski Y. M. // Radio Sci. 1995. V. 30. № 6. P. 1739.
- 150. Kirchegast G., Hocke K., Schegel K. // Radio Sci. 1995. V. 30. № 5. P. 1551.

Научно-исследовательский радиофизический институт, Н.Новгород, Россия Поступила в редакцию 15 января 1998 г.

# ACOUSTIC-GRAVITY WAVES IN THE EARTH ATMOSPHERE (REVIEW)

G. I. Grigor'yev

Description of the contemporary linear theory for acoustic—gravity waves (AGW) in the Earth atmosphere is given. Propagation and generation of these waves by various sources are analyzed. Special attention is paid to treatment of dissipation, stability and interaction of AGW with the ionosphere. Main methods of registration of AGW in the upper atmosphere are described. The results of experiments are compared to the analytic theory.

УДК 550.338.2

# вертикальные движения в нижней ионосфере и спорадический слой Е

Н.В.Бахметьева, В.В.Беликович, Ю.А.Игнатьев, А.А.Понятов

На основе результатов измерений скорости вертикального движения плазмы, проведённых методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях электронной концентрации, предложена методика и рассчитаны характеристики спорадического слоя E — эффективный коэффициент рекомбинации, относительное содержание метеорных и атмосферных ионов в слое, время его формирования. Оценен вклад внутренних гравитационных волн и турбулентных движений в формирование спорадических сло-ёв. Приведены характерные значения турбулентной скорости на высотах вблизи турбопаузы, измеренные тем же методом. Рассмотрены вероятные механизмы образования среднеширотного спорадического слоя на высотах 90–120 км. Экспериментально подтверждены основные положения теории ветрового сдвига об определяющей роли перераспределения ионизации под действием атмосферных ветров, обладающих градиентом скорости, в образовании  $E_s$ .

### введение

Спорадический слой E много лет привлекает внимание исследователей ионосферы. Для объяснения образования среднеширотного  $E_s$  была предложена теория ветрового сдвига [1–4], согласно которой образование  $E_s$  связано с перераспределением заряженных частиц в области Е ионосферы под действием горизонтальных ветров, обладающих резкими градиентами (сдвигами) скорости по высоте. Наиболее сильное воздействие на профиль электронной концентрации  $N_e(h)$  оказывают сдвиги скорости на высотах, где выполняются условия  $\omega_h^2 \cos^2 \alpha > \nu_e^2$ ,  $\Omega_H^2 \cos^2 \alpha < \nu_i^2 (\omega_h \, \text{и} \, \Omega_H -$ гирочастоты электронов и ионов,  $\alpha$  — угол между магнитным полем и вертикалью h).

Важнейшую роль в этом процессе играют долгоживущие ионы метеорного происхождения [5—7], т. к. время жизни молекулярных ионов ограничено процессом диссоциативной рекомбинации и составляет несколько десятков секунд.

В рамках представлений о формировании среднеширотного спорадического слоя Е из долгоживущих металлических ионов в [8] предложен способ определения их концентрации и эффективного коэффициента рекомбинации в максимуме слоя  $E_s$ . Он основан на предположении о преобладающей роли атмосферных ионов в фотохимических процессах и использует экспериментальные данные по определению частотных характеристик слоя  $E_s$  и области Е из ионограмм вертикального зондирования ионосферы и скоростей вертикальных движений плазмы V, полученных методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях электронной концентрации, образующихся в поле мощных стоячих радиоволн [9].

В [8] приведены примеры расчётов эффективного коэффициента рекомбинации  $\alpha'$  и относительной концентрации атмосферных  $N_{\rm A}$  и металлических ионов  $N_{\rm M}$ , выполненных этим способом. Однако в [8] были рассмотрены лишь те случаи, в которых инверсия направления скорости имела место на высоте появления  $E_s$  либо отличалась от неё не более, чем на 1–3 км (точность съёма данных с ионограммы). Эти случаи соответствуют механизму сгонки плазмы под действием ветра. На самом деле, сгонка плазмы, а значит, и образование  $E_s$  за счёт ветрового сдвига, может иметь место и в случае, когда существует градиент скорости нужного знака и направления. В настоящей работе, являющейся продолжением [8], рассмотрены именно такие случаи, для них использован предложенный способ расчёта

эффективного коэффициента рекомбинации и относительных концентраций атмосферных и металлических ионов, проведён совместный анализ результатов.

### 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ И ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ

Способ определения вертикальной скорости плазмы подробно описан в [9]. Он основан на обнаруженном в НИРФИ явлении рассеяния пробных радиоволн на искусственных периодических неоднородностях электронной концентрации (ИПН), образующихся в ионосферной плазме в пучностях стоячей волны при отражении от ионосферы мощных радиоволн коротковолнового диапазона [10, 11]. Скорости вертикальных движений плазмы определяются на основе измерений фазы рассеянных на ИПН пробных радиоволн после выключения мощного передатчика, т. е. на стадии релаксации ИПН [9, 12].

Скорость вертикального переноса связана с изменением фазы рассеянного сигнала соотношением [9]

$$V = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{d\Phi}{dt} \,, \tag{1}$$

где  $\lambda$  — длина волны пробного сигнала, а  $d\Phi$  — изменение его фазы за время dt.

Нами проанализированы результаты измерений скоростей вертикальных движений в течение длительного времени — с сентября 1990 г. по май 1991 г. Для получения высотных профилей значения скорости усреднялись за каждые 15 минут. Отрицательное значение V соответствует движению вверх.

Параметры  $E_s$  определялись из ионограмм вертикального зондирования, которые снимались один раз в 15 минут.

Из рассмотрения исключались сеансы, в которых профиль скорости имел подходящий вид, но  $E_s$  не наблюдался, либо не было данных АИС, а также сеансы, в которых наблюдались высокие слои с  $h_{E_s} > 130$  км. Несмотря на большое количество данных о вертикальных движениях, в итоге было отобрано лишь 14 таких сеансов продолжительностью от получаса до двух часов, причём в подавляющем большинстве случаев наблюдался  $E_s$  типа "l".

Как и прежде, электронная концентрация слоя Е на высоте Е<sub>s</sub> определялась исходя из параболической аппроксимации слоя Е  $N_0 = N_{0E}[1 - (z - z_0)^2/z_1^2]$  с параметрами  $z_0 = 120$  км,  $z_1 = 20$  км, а концентрация в максимуме слоя  $E N_{0E}$  определялась по данным АИС.

Способ определения вертикальной компоненты турбулентной скорости достаточно подробно изложен в [13]. Он основан на создании искусственных периодических неоднородностей и измерении времени релаксации сигнала, рассеянного ими. В отсутствие турбулентности релаксация ИПН и уменьшение амплитуды рассеянного сигнала обусловлены амбиполярной диффузией. Последняя определяется плотностью атмосферы, поэтому время релаксации амплитуды  $\tau_0$  должно экспоненциально уменьшаться с высотой. Очевидно, что при одновременном действии и турбулентности, и амбиполярной диффузии высотная зависимость времени релаксации ИПН  $\tau_0(h)$  будет отличаться от экспоненциальной. В [13] показано, что при определённых предположениях вертикальную компоненту турбулентной скорости можно определить выражением

$$V_t = (k\tau_t)^{-1} = \left(\tau^{-1} - \tau_a^{-1}\right) / \left(\sqrt{2}k\right), \qquad (2)$$

где  $k = 4\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны нагревного передатчика,  $\tau_a = (kD)^{-1}$  — время релаксации, обусловленное амбиполярной диффузией,  $\tau$  — экспериментально измеряемое время релаксации ИПН, а  $\tau_t = (kV)^{-1}$  — время релаксации, обусловленное турбулентностью.

Результаты определения  $V_t$  для наблюдений ИПН в 1990—1991 г.г. приведены в [14]. По экспериментальным значениям  $\tau$ , усреднённым по пятнадцатиминутным интервалам, для некоторых сеансов были рассчитаны значения вертикальной компоненты турбулентной скорости  $V_t$ .

# 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА РЕКОМБИНАЦИИ И КОНЦЕНТРАЦИЙ АТМОСФЕРНЫХ И МЕТЕОРНЫХ ИОНОВ В МАКСИМУМЕ СЛОЯ $E_s$

Как упоминалось выше, в [8] предложен способ определения некоторых параметров  $E_s$  на основе результатов измерений скорости вертикального переноса и приведён подробный вывод выражений для  $\alpha'$ ,  $N_{\rm M}$  и  $N_{\rm A}$ . Здесь отметим лишь, что исходным являлось уравнение непрерывности для электронов в стационарном состоянии в приближении плоскослоистой ионосферы, а величина эффективного коэффициента рекомбинации бралась средневзвешенной из коэффициентов рекомбинации различных сортов положительных ионов, имеющихся на высотах области E, которые по величине этого коэффициента могут быть разделены на две группы — атмосферные и металлические.

Кроме того, считалось, что присутствие слоя E<sub>s</sub> не влияет на функцию образования электронов.

Таким образом, было получено, что указанные величины зависят от высотного градиента вертикальной скорости dV/dh и  $N_s$  — электронной концентрации в максимуме слоя  $E_s$  — и определяются выражениями [8]

$$\alpha' = \alpha_0 \left(\frac{N_0}{N_s}\right)^2 - N_s^{-1} \frac{dV}{dh},\tag{3}$$

$$N_{\rm A} = N_s \left(\frac{\alpha'}{\alpha_0}\right) = \frac{N_0^2}{N_s} - \alpha_0^{-1} \frac{dV}{dh}, \qquad (4)$$

$$N_{\rm M} = N_s \left[ 1 - \left(\frac{N_0}{N_s}\right)^2 \right] + \alpha_0^{-1} \frac{dV}{dh}.$$
(5)

Используя экспериментально измеренные методом резонансного рассеяния радиоволн от искусственных периодических неоднородностей значения скоростей вертикальных движений плазмы V и данные о частотных характеристиках слоя  $E_s$  и области Е из ионограмм вертикального зондирования, из выражений (3)–(5) можно определить эффективный коэффициент рекомбинации и относительные концентрации атмосферных и метеорных ионов в максимуме слоя  $E_s$ .

В таблице суммированы данные о параметрах  $E_s$  и E-слоя ионосферы, эффективном коэффициенте рекомбинации, относительных концентрациях атмосферных и металлических ионов. По данным АИС наблюдались спорадические слои небольшой интенсивности с относительной концентрацией в максимуме порядка  $N_s/N_0 \simeq 1,1\div2,2$ . Измеренные в этих сеансах скорости вертикальных движений на высоте  $E_s$  не превышали 3 м·c<sup>-1</sup> с градиентом  $dV/dh \simeq 2,5 \cdot 10^{-5} \div 10^{-3}$  с<sup>-1</sup>.

На рис. 1 приведена зависимость  $\alpha'$  от интенсивности спорадического слоя  $N_s/N_0$  для 14 сеансов наблюдений. Здесь же нанесена кривая, соответствующая условию dV/dh = 0. Как отмечалось в [8], для максимума  $E_s$  это условие соответствует случаю фотохимического равновесия. Рассчитанные значения  $\alpha'$  находятся в интервале  $9.3 \cdot 10^{-8} \div 3.46 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>.

На рис. 2 приведён график зависимости относительной концентрации металлических ионов от интенсивности  $E_s$ . Кривая соответствует расчёту по формуле (3) при dV/dh = 0.

Т	а	б	Л	И	Ц	а	

Результаты определения основных параметров $E_s$								
Дата,время	h,	dV/dh	$N_s/N_0$	$\alpha' \cdot 10^7$ ,	$N_M/N_s$	$\delta N_A$	$f_{bE_s},$	$f_{0E_s}$ ,
	KM	$\cdot 10^{3} \mathrm{c}^{-1}$		$cm^3c^{-1}$			ΜГц	ΜГц
$19.10.90, 10^{30}$	104	1,14	1,72	1,67	0,66	0,43	2,5	3,2
$25.10.90, 14^{30}$	106	1,09	1,48	2,22	0,50	0,26	2,0	2,3
$4.10.90, 14^{30}$	104	0,11	1,24	3,06	0,30	0,15	2,0	3,0
$27.09.90, 10^{30}$	104	0,64	1,16	3,4	0,23	0,19	2,0	3,1
$4.09.90, 11^{30}$	105	0,55	1,13	3,46	0,21	0,09	2,6	3,3
$17.05.91, 15^{30}$	104	0,25	1,07	3,83	0,13	0,26	2,6	3,3
$17.05.91, 14^{30}$	106	0,175	1,25	2,82	0,36	0,20	2,8	3,5
$7.05.91, 14^{40}$	110	0,056	2,18	0,93	0,79	0,54	4,6	3,6
$19.09.90, 10^{00}$	110	0,073	1,86	1,27	0,71	0,45	3,9	3,3
$28.09.90, 10^{10}$	105	0,137	1,31	2,32	0,48	0,31	2,5	3,3
$4.10.90, 13^{00}$	100	0,243	1,23	2,95	0,34	0,19	2,2	3,0
9.10.91, 13 <sup>00</sup>	110	0,118	1,52	1,92	0,57	0,35	3,2	3,0
$9.10.91, 14^{30}$	110	0,335	1,88	1,27	0,72	0,47	2,9	3,2
$22.11.90, 14^{50}$	100	0,164	1,33	2,81	0,44	0,25	2,1	2,1

 $\alpha' * 10^{7}, cm^{3} s^{-1}$ 



Рис. 1. Зависимость эффективного коэффициента рекомбинации от интенсивности слоя  $E_s$ .

Рис. 2. Зависимость относительной концентрации металлических ионов от интенсивности слоя  $E_s$ .

На рис. З приведён аналогичный график для изменения относительного содержания атмосферных ионов в  $E_s$  по сравнению с фоновым значением:  $\delta N_A = (N_A - N_{A_0})/N_{A_0}$ , где  $N_A$  — концентрация атмосферных ионов в отсутствие  $E_s$ , равная электронной концентрации слоя E на высоте образования  $E_s$ .

Как и в [8], в случае более интенсивных слоёв доля металлических ионов, в целом, возрастает, а  $\alpha'$  соответственно падает (рис. 2 и 1). Отличия в значениях  $\alpha'$  и  $N_M/N_0$  от случая фотохимического равновесия не очень значительны и, хотя увеличиваются для более интенсивных  $E_s$ , в целом не превышают 10–15%. Для более заметных изменений  $\alpha'$  (более 20%) при  $N_s/N_0 \simeq 1,7$  необходимы зачения

 $dV/dh \ge (5\div7) \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ , а наблюдались dV/dh не более  $10^{-3} \text{ c}^{-1}$ . Таким образом, для приближённых оценок указанных величин высотные градиенты вертикальной скорости порядка  $10^{-5}\div10^{-4} \text{ c}^{-1}$  в выражениях (3)–(5) можно не учитывать.





Рис. 3. Относительное изменение концентрации атмосферных ионов в зависимости от интенсивности слоя  $E_s$ .



На рис. 4 приведена зависимость модуля dV/dh от относительной электронной концентрации в максимуме слоя  $E_s$ . Первая группа из шести точек относится к сеансам, в которых высота образования  $E_s$  практически совпадает с высотой обращения V в нуль (данные приведены в [8]), а остальные точки — к сеансам, когда сгонка могла происходить за счёт высотного градиента скорости нужного знака. Кривыми для наглядности показан характер изменений dV/dh для указанных двух групп точек. Ясно, что вид зависимости от  $N_s/N_0$  для этих групп различен. Так, для первой группы, в которой высота, где V = 0 (высота сгонки плазмы в теории ветрового сдвига), практически совпадала с высотой наблюдения  $E_s$ , dV/dh растёт с увеличением  $N_s/N_0$  с "насыщением" при  $dV/dh \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$  с<sup>-1</sup>. В [8] эта особенность была интерпретирована как результат того, что вследствие нарушения фотохимического равновесия  $dV/dh \neq 0$ . В то же время фотохимические процессы определяются атмосферными ионами, поэтому изменение dV/dh должно соответствовать изменению относительной концентрации атмосферных ионов  $N_A$ , которое, в свою очередь, стремится к нулю как  $N_A/N_s \sim (N_s/N_0)^{-2}$ . Поэтому должно уменьшаться и изменение dV/dh, стремясь к некоторой постоянной величине, определяемой начальными условиями.

Что касается второй группы точек, объединённых по принципу возможности сгонки плазмы за счёт необходимого градиента вертикальной скорости, то для неё имеет место слабое изменение dV/dh с ростом  $N_S/N_0$ . Величина dV/dh в этой группе составила  $10^{-5} \div 1.5 \cdot 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. Между тем, наблюдаемые спорадические слои в ряде случаев имели большую интенсивность, чем те, высота образования которых соответствовала высоте обращения в нуль вертикальной скорости, а доля металлических ионов, по крайней мере, в половине случаев превышала 50%.

На рис. 5 приведены примеры временных вариаций скорости вертикальных движений плазмы V и вертикальной компоненты турбулентной скорости  $V_t$ , усреднённых за пятнадцатиминутные интервалы, на высоте 100 км для двухчасового сеанса наблюдений 9 октября 1991 года. Отчётливо видна высокая степень корреляции этих величин. Кроме того, видны волнообразные изменения со временем обеих

скоростей с периодом порядка 40-45 минут. Среднее за сеанс значение  $V_t$  составило ~ 0,75 м/с.

# 3. МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ E и обсуждение результатов

В настоящее время общепринятой теорией, наиболее полно объясняющей особенности образования среднеширотного спорадического слоя E, является теория ветрового сдвига, предложенная J. D. Whitehead в 1961 г. [1]. В последующие годы эта теория была развита в работах зарубежных и отечественных учёных [2–4, 7, 15– 17]. Теория позволяет определить высоту и толщину слоя и концентрацию в максимуме  $E_s$ , для чего необходимо знать высотный профиль ветра. Следует заметить, что, согласно теории ветрового сдвига, сгонка плазмы по вертикали с накоплением заряженных частиц на некоторой высоте обусловлена неоднородностью по высоте горизонтального ветра, а вклад собственно вертикальных движений плазмы мал вследствие малости величины вертикальной скорости.

Кроме того, образование  $E_s$  может быть обусловлено постоянными по высоте электрическими полями и нейтральными ветрами за счёт высотной зависимости степени замагниченности ионов (см. [18] и ссылки там).

Воздействие на высотное перераспределение заряженных частиц могут оказывать также такие движения нейтральной атмосферы, как внутренние гравитационные волны (ВГВ) и приливы [19].

В качестве ещё одной причины возникновения спорадических образований рассматриваются вихревые движения (турбулентность) нейтрального газа [16], действие которых сводится к турбулентному перемешиванию ионизации в узком слое толщиной в несколько километров и объясняет возникновение полупрозрачных  $E_s$  с небольшим отклонением электронной концентрации от фоновой, составляющим 10-20% [17], либо к действию вихрей, вытянутых в восточно—западном направлении, аналогично действию ветрового сдвига [2, 16].

В литературе обсуждаются и механизмы образования среднеширотного слоя *E*<sub>s</sub> за счёт ионизации потоками высокоэнергичных электронов, захваченных магнитным полем Земли [17].

Наблюдения, результаты которых приведены в данной работе, проводились, как правило, осенью, и наблюдавшиеся спорадические слои были не слишком интенсивными с  $N_s/N_0 \simeq 1.1 \div 2.2$  и, в основном, экранирующими. Предельная частота  $E_s f_{0E_s}$  почти всегда совпадала с частотой экранирования  $f_b$ . Измеренные значения вертикальной компоненты турбулентной скорости на высотах  $E_s$  составили не более 1 м·с<sup>-1</sup>.

Более подробно остановимся на некоторых механизмах образования  $E_s$ , которые, по нашему мнению, могли приводить к формированию слоёв, наблюдавшихся в экспериментах, результаты которых обсуждаются.

По-видимому, в нашем случае маловероятен механизм образования  $E_s$  за счёт вихревых движений нейтрального газа, поскольку наблюдались, в основном, спорадические слои экранирующего типа с  $f_b \simeq f_0$ , а сами турбулентные скорости и их сдвиги по высоте малы. Так, например, для 9 октября



Рис. 5. Временные вариации минутных значений вертикальной V и турбулентной V<sub>t</sub> скоростей в сеансе 13 час. 30 мин. 9.10.1991.

1990 г. сдвиг  $dV_t/dh$  составил порядка  $10^{-6}$  с<sup>-1</sup>.

К тому же в подавляющем большинстве измерений (см. также [14]) отмечаются быстрые колебания скорости турбулентных движений с характерным временем порядка и менее минуты, что, по-видимому, не способствует образованию долгоживущего слоя.

Ніпеs С. О. ещё в 1960 г. отметил, что ветровые сдвиги могут возникать вследствие перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) [21]. В настоящее время природа этих крупномасштабных неоднородностей ионизации в целом ясна и связывается с распространением внутренних гравитационных волн (ВГВ) в нейтральной атмосфере [19, 23]. Многими авторами неоднократно указывалось на существование связи между ПИВ и интенсивностью и высотой образования (или перемещения)  $E_s$  [22]. Наши собственные измерения скорости вертикального движения плазмы на высотах нижней ионосферы показали [23], что постоянно существуют и уверенно наблюдаются волновые движения с периодом от 5–10 минут до 4–5 часов (последняя величина обусловлена длительностью измерений). Не явились исключением и сеансы наблюдений спорадических слоев.

Кроме того, в работе [23] приводятся результаты измерений профиля электронной концентрации методом резонансного рассеяния одновременно с измерением скоростей вертикальных движений. Проанализировано временное изменение высот зарегистрированных на профилях  $N_e$  спорадических слоёв вблизи и ниже максимума регулярного E слоя. Показана их связь с вертикальными движениями нейтрального газа, в которые, в свою очередь, могут вносить значительный вклад распространяющиеся ВГВ.

Исходя из анализа приведённых данных и принимая во внимание изложенные выше соображения, можно полагать, что те спорадические слои, для которых высоты образования практически совпадали с высотой обращения в нуль вертикальной скорости, могли образоваться в результате сгонки заряженных частиц под действием ветрового сдвига, который, в свою очередь, может быть обусловлен неоднородностью горизонтального ветра по высоте или распространением ВГВ. Приведём некоторые оценки.

Вклад в вертикальный перенос горизонтального дрейфа плазмы легко оценить (см. [12]). Как известно, в нижней ионосфере плазма является пассивной примесью и, вследствие большой частоты соударений заряженных частиц с нейтралами, увлекается движением нейтрального газа. В результате при горизональных движениях нейтралов на высотах до 150 км возникает вертикальная составляющая движения плазмы со скоростью, определяемой, в основном, зональной и вертикальной составлящими скорости нейтрального ветра [23].

До высот порядка 130 км без учёта собственно вертикальной составляющей скорости нейтрального газа имеем

$$V_{iz} = V_{ez} = \beta_i V_x \sin \alpha, \tag{6}$$

где  $\beta_i = \Omega_H / \nu_i$ ,  $\Omega_H$  — гирочастота ионов,  $\nu_i$  — частота столкновений ионов с нейтральными частицами,  $\alpha$  — угол между магнитным полем и вертикалью,  $V_x$  — зональная компонента скорости ветра. Задавая значения  $V_x$ , согласно (6) можно оценить величину скорости вертикального дрейфа.

Расчёт по формуле (6) в диапазоне высот 60—130 км даёт вплоть до высот 100 км значения вертикальной скорости плазмы не более нескольких десятков см/с, а начиная с высоты 100 км её значение может достигать единиц м/с и более. Таким образом, на высотах более 100 км вертикальные движения плазмы во многом определяются горизонтальными движениями нейтральной компоненты.

Если для образования  $E_s$  в рамках теории ветрового сдвига требуются значения  $\frac{\partial V}{\partial x} \sim 10^{-2} \,\mathrm{c}^{-1}$  [2], то легко получить, что для  $h \sim 100$  км такой сдвиг будет соответствовать величине  $\frac{\partial V}{\partial x} \sim 10^{-4} \,\mathrm{c}^{-1}$ .

32

Сопоставим для первых шести сеансов измеренные с помощью АИС значения электронной концентрации  $N_s$  в максимуме слоя  $E_s$  и рассчитанные по соотношениям, полученным в рамках теории ветрового сдвига [2]. Согласно последней,

$$N_s = N_M = N_{M0}\sqrt{2\pi\delta}\,,\tag{7}$$

где  $\delta = \frac{\beta_i V_0 \tilde{\lambda}}{2\pi D_a}$  — известный в теории ветрового сдвига параметр в применении к периодически зависящей от высоты ветровой структуре,  $\beta_i = \Omega_H / \nu_i$ ,  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии на высоте E-слоя.

Принимая на высоте ~ 100 км значение  $D_a \simeq 1,2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \text{с}^{-1}$  и задавая значение концентрации металлических ионов в максимуме  $E_s N_{M0} \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ , получаем, что рассчитанные согласно данным АИС и формуле (8) значения  $N_s$  отличаются не более, чем на 20%.

В работе [25] нами был оценен вклад волновых движений в величину вертикальной скорости. Из анализа одновременных измерений V на шести высотах (см. рис. 3 в [25]) следует, что в мгновенные значения скорости этот вклад может быть весьма значительным и, в частности, 27 февраля 1991 г. он увеличивался с высотой от 0,4–1,8 м/с (на высоте 97 км) до 1–12 м/с (на высоте 117 км). При усреднении данных эти значения, естественно, уменьшаются.

Сдвиг по высоте зональной компоненты скорости, обеспечиваемый ВГВ, получается из приближённого дисперсионного соотношения [19]  $\frac{k_{rz}^2 V_z}{k_{rx}} \approx |\frac{\partial V_x}{\partial z}|$ , где ось x направлена вдоль волнового вектора  $\vec{k_r}$  гравитационной волны.

Используя для  $k_{rz}$ ,  $k_{rx}$ ,  $V_z$  правдоподобные значения  $k_{rx} = 3 \cdot 10^{-7}$  см<sup>-1</sup>,  $k_{rz} = 3 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-1</sup> и  $V_z = 10$  м/с, получим  $\frac{\partial V_x}{\partial z} \simeq 3 \cdot 10^{-2}$  с<sup>-1</sup>. В рамках теории ветрового сдвига для образования  $E_s$  требуются ветровые сдвиги порядка  $\sim 10^{-2}$  с<sup>-1</sup> [2]. Таким образом, достаточно интенсивные ВГВ с вертикальной компонентой скорости в несколько м/с могут создать необходимый для образования спорадического слоя E сдвиг вертикальной скорости движения плазмы по высоте.

Что касается второй кривой на рис. 3, то спорадические слои, зарегистрированные в этих сеансах измерений, по-видимому, не связаны с измеренными в эти же моменты времени скоростями вертикальных движений, а, возможно, сформировались ранее либо переместились с больших высот. Подобные перемещения спорадических слоёв под действием атмосферных волн наблюдались неоднократно [19, 22], об этом, в частности, сообщалось и в [23] для измерений, проведённых почти в тот же период времени. Отметим, что относительная концентрация металлических ионов, по крайней мере в четырёх случаях, была достаточно высока (более 50%).

Высокая корреляция вариаций скорости вертикальных движений и вертикальной компоненты турбулентной скорости (рис. 5) может, по нашему мнению, свидетельствовать о своеобразной локальной связи между ВГВ и турбулентностью и, в частности, о перемещении крупномасштабными вертикальными движениями областей с развитой турбулентностью на высоты выше турбопаузы (см. также [14]).

### 4. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Разработанный в НИРФИ метод исследования ионосферы с помощью создания искусственных периодических неоднородностей ионосферной плазмы применён для изучения среднеширотного спорадического слоя *E*. Предложена методика расчёта некоторых параметров *E*<sub>s</sub>.

На основе измеренных значений скорости вертикального движения плазмы рассчитаны эффективный коэффициент рекомбинации, относительное содержание метеорных и атмосферных ионов в  $E_s$ .

Рассмотрены вероятные механизмы образования спорадических слоёв на высотах 90-120 км. Экспериментально подтверждены основные положения теории ветрового сдвига об определяющей роли перераспределения ионизации под действием атмосферных ветров, обладающих градиентом скорости, в образовании E<sub>s</sub>:

1. В ряде сеансов Е<sub>s</sub> наблюдались на высотах, где скорость вертикального движения плазмы меняла знак, что соответствует механизму сгонки плазмы под действием ветрового сдвига.

2. Спорадические слои, зарегистрированные при отсутствии инверсии направления скорости, повидимому, не связаны с измеренными в эти же моменты времени скоростями вертикальных движений, а, возможно, сформировались ранее либо переместились с больших высот.

3. Слабые E<sub>s</sub> можно описывать в рамках фотохимического равновесия. Поправки, вносимые дивергенцией вертикальной скорости в величину эффективного коэффициента рекомбинации и концентрации ионов, не превышают 10-15%.

4. Результаты расчётов эффективного коэффициента рекомбинации подтверждают, что  $E_s$  образуется за счёт сгонки долгоживущих (металлических) ионов.

5. Оценки, сделанные на основе измерений скоростей вертикальных движений, показывают, что ВГВ могут реально обеспечить необходимые для формирования  $E_s$  ветровые сдвиги.

В настоящее время измерительный комплекс для исследований ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей значительно модернизирован, в частности: улучшено пространственновременное разрешение и осуществлена полная автоматизации процесса измерения амплитуд рассеянных сигналов и первичной обработки данных. Первые измерения, проведённые на базе нагревного стенда НИРФИ "Сура", показали, что использование высотного шага съёма данных  $\sim 1$  км открывает новые возможности метода. Так, в высотной зависимости времени релаксации ИПН обнаружены локальные максимумы, которые, по оценкам, могут быть обусловлены спорадическими слоями [26]. На наш взгляд, это позволяет предложить новый способ исследования Е<sub>s</sub> и, вероятно, его неоднородной структуры.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-05 - 15086).

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Whitehead J. D. //J. Atmos. and Terr. Phys. 1961. V. 20. P. 49.
- 2. Гершман Б. Н., Игнатьев Ю. А., Каменецкая Г. Х. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя Е на различных широтах. — М.: Наука, 1976. — 108 с.
- 3. Whitehead J. D. //J. Atmos. Terr. Phys. 1989. V. 51. № 5. P. 401.
- 4. Игнатьев Ю. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 4. С. 554.
- 5. Истомин В. Г. //ДАН СССР. 1961. Т. 136. № 5. С. 1102.
- 6. Иванов-Холодный Г. С., Данилов А. Д. //Космич. исслед. 1966. Т. 4. Вып. 3. С. 439.
- 7. Игнатьев Ю. А., Лисина Н. И. // Геомагнетизм и аэрономия. 1972. Т. 12. № 5. С. 843.
- 8. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Игнатьев Ю. А., Понятов А. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. T. 36. № 6. C. 36.
- 9. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гончаров Н. П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1991. Т. 31. № 2. C.381.
- 10. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. Вып. 10. C.497.
- 11. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гончаров Н. П., Толмачева А. В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. T. 35. № 4. C. 64.

- 12. Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Бубукина В.Н., Гончаров Н.П., Игнатьев Ю. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36. № 5. С. 120.
- 13. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 2. С. 91.
- Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Коротина Г. С. // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36. № 5. С. 180.
- 15. Нестеров В. П., Часовитин Ю. К. // Труды Института экспериментальной метеорологии. 1970. Вып. 16. С. 26.
- 16. Овезгельдыев О. Структура и механизм образования спорадического слоя *E* в средних широтах: Дис. ... докт. ф.-м. наук. Ашхабад, 1970. 236 с.
- 17. Чавдаров С. С., Часовитин Ю. К., Чернышева С. П., Шефтель В. М. Среднеширотный спорадический слой ионосферы. — М.: Наука, 1975. — 119 с.
- 18. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 527 с.
- 19. Гершман Б. Н., Григорьев Г. И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 1. С. 5.
- 20. Гершман Б. Н., Овезгельдыев О. // Изв. АН ТССР. Сер. физ.—хим., хим. и геол. наук. 1973. № 4. С. 35.
- 21. Hines C. O. // Canad. J. Phys. 1960. V. 38. № 11. P. 1441.
- 22. Шарадзе З. С. // Ионосферные исследования. 1969. № 17. С. 201.
- 23. Бенедиктов Е. А., Беликович В. В., Бахметьева Н. В., Толмачева А. В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37. № 5. С. 88.
- 24. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974. 256 с.
- 25. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Бубукина В. Н., Игнатьев Ю. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 3. С. 308.
- Беликович В. В, Бахметьева Н. В., Бубукина В. Н., Караштин А. А., Толмачева А. В. Исследование нижней ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. // Изв. ВУ-Зов. Радиофизика. 1998 (в печати).

Нижегородский

Поступила в редакцию 10 июня 1998 г.

научно-исследовательский радиофизический институт, Россия

### VERTICAL MOTIONS IN THE LOWER IONOSPHERE AND A SPORADIC E-LAYER

N. V. Bakhmet'eva, V. V. Belikovich, Yu. A. Ignat'ev, A. A. Ponyatov

A method of calculation of main characteristics of the sporadic E-layer is proposed. Effective recombination coefficient, relative concentration of metallic and atmospheric ions in the layer and time of its evaluation have been calculated. It is based on measurements of vertical plasma motion velocities carried out by the method of the resonance scattering of radiowaves on the artificial periodic inhomogeneities of the electron density. Contributions of internal gravity waves and turbulent motions on the sporadic layers formation are estimated. The characteristic values of the turbulent velocity measured by this method at turbopause height are presented. Possible mechanisms of the midlatitude sporadic E-layer formation at the height interval 90–120 km are considered. The experimental study confirmed main points of the wind shift theory about a principal role of the redistribution of ionization under the action of atmospheric winds, possessing vertical gradients of the velocity, during formation of the sporadic E-layer.

УДК 550.388.2

# АНАЛИЗ ОТКЛИКА КВ–РАДИОСИГНАЛА НА ВОЗМУЩЕНИЯ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, ВЫЗВАННЫЕ УДАРНО–АКУСТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ

# П. М. Нагорский

Проведён анализ формы отклика KB—радиосигнала, рассеянного на нестационарных возмущениях электронной концентрации  $N_e$ , которые образованы ударно—акустическими возмущениями в верхней атмосфере от ракет на активном участке траектории. Представлена типичная картина проявления в спектре сигнала наклонного доплеровского KB—зондирования дополнительных модов. Обсуждаются вопросы эволюции отклика сигнала при изменении условий проведения эксперимента.

#### введение

В последние 40÷50 лет весомый вклад в процесс формирования неоднородной структуры верхней атмосферы и ионосферы начало вносить антропогенное воздействие: запуски ракет [1÷4], мощные взрывы [5, 6], электромагнитное излучение [7]. Волновые возмущения, генерируемые непреднамеренными антропогенными воздействиями, имеют разнообразную природу, однако одним из наиболее энергонесущих типов возмущений верхней атмосферы до высот  $\sim 300$  км являются акустические и внутренние гравитационные волны [8÷10]. Предметом исследования данной работы является форма отклика КВ—сигнала (и её изменения), рассеянного на возмущениях электронной концентрации  $N_e$ , связанных с ударными акустическими волнами (*УАВ*) в области *F* ионосферы.

Этот тип возмущений отличается от других ионосферных возмущений тем, что при зондировании на KB-трассах средней протяжённости (~ 1000÷4000 км) его характерные размеры  $L_t$  вдоль фронта возмущения много больше радиуса первой зоны Френеля KB-радиоволны  $R_f \sim 3\div10$  км, а в направлении распространения акустического возмущения они становятся сопоставимыми между собой:  $L_n \sim R_f$ .

Регулярными источниками низкочастотных акустических волн являются атмосферные метеопроцессы и волнение океана. Более интенсивные акустические волны возникают при импульсном воздействии на атмосферу Земли сильных и катастрофических землетрясений, вулканической активности, крупных метеоритов и болидов, дуг полярных сияний [8 $\div$ 10]. Вероятность появления перечисленных импульсных источников весьма мала. Кроме того, все эти источники инфразвука (импульсные и непрерывные) расположены либо на земной поверхности и в нижних слоях атмосферы, либо в нижней ионосфере. Таким образом, ракеты, выводящие на орбиту космические аппараты, являются единственным источником интенсивных акустических волн, который находится непосредственно в области F ионосферы.

### 1. РЕГИСТРАЦИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ $N_e\,$ в отклике радиосигнала

Для анализа формы отклика сигнала на *УАВ* были использованы измерения, проводившиеся во время запусков пилотируемых кораблей "*Союз*", грузовых кораблей "*Прогресс*", межпланетных станций и других объектов. Все объекты были запущены при помощи ракет "*Союз*", "*Протон*" и "*Энергия*" с космодрома *Байконур* под углом наклона плоскости орбиты к плоскости экватора  $\alpha \sim 51,6^{\circ}$  и выведены на низкие околоземные орбиты порядка  $170 \div 260$  км.

Экспериментальные данные (более 50 запусков) были получены на интервале 1982–1997 гг. во время регистрации КВ-радиосигнала на трассах: Ашхабад-Томск, Ташкент-Томск, Душанбе-Томск, Алма-Ата-Томск. На ряде радиотрасс проводилось одновременное зондирование на нескольких частотах (от 2 до 4). За исключением трассы Душанбе-Томск, для остальных трасс точка пересечения плоскости радиотрассы с активным участком траектории движения ракеты находилась вблизи места поворота лучевой трубки, связывающей передатчик и приёмник (в области отражения). В качестве передающих устройств использовалась сеть радиовещательных станций КВ-диапазона, имеющих высокую относительную стабильность по частоте. Система *КВ*-трасс представлена на рис. 1а, на котором сплошные кривые есть дуги больших кругов, соединяющие передающие и приёмный пункты, а штриховая — активный участок траектории движения ракеты. Высота полета ракет при пересечении перечисленных радиотрасс лежит в следующих диапазонах: порядка 100 км для ракеты *"Энергия"*; от 140 до 200 км для ракеты *"Протон"* и около 190÷210 км для ракеты *"Союз"*. В ионосферу (на высоту порядка 100 км) эти ракеты входят спустя приблизительно 3÷4 мин после старта.



П. М. Нагорский

37

Представим типичную картину появления и эволюции отклика сигнала в частотно—временной области. Отклик сигнала на ионосферное возмущение начинается с появления в спектре сигнала дополнительного мода (модов), смещённого по частоте относительно основного (невозмущённого) мода. Во многих случаях вначале появляется дополнительный мод с положительным смещением частоты  $M^+$ . Моды  $M^+$  могут появляться как на некотором смещении по частоте от невозмущённого мода в спектре сигнала (затем дополнительное смещение по частоте плавно или скачком уменьшается), так и непосредственно на частоте невозмущённого мода. В последнем случае их смещение частоты вначале увеличивается, а затем начинает уменьшаться. В дальнейшем моды с положительным смещением частоты заменяются модами с отрицательными смещениями частоты  $M^-$ . Возможно также и практически одновременное появление дополнительных модов в спектре как с положительными, так и с отрицательных модов в спектре как с положительными, так и с отрицательных модов в спектре как с положительными, так и с отрицательных модов в спектре сигнала. Иллюстрацией вышеизложенному является рис. 16, на котором приведены данные, зарегистрированные во время ночного запуска 24.06.82 г. На этом рисунке по оси ординат отложено смещение частоты, по оси абсцисс — московское декретное время (МДВ), момент старта указан жирной стрелкой.

### 2. ФОРМЫ ОТКЛИКА КВ-СИГНАЛА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ УАВ

Приведённый пример не охватывает всех форм отклика сигнала в частотно—временной области. Согласно теоретическим исследованиям процессов распространения радиоволн, изменение числа принимаемых регулярных модов в спектре сигнала возможно только на чётное число [11, 12]. Таким образом, мод  $M^+$  в спектре сигнала должен иметь внутреннюю структуру. Для её выявления проведём многократный спектральный анализ одного и того же участка записи квадратурной компоненты сигнала с постепенно уменьшающейся длиной реализации  $T_r$  и переменным уровнем отсечки шумовой составляющей спектра сигнала (пьедестала спектра).

Пример реализации подобной процедуры приведён на рис. 2, на котором помещена серия спектрограмм с переменной  $T_r$ . Эта серия спектрограмм построена на тех же экспериментальных данных, что и рис. 16. Возмущение в спектре сигнала является непрерывным, каждый из модов, которые видны на рис. 16, расщепляется на два мода с незначительной временной задержкой. Эта задержка (~ 12 с для первых модов  $M^+$  и  $M^-$ , расщепление которых иллюстрируется рис. 2а) обусловлена распространением обеих магнитоионных компонент по близким, но всё же различным траекториям. Для сравнения, на этом же рисунке (б) приведена спектрограмма, полученная при  $T_r = 5$  с во время дневного запуска.

Анализ частотно—временной формы возмущения, проведённый для не имеющих разрывов модов в спектре, показал, что она имеет форму, близкую к несимметричной M-образной. Такая форма обусловлена следующими обстоятельствами. Сдвиг частоты пропорционален скорости изменения отклонения электронной концентрации от невозмущённого значения. Форма возмущений в нейтральном газе и электронной концентрации имеет N-образный вид [13]. Поэтому при рефракции КВ—радиоволн на движущемся N-образном возмущении  $N_e$  смещение частоты вначале должно быть положительным из-за отражения от приближающегося к невозмущённой лучевой трубке возмущения  $N_e$ , затем — отрицательным из—за рефракции радиоволн на пологой части N-волны, которое снова сменяется положительным смещением частоты при отражении радиоволны от заднего фронта N-волны. Следует отметить, что эта картина носит качественный характер и может существенно исказиться при учете естественной неоднородности области F ионосферы.

Для экспериментальных данных, зарегистрированных в освещённое время суток, характерной чертой является существование разрывов между модами  $M^+$  и  $M^-$ , а также отсутствие в ряде случаев мода  $M^+$  либо мода  $M^-$ . Анализ причин появления модов с разрывами показал [3], что их существование обусловлено следующими двумя основными факторами:
- кривизной переднего, а в ряде случаев также и заднего, фронтов УАВ, что приводит к дополнительной расходимости отраженного сигнала и потере мода вследствие его малой интенсивности на фоне шумовой составляющей спектра;
- попаданием части энергии в межслоевые ионосферные каналы или её высвечиванием из полости "Земля—ионосфера"после рефракции радиоволн на возмущении N<sub>e</sub>, связанном с ударной волной.

В первом случае для части экспериментальных данных, используя спектральный анализ с переменной длиной реализации и переменным уровнем отсечки шумовой составляющей спектра сигнала, удаётся установить, что амплитуда дополнительных модов в спектре сигнала уменьшается до уровня, сопоставимого с уровнем шумов, а сами моды являются непрерывными и относятся, таким образом, к *М*-типу.

Во втором случае динамика модов в спектре по своему виду аналогична динамике модов, которая зарегистрирована при прохождении через приёмный пункт каустической поверхности, отделяющей зону молчания от зоны существования регулярного сигнала. Характерной чертой является то, что после (до) прохождения каустической поверхности амплитуда того компонента мода в спектре, который имеет большее абсолютное значение смещения частоты, резко падает (возрастает) и он исчезает из спектра. По своей сути эта компонента дополнительного мода есть аналог верхнего луча, или луча *Педерсена*. Для мода  $M^-$  отличие луча *Педерсена* в отклике сигнала от луча *Педерсена* в естественных условиях заключается в том, что эта компонента мода  $M^-$  является зеркальным отражением (относительно временной оси) утренней фокусировки сигнала на краю мёртвой зоны. Типичный пример приведён на рис. За. Подчеркнём, что в естественных условиях подобная форма частотно—временного отклика сигнала не встречается: утренняя и вечерняя фокусировки сигнала являются аксиально симметричными [11].

Наиболее сложные формы отклика сигнала зарегистрированы при приближении частоты зондирования к максимально применимой для данной трассы частоте  $f_{M\Pi 4}$ . В этом случае возможно появление отклика сигнала, представляющего собой символ  $\infty$ . Рассмотрим экспериментальные данные, иллюстрирующие превращение несимметричного M-образного профиля вариаций частоты в профиль типа  $\infty$ .

На рис. Зб представлены спектрограммы, полученные при зондировании *УАВ* на трассе Алма-Ата-Томск 10.09.88 г. При приближении частоты зондирования к максимально применимой происходит неравномерное перемещение по временной оси и трансформация формы модов  $M^+$  и  $M^-$ . Процесс происходит в несколько этапов. На начальном этапе увеличение частоты приводит к "развороту"компонент мода  $M^+$ , обозначенных стрелками А, Б (чем больше смещение частоты, тем больше становится запаздывание), моды  $M^-$  начинают смещаться по временной оси в сторону меньших времён, одновременно приобретая характерную "яйцеобразную" форму (см. рис. 36). Дальнейшее увеличение частоты (следующий этап) приводит к тому, что компоненты мода  $M^+$  (стрелки А, Б) меняются местами между собой, один из модов  $M^+$  практически исчезает, начинает формироваться разрыв между модами  $M^+$  от заднего фронта. На последнем этапе (когда произошёл переход через максимально применимую частоту трассы) мод  $M^+$  от переднего фронта соединяется с модом  $M^+$  от заднего фронта и кольцо замыкается. Появление второго кольца обусловлено анизотропностью ионосферной плазмы — независимым распространением магнитоионных компонент. В итоге, на фоне рассеянного сигнала появляется фигура, представленная на нижнем рис. 36.

Оценим частотный диапазон  $\Delta f_t$ , в котором возможно появление данного класса частотных вариаций. Поскольку эффект появляется тогда, когда частота зондирования фактически совпадает с максимально применимой для данной трассы частотой, и учитывая, что на той же трассе при меньшей частоте зондирования зарегистрирован отклик сигнала, близкий к *M*-образному, получим:  $\Delta f_t \leq 0.02 f_{\text{MIII}}$ .

П.М.Нагорский

Воздействие ударной волны на распределение электронной концентрации в ионосфере приводит к появлению как выпуклых, так и вогнутых изоуровней  $N_e$ . Последнее, при благоприятном стечении обстоятельств, может привести к появлению эффекта, аналогичного эффекту "шепчущей галереи-[14]. Поскольку распределение  $N_e$  является нестационарным, то n-кратное отражение KB—радиоволн от вогнутого изоуровня  $N_e$ , связанного с пологой частью N-волны, приведёт к появлению в спектре сигнала мода, модуль смещения частоты которого в  $\sim n$  раз больше модуля смещения частоты мода, однократно отражённого от возмущения электронной концентрации. Схема, иллюстрирующая появление на приёмном конце трассы многократно отражённых модов, приведена на рис. 4а. Анализ экспериментальных данных показал, что такие ситуации при воздействии *У*АВ на ионосферный KB—канал реально существуют. Пример регистрации в спектре сигнала нескольких модов с отрицательными, почти равными между собой смещениями частоты приведён на рис. 4б (стрелки с буквами А, Б, В).



Рис. 3.





# 3. ИНТЕРВАЛ РЕГИСТРАЦИИ РАССЕЯННОГО СИГНАЛА

Анализ экспериментальных данных показал, что тип ракеты, ориентация плоскости трассы относительно плоскости движения ракеты, длина радиотрассы сравнительно слабо влияют на изменение временных параметров. Основной вклад вносит суточный и сезонный ход. Вместе с тем, данные характеризуются значительной дисперсией, которая во много раз превосходит погрешность снятия данных. Основными факторами дисперсии оценок являются многолучёвость КВ-канала и внешние (геофизические) условия. Разновременность появления элементов возмущения в спектре сигнала, причиной которой является многолучёвость КВ-канала, приводит к тому, что регистрируемые в спектре сигнала

1999

элементы возмущения, типичные примеры которых рассмотрены выше, находятся на разных стадиях эволюции.

Среднее время воздействия отдельного возмущения от *УАВ* на лучевую трубку, связывающую передатчик и приёмник, невелико и по всем данным составляет  $\tau \sim 3$  мин со среднеквадратичным отклонением  $\sigma \sim 1,9$  мин. Это время возрастает в случае, если КВ—канал является многолучевым, и появление в спектре элементов возмущения фиксируется с временной задержкой. В дневных условиях минимальные средние значения  $\tau \sim 2$  мин ( $\sigma \sim 1,25$  мин) зарегистрированы зимой, в равноденствие —  $\tau \sim 2,5$  мин ( $\sigma \sim 1,8$  мин), а летом —  $\tau \sim 3$  мин ( $\sigma \sim 1,6$  мин). В ночных условиях  $\tau$  увеличивается до значений порядка 4,7 мин зимой и 4,2 мин летом.

Время существования модов  $M^+$  (порядка 0,8 мин) в среднем почти в три раза меньше, чем модов  $M^-$  (порядка 2,2 мин). Это говорит о том, что форма возмущения электронной концентрации *УАВ* явно асимметрична: фаза сжатия N—волны короче фазы разряжения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Рассмотренные варианты отклика сигнала в частотно-временной области являются основными элементами, из которых складывается реальный отклик. Он может включать в себя как один, так и несколько элементов одного или разных типов, смещённых и (или) растянутых (сжатых) по временной и (или) частотной осям.

2. В естественных условиях отклики сигнала, подобные отклику на *УАВ*, не регистрируются. Последнее связано с тем, что в естественных условиях в ионосферной плазме отсутствуют возмущения с временными масштабами  $\tau \sim 3$  мин, форма которых была бы близка к N—образному профилю, характерному для ударно—акустических волн.

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. Карлов В. Д., Козлов С. И., Ткачев Г. Н. // Космические исследования. 1980. Т. 18. Вып. 2. С. 266.
- 2. Cotten D. E., Donn W. L., Oppenheim A. // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1971. V. 26. № 1–4. P. 1496.
- 3. Нагорский П. М., Таращук Ю. Е. //Изв. ВУЗов. Физика. 1993. Т. 36. № 10. С. 98.
- 4. Ерущенков А.И., Пономарев Е.А., Сорокин А.Г. // Исслед. по геомагнетизму, аэрон. и физ. Солнца. 1995. № 103. С. 85.
- 5. Альперович Л. С., Вугмейстер Б. О. и др. // Докл. АН СССР. 1983. Т. 269. № 3. С. 573.
- 6. Blanc E. // Radio Sci. 1984. V. 19. P. 653.
- 7. Васьков В. В., Комраков Г. П., Ораевский В. Н. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 1. С. 154.
- Голицын Г. С., Чунчузов Е. П. //Полярные сияния и свечение ночного неба: Сб. ст. М.: Наука, 1975. № 23. С. 5.
- 9. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
- 10. Пономарев Е. А., Ерущенков А. И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1977. Т. 20. С. 1773.
- 11. Ипатов Е.Б., Лукин Д.С., Палкин Е.А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1990. Т. 33. С. 562.
- 12. Орлов Ю. И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1977. Т. 20. С. 1669.
- 13. Нагорский П. М. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 11. С. 66.
- 14. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 243 с.

П. М. Нагорский

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете, г.Томск, Россия Поступила в редакцию 24 апреля 1998 г.

# THE ANALYSIS OF THE REPERCUSSION OF THE HF–RADIOWAVES ON DISTURBANCES OF THE IONOSPHERIC PLASMA CAUSED BY SHOCK–ACOUSTIC WAVES

P. M. Nagorsky

A form of the HF-radiosignal response, diffused on non-stationary disturbances of electronic concentration  $N_e$  has been analyzed. The non-stationary disturbances of electronic concentration  $N_e$  are formed by shock-acoustic disturbances in the upper atmosphere from rockets at an active line of the trajectory. A typical picture of the additional modes manifestation in a spectrum of signal of inclined dopler of HF-sounding is showed. The questions of evolution of a signal response under different of conditions of the experiment realization are discussed.



Рис.2.

### УДК 537.52.77:502.614.7

# НАЗЕМНОЕ ТЕРМИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

# А. П. Наумов, Н. Н. Ошарина, А. В. Троицкий

На основе тензорного уравнения переноса нисходящего радиоизлучения в слабоанизотропной среде и обобщённого анализа условий формирования этого радиоизлучения сформулирован единый подход к решению задачи о восстановлении профилей температуры в широком интервале высот — от приземного слоя до мезосферы — из наземных измерений теплового радиоизлучения в спин—вращательной полосе молекулярного кислорода, центрированной к длине волны 5 мм, с помощью радиометрической аппаратуры различного спектрального разрешения. Возможности дистанционного зондирования проиллюстрированы результатами восстановления температуры в пограничном слое и тропосфере из натурных радиометрических измерений атмосферного радиоизлучения и примерами численного моделирования радиометрического эксперимента для верхних слоёв атмосферы. Обсуждаются тенденции развития наземных дистанционных методов зондирования температуры.

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Задача восстановления высотных профилей температуры из измерений нисходящего радиоизлучения в спин—вращательных линиях O<sub>2</sub>, приходящихся на миллиметровые радиоволны, решалась для приземного слоя атмосферы [1], для тропосферы [2—6], нижней и средней стратосферы [7], а также верхней стратосферы и нижней мезосферы [8, 9]. Возможности дистанционного определения температуры в столь протяжённом высотном интервале основаны, с одной стороны, на высокой стабильности содержания молекулярного кислорода в атмосфере, интенсивность радиоизлучения которого существенно зависит от температуры среды, а с другой стороны, на возможности реализации в этом диапазоне высокочувствительных приёмников со спектральным разрешением от тысяч до единиц мегагерц, что необходимо для селекции радиоизлучения, приходящего из различных слоев.

Перечисленные задачи [1–9] решались разными авторскими коллективами, и полученные результаты опубликованы в ряде журналов и трудов конференций. Эти обстоятельства приводят к тому, что указанные задачи воспринимаются как отдельные (автономные) задачи. Между тем, общими для этих задач являются механизм переноса радиоизлучения в полосе спин—вращательного спектра  $O_2$ , центрированного к длине волны  $\lambda=5$  мм, а следовательно, и природа ядер соответствующих обратных задач, несмотря на то, что в различных высотных интервалах проявляются специфические формы их описания (разрешение спектральных линий в полосе  $O_2$  и влияние геомагнитного поля в стратосфере и мезосфере, перекрытие линий в нижних слоях атмосферы и т. п.).

Однако если исходить из более общей (тензорной) формы уравнения переноса излучения для слабо анизотропной среды [10], то все перечисленные выше случаи дистанционного зондирования (ДЗ) описываются указанным уравнением, а уравнения, которые обычно используются для нижних слоёв атмосферы, получаются как некоторые предельные выражения. В данной статье излагается единый взгляд на проблему радиометрического дистанционного зондирования температуры с поверхности Земли, от приземного слоя до верхних слоев атмосферы, который сформировался на основе опыта и результатов решения данной задачи в НИРФИ. Подобный подход вместе с обобщением всех основных результатов по проблеме, содержащихся в литературе, позволяет проследить и тенденции развития наземных дистанционных методов зондирования температуры.



Рис. 1. Спектральная зависимость радиояркостной температуры при наземных радиометрических наблюдениях в зенит в полосе O<sub>2</sub> λ=5 мм для средней модели атмосферы.

#### 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ АТМОСФЕРЫ В ПОЛОСЕ О $_2~\lambda=5$ ММ

Полоса поглощения O<sub>2</sub>, центрированная к длине волны  $\lambda = 5$  мм, состоит из 49 достаточно интенсивных спин—вращательных линий с азимутальным квантовым числом  $K \leq 49$ . Ширины этих спектральных линий вблизи поверхности Земли составляют  $\sim 1$  ГГц, в то время как среднее расстояние между центрами линий  $\sim 0.5$  ГГц. Следствием отмеченного обстоятельства является перекрытие спектральных линий в нижних слоях атмосферы. Перекрывающиеся линии и образуют рассматриваемую полосу поглощения O<sub>2</sub>. Линии кислорода разрешаются на высотах  $h \geq 20$  км, где атмосферное давление уменьшается до величин  $\sim 40$  мм рт. ст. Наибольшее количество линий O<sub>2</sub> (около 20) сосредоточено в области частот  $\nu \approx 55 \div 65$  ГГц. На области  $\nu \approx 45 \div 55$  ГГц и  $\nu \approx 65 \div 75$  ГГц приходится по 14÷15 спектральных линий. Оптическая толщина атмосферы  $\tau$  возрастает в длинноволновом участке полосы от значений  $\sim 0.3$  на частоте  $\nu \approx 50$  ГГц до величин  $\sim 3$  при  $\nu \approx 55$  ГГц. В центре полосы  $\lambda=5$  мм значения  $\tau$  существенно превышают единицу:  $\tau \approx 10\div 45$ . На коротковолновом склоне полосы O<sub>2</sub> оптическая толщина уменьшается от указанных значений, становясь порядка 0,3.

Монотонный характер изменения оптической толщины на склонах полосы нарушается её возрастанием в центрах некоторых расположенных здесь линий. Характер спектральной зависимости оптической толщины в полосе  $O_2 \lambda = 5$  мм определяет и спектральную зависимость радиояркостной температуры в этой полосе (см. рис. 1). Однако в центре полосы  $\lambda = 5$  мм вклад отдельных линий в радиояркостную температуру атмосферы экранируется большим поглощением в нижних слоях атмосферы, и разрешающиеся резонансы в радиоизлучении проявляются только на склонах полосы  $O_2 \lambda = 5$  мм.

Из изложенных общих сведений о радиоизлучении атмосферы в полосе  $O_2 \lambda = 5$  мм следуют уже известные возможности постановки обратных задач для определения высотных профилей температуры:

— в пограничном слое атмосферы (высоты  $h \le 0.5$  км) — по характеристикам радиоизлучения в центральной части полосы  $O_2 \lambda = 5$  мм;

— в тропосфере (высоты  $h \approx 0.5 \div 7$  км) — по характеристикам радиоизлучения на склонах полосы

А. П. Наумов, Н. Н. Ошарина, А. В. Троицкий

1999

 $O_2;$ 

— в стратосфере и нижней мезосфере (высоты  $h \approx 35 \div 55$  км) — по характеристикам радиоизлучения в разрешающихся резонансах  $O_2$ .

Из условий формирования радиоизлучения в перечисленных спектральных областях вытекают и требования к разрешающей способности приёмной радиометрической аппаратуры (см. раздел 4).

# 2. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Уравнение переноса в случае слабоанизотропной среды для нисходящего радиоизлучения имеет следующую тензорную форму:

$$\frac{d\hat{I}}{ds} = \hat{A}\hat{I} + \hat{I}\hat{A}^* - 2\hat{A}B(T), \qquad (1)$$

где

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}, \qquad \hat{I} = \begin{pmatrix} I_{11} & I_{12} \\ I_{21} & I_{22} \end{pmatrix} -$$
(2)

матрицы когерентности соответственно поглощения и интенсивности излучения, используемые для характеристики частично поляризованного излучения [11], B(T) — функция Планка.

Матрица  $\hat{A}^*$  является эрмитово сопряженной с матрицей  $\hat{A}$ .

Соотношение (1) получается непосредственно из уравнений Максвелла, когда тензор магнитной проницаемости  $\mu_{ij} = \mu_0(1 + \chi_{ij}), \chi_{ij} \ll 1$ . Уравнение (1) в полном виде используется для постановки обратной задачи термического зондирования атмосферы в узких спектральных линиях с учётом влияния на излучение магнитного поля Земли. В отсутствие анизотропии, когда  $a_{12} = a_{21} = 0$  и  $a_{11} = a_{22} = \gamma/2, I_{12} = I_{21} = 0$  и  $I_{11} = I_{22} = I$ , уравнение (1) переходит в известное соотношение для нижних слоёв атмосферы

$$\frac{dI(s)}{ds} = \gamma(s) I(s) - \frac{2k\nu^2}{c^2} \gamma(s) T(s).$$
(3)

Здесь  $\gamma$  — коэффициент молекулярного поглощения атмосферы (рассматриваются безоблачные ситуации либо ситуации, когда вкладом облаков в общее радиоизлучение атмосферы можно пренебречь), k —- постоянная Больцмана, c — скорость света, элемент пути ds направлен от поверхности Земли. В (3) функция Планка записана в приближении Рэлея—Джинса.

Для нисходящего излучения можно использовать граничные условия в следующем виде: для (1)

$$I_{11}(H_L) = I_{22}(H_L) = \operatorname{Re} I_{12}(H_L) = \operatorname{Im} I_{12}(H_L) = 0, \qquad (4)$$

для (3)

$$I(H_L) = 0. (5)$$

На самом деле интенсивность излучения на верхней границе атмосферы  $H_L$  равняется интенсивности реликтового излучения  $I_s$ . Поэтому в решениях (6)–(8), (11) добавляется слагаемое, которое характеризует ослабленное толщей атмосферы излучение  $I_s$ . Однако указанным членом можно пренебречь по сравнению с ошибками радиометрических измерений из-за сильного ослабления атмосферой реликтового излучения в полосе  $O_2 \lambda = 5$  мм.

Конкретные виды матриц  $\hat{A}$  и  $\hat{I}$  приведены в [12]. В [9] рассмотрена система дифференциальных уравнений, соответствующая выражению (1). С учётом результатов [9], здесь мы ограничимся лишь конечными выражениями для решений (1) в терминах радиояркостных температур атмосферы (т. е. в приближении Рэлея—Джинса) в двух предельных случаях:

а) для наблюдения в зенит на магнитном экваторе (угол между направлением распространения излучения и магнитным полем Земли  $\theta_H = 90^\circ$ )

$$\hat{T}_{\mathfrak{n}} = \begin{pmatrix} T_{\mathfrak{n}11} & 0\\ 0 & T_{\mathfrak{n}22} \end{pmatrix},$$

$$T_{\mathfrak{n}11} = \int_{0}^{H} T(h) [\gamma_{\sigma_{+}} + \gamma_{\sigma_{-}} + \gamma_{O_{2}}' + \gamma_{\mathfrak{n}n}] \exp\left(-\int_{0}^{h} (\gamma_{\sigma_{+}} + \gamma_{\sigma_{-}} + \gamma_{O_{2}}' + \gamma_{\mathfrak{n}n}) dh'\right) dh, \qquad (6)$$

$$T_{g22} = \int_{0}^{H} T(h) \left[ \gamma_{\pi} + \gamma'_{O_2} + \gamma_{B\Pi} \right] \exp\left( -\int_{0}^{h} (\gamma_{\pi} + \gamma'_{O_2} + \gamma_{B\Pi}) dh' \right) dh,$$
(7)

б) для наблюдения в зенит на магнитном полюсе ( $heta_{H}=0^{\circ}$ )

$$\hat{T}_{\mathfrak{n}} = \begin{pmatrix} T_{\mathfrak{n}11} & iT_{\mathfrak{n}12} \\ -iT_{\mathfrak{n}12} & T_{\mathfrak{n}11} \end{pmatrix},$$

$$T_{\rm g11} = \frac{1}{2} \Biggl\{ \int_{0}^{H} T(h) [2\gamma_{\sigma_{+}} + \gamma_{\rm O_{2}}' + \gamma_{\rm B\Pi}] \exp\left(-\int_{0}^{h} (2\gamma_{\sigma_{+}} + \gamma_{\rm O_{2}}' + \gamma_{\rm B\Pi}) dh'\right) dh + \\ + \int_{0}^{H} T(h) [2\gamma_{\sigma_{-}} + \gamma_{\rm O_{2}}' + \gamma_{\rm B\Pi}] \exp\left(-\int_{0}^{h} (2\gamma_{\sigma_{-}} + \gamma_{\rm O_{2}}' + \gamma_{\rm B\Pi}) dh'\right) dh \Biggr\},$$
(8)

$$T_{\rm g12} = \frac{1}{2} \Biggl\{ \int_{0}^{H} T(h) [2\gamma_{\sigma_{+}} + \gamma_{\rm O_{2}}' + \gamma_{\rm B\Pi}] \exp\left(-\int_{0}^{h} (2\gamma_{\sigma_{+}} + \gamma_{\rm O_{2}}' + \gamma_{\rm B\Pi}) dh'\right) dh - \int_{0}^{H} T(h) [2\gamma_{\sigma_{-}} + \gamma_{\rm O_{2}}' + \gamma_{\rm B\Pi}] \exp\left(-\int_{0}^{h} (2\gamma_{\sigma_{-}} + \gamma_{\rm O_{2}}' + \gamma_{\rm B\Pi}) dh'\right) dh \Biggr\}.$$
(9)

В соотношениях (6)–(9)  $\gamma_{\sigma\pm}$ ,  $\gamma_{\pi}$  — коэффициенты поглощения зеемановских  $\sigma_{\pm}$ ,  $\pi$  компонент рассматриваемой линии кислорода [12, 13],  $\gamma'_{O_2}$  — коэффициент поглощения в кислороде кроме поглощения в рассматриваемой линии,  $\gamma_{вп}$  — коэффициент поглощения водяного пара.

Задача дистанционного зондирования верхних слоев атмосферы с поверхности Земли решается обычно в области одной из наиболее интенсивных разрешающихся линий полосы О<sub>2</sub>  $\lambda$ =5 мм — в области резонанса 27\_ [8, 9]. Резонансная частота этой линии  $\nu_{27_{-}} = 53066,80$  МГц. При наличии анизотропии в среде радиояркостная температура атмосферы определяется соотношением

$$T_{\mathfrak{g}}(\alpha) = T_{\mathfrak{g}11} \cos^2 \alpha + T_{\mathfrak{g}22} \sin^2 \alpha \,, \tag{10}$$

где  $\alpha$  — угол с осью координат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения радиоизлучения.

Решение уравнения (3) в приближении Рэлея-Джинса имеет хорошо известный вид:

$$T_{\mathfrak{s}} = \int_{0}^{H_{L}} T(s) \,\gamma(s) \exp\left(-\int_{0}^{s} \gamma(s') ds'\right) ds \,. \tag{11}$$

А. П. Наумов, Н. Н. Ошарина, А. В. Троицкий

Соотношения (6)-(11) можно записать в более общем виде:

$$T_{\mathfrak{H}} = \int_{0}^{H_{L}} T(s) K(\nu, s) \, ds \,. \tag{12}$$

Уравнение (12) представляет собой интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода (см. раздел 5) для определения высотного профиля температуры. В качестве исходной характеристики при решении обратной задачи часто используется также уравнение для вариаций радиояркостных температур. Для тропосферы это уравнение получено в [14, 15]:

$$\delta T_{\mathfrak{g}} = \int_{0}^{H_{L}} \{\delta T(s)\,\bar{\gamma}(s) + \delta\gamma(s)\,[T(s) - T_{\mathfrak{g}}(s)]\} \exp\left(-\int_{0}^{s} \bar{\gamma}(s')ds'\right)ds\,. \tag{13}$$

В (13) вариации  $\delta T_{\mathfrak{n}} = T_{\mathfrak{n}} - \overline{T_{\mathfrak{n}}}, \delta T(s) = T(s) - \overline{T}(s), \delta \gamma(s) = \gamma(s) - \overline{\gamma}(s),$  где  $\overline{T_{\mathfrak{n}}}, \overline{\gamma}(s), \overline{T}(s)$  — средние значения соответствующих величин,

$$T_{\mathfrak{s}}(s) = \int\limits_{s}^{H_{L}} T(s') \gamma(s') \exp\left(-\int\limits_{s}^{s'} \gamma(s^{''}) ds^{''}\right) ds'$$

# 3. ОСОБЕННОСТИ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОЛОСЕ О<br/>2 $\lambda{=}5~{\rm MM}$

На рис. 2 представлены ядра  $K(\nu, s)$  уравнения (12) для ряда частот, которые принадлежат спинвращательной полосе  $O_2 \lambda = 5 \text{ мм} (\nu \sim 60 \Gamma \Gamma \mu)$  и которые либо уже используются практически в действующих радиометрических системах наземного зондирования [1-6], либо являются перспективными для подобного использования при зондировании верхних слоёв атмосферы [8, 9].

Расчёты коэффициентов молекулярного поглощения, которые определяют ядра уравнения (12), выполнялись в нижних слоях атмосферы с учётом последних экспериментальных данных. Дискуссия расчётных формул и критерии выбора их на основе физических представлений о механизмах взаимодействия радиоизлучения со средой изложены в [16]. Расчёт коэффициентов поглощения зеемановских компонент O<sub>2</sub> выполнялся согласно общим принципам расчёта соответствующих компонент [12].

Из рис. 2 видно, что на частоте  $\nu \approx 60$  ГГц зондируется пограничный слой атмосферы до высот  $h \approx 0.5$  км; на  $\nu = 53,5$  ГГц, 54,5 ГГц, 55 ГГц содержится информация о температурном режиме тропосферы; при зондировании на частотах  $\nu = 53,0633$  ГГц, 53,0668 ГГц с помощью аппаратуры высокого спектрального разрешения ( $\delta \nu \leq 1$  МГц) получаются сведения о распределении температуры на высотах порядка  $35 \div 55$  км. Эти выводы, сделанные на основе анализа ядер интегрального уравнения (12), разумеется, хорошо согласуются с представлениями об условиях формирования атмосферного радиоизлучения в полосе  $O_2 \lambda = 5$  мм по данным об оптической толщине атмосферы (см. раздел 1).

На рис.2 представлены ядра уравнения (12) для случая ДЗ атмосферы в зенитном направлении. Аналогичные зависимости могут быть получены для любого зенитного угла (или угла места) ДЗ. Здесь важно отметить то обстоятельство, что угломестное и спектральное зондирования в полосе  $\lambda = 5$  мм, в принципе, эквивалентны при соответствующем выборе частот и углов зондирования, но многоканальное зондирование в одном направлении (например, в зенит) позволяет получать информацию из определённого пространственного объёма, и в этом случае уменьшается возможное влияние пространственных неоднородностей на результаты радиометрических измерений.

Специфику постановки (и решения) задачи ДЗ температуры, наряду с видом ядер, характеризуют также величины вариаций яркостных температур в зависимости от вариаций температуры атмосферы и значения нелинейной части исходных уравнений. Вариации яркостных температур  $\delta T_{\rm s}$  являются радиооткликом атмосферы на изменения температуры в различных слоях. Знание вариаций  $\delta T_{\rm s}$  важно для оценок необходимых точностей  $\delta T_{\rm p}$  радиометрических измерений атмосферного излучения, поскольку радиометрические измерения лишь с погрешностью  $\delta T_{\rm p} < \delta T_{\rm s}$  обладают информационной ценностью.



Рис. 2. Ядра  $K(\nu, h)$  уравнения (12):  $\nu = 53,0668$  ГГц (сплошная линия),  $\nu = 53,0633$  ГГц (пунктир),  $\nu = 53$  ГГц (кружки),  $\nu = 54,5$  ГГц (кресты),  $\nu = 55$  ГГц (треугольники), = 60 ГГц (штрихпунктир).

Вариации интенсивности радиоизлучения пограничного слоя при известном значении приземной температуры  $T_0$  в центре полосы  $O_2$  невелики. Они составляют доли градуса [1]. Количественные значения вариаций радиояркостных температур при тропосферном зондировании на склоне полосы  $\lambda$ =5 мм рассматривались в [15]. Значения  $\delta T_{\rm s}$  ( $\theta = 0^{\circ}$ ) в диапазоне частот 53÷55 ГГц составляют 2÷4 К для среднеклиматических вариаций температуры. При приёме радиоизлучения аппаратурой высокого спектрального разрешения в резонансах  $O_2$  на склоне полосы поглощения вариации  $\delta T_{\rm s}$  за счёт дневных вариаций профиля температуры, моделируемых в слое 20÷80 км, составляют ~ 2 К [17].

Реализующиеся в настоящее время точности радиометрических измерений в миллиметровом диапазоне волн рассмотрены в разделе 4.

О нелинейности интегрального уравнения (12). Задача ДЗ пограничного слоя является практически линейной, т. к. температуру вблизи поверхности Земли можно считать известной, а излучение формируется в слое порядка нескольких сотен метров, где коэффициент поглощения мало изменяется с высотой.

Нелинейная часть задачи ДЗ тропосферы, как следует из (13), оценивается из соотношения

$$I_{\rm T} = \frac{1}{\cos\theta} \int_{0}^{H} \delta\gamma(h) \left[T(h) - T_{\mathfrak{g}}(h)\right] \exp\left(-\frac{1}{\cos\theta} \int_{0}^{h} \bar{\gamma}(h') dh'\right) dh$$
(14)

В (14) использовано плоско-слоистое приближение  $ds = \sec \theta \, dh$ . Расчёты показали, что среднеквадратичные значения  $I_{\rm T}$  на склонах полосы O<sub>2</sub>  $\lambda$ =5 мм составляют порядка 0,3÷0,4 К при  $\theta = 0^{\circ}$ , порядка 0,1 К при  $\theta = 60^{\circ}$  и менее 0,1 К для зенитных углов

 $\theta > 60^{\circ}$ . Из сравнения полученных значений  $I_{\rm T}$  с ошибками радиометрических измерений  $\delta T_{\rm p}$ , приведёнными в разделе 4, видно, что величинами  $I_{\rm T}$  можно пренебречь, т. е. задача термического зондирования тропосферы является квазилинейной задачей.

В отличие от ДЗ пограничного слоя и тропосферы, задача восстановления температуры в верхних слоях атмосферы является принципиально нелинейной задачей. В [17] показано, что относительные

вариации радиояркостной температуры в центре линии О<sub>2</sub> 27<sub>-</sub> ( $\nu = 53,0668$  ГГц) связаны с относительными вариациями кинетической температуры соотношением

$$\frac{d\Delta T_{\mathfrak{n}}}{\Delta T_{\mathfrak{n}}} \approx \frac{5\,dT}{T}\,,\tag{15}$$

где  $\Delta T_{\rm s}$  — превышение радиояркостной температуры атмосферы в резонансе линии над соответствующим фоном.

### 4. АППАРАТУРА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Радиометрическая аппаратура термического зондирования различных высот атмосферы делится на три класса, в соответствии с физическими условиями формирования спектральных линий спин— вращательной полосы поглощения  $O_2 \lambda = 5$  мм:

— спектральные (6—8 каналов) радиометры высокого разрешения  $\delta \nu \approx 1 \div 3$  МГц для зондирования стратосферы и мезосферы в разрешающихся резонансах полосы O<sub>2</sub>  $\lambda$ =5 мм [8, 18];

— спектральные (4—5 каналов) радиометры среднего разрешения  $\delta \nu = 200 \div 300$  МГц для зондирования тропосферы на склоне полосы поглощения О<sub>2</sub>  $\lambda$ =5 мм в диапазоне 53÷58 ГГц [6, 19, 20];

— широкополосные одноканальные радиометры  $\delta \nu \approx 2 \div 4 \Gamma \Gamma \mu$  для зондирования пограничного слоя в центре полосы поглощения  $O_2 \lambda = 5$  мм в диапазоне  $58 \div 62 \Gamma \Gamma \mu [1]$ .

Чувствительность таких радиометров составляет от 0,5 К до 0,03 К, соответственно. Ни один из классов решаемых задач не требует применения высокого углового разрешения. Поэтому, как правило, применяются рупорные и рупорно—параболические антенны с диаграммами направленности 3÷8°. Использование таких антенн позволяет применять простые и надёжные методы калибровки принимаемого радиоизлучения непосредственно в дальней зоне антенны, которая составляет 0,5÷1 м. Обычно используются две разновидности этого метода:

 – калибровка по двум эталонным излучателям, находящимся при температуре кипения азота и температуре окружающего воздуха T<sub>0</sub> [21];

 – калибровка по атмосфере, когда роль азотного излучателя играет сама атмосфера, яркостная температура которой рассчитывается по данным синхронного аэрологического зондирования [19, 20].

Специфика радиометрического зондирования в сильных линиях поглощения атмосферных газов, каковой является полоса поглощения  $O_2 \lambda = 5$  мм, заключается в том, что атмосфера в этом диапазоне частот представляет собой квазиизотермичную, абсолютно "чёрную"среду с температурой, близкой к окружающей температуре  $T_0$ . Разница  $T_0 - T_{\pi}(\nu, \theta)$  в центре полосы  $\lambda = 5$  мм близка к нулю, а на краю используемого диапазона зондирования ( $\nu = 53$  ГГц) достигает 50 К. Для сравнения, в микроволновых окнах прозрачности эта разность возрастает до 300 К. Эффект квазиизотермичной "чёрной"среды приводит к тому, что яркостная температура фона  $T_{\phi}$  становится близкой к температурам  $T_0$  и  $T_{\pi}(\nu, \theta)$ , т. е. реализуется исключительно благоприятная ситуация для измерений, когда яркостная температура атмосферы становится близкой к антенной температуре:  $T_{\pi}(\nu, \theta) = T_{\Lambda}$ . Действительно, из известного выражения для температуры, приведённой ко входу радиометра [1],

$$T_{\rm A} \approx T_{\rm g} (1-\beta)\eta + T_{\rm \phi}\beta\eta + T_0(1-\eta) \tag{16}$$

при  $T_{
m s} \approx T_{
m c} \approx T_0$  и  $\eta = 1$  (что для рупорных антенн вполне приемлемо) имеем

$$T_{\rm A} \approx T_{\rm g}$$
 (17)

Чем ближе рабочая частота расположена к центру линии, тем с большей точностью выполняется это равенство, и при зондировании пограничного слоя атмосферы на центральной частоте  $\nu = 60$  ГГц

отличия  $T_A$  от  $T_a$  не превосходят десятых долей градуса [1]. Это обстоятельство, наряду с применением антенн с малым коэффициентом рассеяния энергии  $\beta$  вне главного лепестка, позволяет пренебречь влиянием боковых и задних лепестков антенны при угловом сканировании, реализовать разностно угловой метод зондирования и, в конечном счёте, повысить точность измерения яркостной температуры атмосферы  $T_a$  и восстановления высотных профилей T(h). Как подробно показано в [1, 6, 18], точности измерений  $\delta T_p$  яркостных температур  $T_a$  при дистанционном зондировании в миллиметровом диапазоне составляют:

- стратосферы приблизительно 1 К;
- тропосферы около 1÷0,5 К (в зависимости от угла и частоты);
- пограничного слоя приблизительно 0,07 K.

# 5. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ

С математической точки зрения, обратные задачи определения профилей температуры из измерений нисходящего излучения, т. е. решение уравнений (12), (13), в общем случае сводятся к решению интегральных уравнений Фредгольма 1 рода

$$A[z](x) = \int_{b}^{a} K(x,s) \, z(s) \, ds = u_{\delta}(x).$$
(18)

Уравнение (18) записано в форме, которая обычно используется в математических монографиях. Здесь z(s) — искомое решение,  $u_{\delta} = u_0 + \delta$ , где  $u_0$  — точная правая часть,  $\delta$  — ошибка измерений, K(x, s) — ядро уравнения.

Эта проблема относится к числу некорректных, в классическом смысле, задач и требует специальных методов решения. Выбор методов решения интегральных уравнений (12), (13), (18) для различных слоёв атмосферы определяется характером и наличием априорной информации, а также степенью нелинейности задачи. Общим для наземных методов ДЗ температуры является использование информации о величине приземной температуры. В зависимости от априорной информации об искомом решении можно выделить два подхода: статистический и детерминированный. Из многообразия статистических и детерминированных методов для решения данной задачи наиболее часто использовались метод статистической регуляризации [22, 23] и метод А. Н. Тихонова [24].

Широкое применение метода статистической регуляризации для решения обратных задач радиотеплолокации объясняется тем, что ковариационные матрицы искомой величины, которые характеризуют априорную информацию и наряду с матрицей ошибок измерений определяют общее решение задачи, можно получить для различных метеоэлементов в различных географических регионах. Метод статистической регуляризации нагляден и приводит к удовлетворительным по точности восстановления результатам. Задача дистанционного зондирования температуры тропосферы успешно решалась методом статистической регуляризации [2–4, 6].

В пограничном слое атмосферы до недавнего времени отсутствовала необходимая статистика для построения корреляционных матриц, которые обычно используются в качестве априорной информации. В [25] отмечается, что "с помощью аэрологического зондирования, вследствие большой скорости подъёма радиозонда, удаётся получить два—три значения температуры пограничного слоя на высотах, как правило, выше 300 метров. Этого явно недостаточно для определения высотного распределения температуры пограничного слоя". Поэтому задача ДЗ пограничного слоя на первом этапе решалась методом А. Н. Тихонова [1, 25].

А. П. Наумов, Н. Н. Ошарина, А. В. Троицкий

В методе А. Н. Тихонова априорная информация заключается в предположении, что искомое точное решение  $z_0(s)$  имеет суммируемые с квадратом производные  $z_0^n(s)$ , где порядок производной  $n \ge 0$ , выбирается в зависимости от физической сути задачи.

В настоящее время для восстановления профилей температуры в пограничном слое атмосферы используется и статистический метод в форме множественной регрессии [21]. В основе регрессионного метода определения профилей температуры лежит существование достаточно сильной корреляционной связи между значениями термодинамической температуры на определённых высотах и измеряемой радиояркостной температурой атмосферы на информативных частотах и углах зондирования. Регрессионный метод успешно применялся и в задачах наземного термического зондирования тропосферы [19, 20].

Кроме точных математических методов регуляризации решения обратных задач ДЗ используются и методы физической регуляризации, одним из которых является метод Шахина [26, 27]. Первоначально этот метод был разработан для решения конкретной обратной задачи — восстановления профиля температуры из результатов спутниковых измерений уходящей радиации в ИК-диапазоне с использованием конкретных условий формирования излучения. Метод Шахина используется в том случае, когда весовые функции в заданном диапазоне частот имеют ярко выраженные максимумы.

В СВЧ-диапазоне этот метод использовался, в частности, для оценок значений температуры в стратосфере и мезосфере по моделируемым радиометрическим измерениям атмосферного радиоизлучения в разрешающихся резонансах О<sub>2</sub> с помощью аппаратуры высокого спектрального разрешения. Исходными величинами при решении обратной задачи рассматривались разности радиояркостных температур  $\Delta T_{s_m} = T_s(\nu_{m+1}) - T_s(\nu_m)$ , что позволяет практически исключить влияние нижних слоёв атмосферы. Для решения этой задачи метод Шахина был модифицирован [9] с учётом нелинейной зависимости от T(h) подынтегральной функции (12). В качестве нулевого приближения к решению использовался средний профиль температуры T(h).

# 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Восстановление высотных профилей температуры в пограничном слое и в тропосфере осуществлялось как при моделировании соответствующих радиометрических измерений, так и из натурных наблюдений. Для определения профилей температуры в верхних слоях атмосферы выполнен пока только численный эксперимент.

Результаты численных экспериментов в пограничном слое и в тропосфере хорошо согласуются с результатами восстановления температуры из натурных измерений. Выполненные в [25] численные эксперименты для зондирования пограничного слоя атмосферы показали, что восстановление с ошиб-кой измерений  $\delta T_{\rm p} = 0.05$  K эффективно до высот  $\sim 0.5$  км и средняя точность восстановления составляет 0.1-0.2 K для гладких профилей и 0.3-0.6 K для профилей с инверсиями.

На рис. 3 приведены примеры восстановления профилей температуры в пограничном слое из радиометрических измерений атмосферного радиоизлучения в центре полосы  $O_2 \lambda = 5$  мм, выполненные для двух дней в Обнинске в весенний период года. Радиометрические измерения сопровождались синхронными измерениями температуры с метеорологической 300-метровой вышки. Один из дней характеризовался сильной неустойчивостью атмосферы: приземный градиент температуры в слое 50 м достигал 74 град/км. В другой день имела место температурная инверсия около 3 град. Восстановление профилей осуществлялось регрессионным методом. Приведённые примеры и результаты восстановления профилей [1] подтверждают указанные выше точности и свидетельствуют о возможности исследований данным методом динамики термического режима пограничного слоя, в частности, зарождение ночных инверсий и т. п.



Рис. 3. Сравнение восстановленных и измеренных значений температуры в пограничном слое атмосферы (Обнинск, весенний период года): точки — контактные измерения температуры с метеорологической вышки, сплошные кривые — результаты восстановления из радиометрических измерений атмосферного радиоизлучения в центре полосы λ=5 мм.

Эффективность восстановления профилей температуры в тропосфере оценивается обычно путём сравнения точностей восстановления с точностями статистической экстраполяции высотной температурной зависимости по приземным значениям температуры [28]. Характерные точности определения температуры тропосферы из данных дистанционного зондирования в полосе  $O_2 \lambda = 5$  мм приведены в табл. 1.

На рис. 4, 5 приведены примеры восстановления двух профилей температуры в тропосфере из ре-

А. П. Наумов, Н. Н. Ошарина, А. В. Троицкий

зультатов измерений атмосферного радиоизлучения с помощью спектральной радиометрической системы, описанной в [6]. Для иллюстрации специально были выбраны профили, осложнённые инверсиями, т. к. восстановление гладких профилей осуществляется без особых проблем. О характере восстановления гладких профилей можно судить по восстановлению гладких участков температурной зависимости на рис. 4, 5.

Таблица 1

Среднесезонные значения температуры  $\bar{t}$ , соответствующие им среднесезонные высотные уровни  $\bar{h}$ , среднеквадратичные отклонения  $\sigma_{\rm T}$  температуры от среднесезонных значений, среднеквадратичные ошибки  $\sigma_{\rm T}^{\rm 3}$  статистической экстраполяции приземных значений температуры и среднеквадратичные ошибки восстановления  $\sigma_{\rm T}^{\rm B}$  температурных профилей для ряда уровней атмосферного давления Р в летний и зимний периоды в центральной части Европейской территории России

Вели-	Р=950мбар		<i>P</i> =880мбар		Р=700мбар		<i>P</i> =500мбар		<i>P</i> =400мбар	
чина	Зима	Лето	Зима	Лето	Зима	Лето	Зима	Лето	Зима	Лето
$\overline{t}, \circ C$	-11,2	18,4	-10,6	$13,\!1$	-16,7	1,1	-31,1	-14,7	-42,0	-26,3
$\overline{h}$ , км	$0,\!523$	0,538	1,174	1,185	2,880	3,070	$5,\!360$	$5,\!690$	6,910	7,340
$\sigma_{\scriptscriptstyle \mathrm{T}}$ , град.	6,3	$5,\!6$	6,4	6,2	5,7	4,0	$5,\!1$	$^{3,7}$	$^{4,5}$	3,3
$\sigma_{\scriptscriptstyle \mathrm{T}}^{\scriptscriptstyle \Im}$ , град.	$^{2,3}$	$1,\!6$	$^{3,7}$	2,2	4,4	2,5	4,4	2,4	4,0	2,4
$\sigma_{\tau}^{\text{в}}$ , град.	1,1	0.3	1,4	0.7	1.7	1.5	2.4	1.8	3.1	2,4



Рис. 4,5. Примеры восстановления высотных профилей температуры в тропосфере из наземных радиометрических измерений атмосферного радиоизлучения на склонах полосы O<sub>2</sub> λ=5 мм (Нижний Новгород, зимний период года): сплошные кривые — результаты аэрологического зондирования, кружки — восстановленные значения.

Для исследования возможностей определения значений температуры на высотах 35÷55 км из наземных измерений при наблюдении в зенит в разрешающейся линии O<sub>2</sub> 53,0668 ГГц проводились численные эксперименты для двух предельных случаев — магнитного полюса и экватора. Эксперименты

проводились для модельных профилей  $T(h) = T(h) \pm N\sigma_{\tau}(h)$ . Численные значения среднесезонных вариаций температуры  $\sigma_{\tau}(h)$  брались из [29], N полагалось равным 1÷2. Результаты представлены на рис. 6. Ошибки радиометрических измерений считались равными 0,1 К (рис. 6а) и 0,3 К (рис. 6б). Численные эксперименты показали, что при дистанционном зондировании возможно улучшение априорной неопределённости до 2÷3 раз в значениях температуры на высотах 35÷55 км.



Рис. 6. Результаты численного эксперимента восстановления профиля температуры  $T(h) = T(h) + \sigma_{\tau}(h)$  по моделируемым радиометрическим измерениям с поверхности Земли: сплошная кривая — "истинный" профиль, штриховая кривая — начальное приближение T(h), звёздочки — восстановленные значения для ошибок радиометрических измерений: а)  $\delta T_p = 0.1 \text{ K}$ ; б)  $\delta T_p = 0.3 \text{ K}$ .

Наряду с автономным радиометрическим методом зондирования температуры, проведены исследования возможностей комплексного подхода к решению задачи термического зондирования. Здесь мы упомянем три таких подхода:

- сочетание наземных и спутниковых измерений атмосферного радиоизлучения в полосе  $O_2 \lambda = 5$  мм;

 использование в наземном методе ДЗ температуры дополнительной информации о высоте тропопаузы, которая определяется из радиолокационных измерений (длина волны активного зондирования 6 м);

– совместное использование радиометрического и радиоакустического методов ДЗ.

Каждый из комплексных подходов приводит к улучшению характеристик восстановления профилей температуры — к расширению высотного интервала восстановления, т. е. к повышению точности на-

хождения температуры на некоторых высотных уровнях. Мы не останавливаемся в статье на этих характеристиках и лишь цитируем соответствующие работы [4, 21]. Важно, однако, отметить, что существенной частью каждого из упомянутых комплексных методов ДЗ является наземный метод радиометрического зондирования.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье сформулирован единый подход к решению задачи о восстановлении профилей температуры в широком интервале высот — от приземного слоя атмосферы до мезосферы — из наземных измерений теплового радиоизлучения в спин—вращательной полосе молекулярного кислорода, центрированной к длине волны 5 мм, с помощью радиометрической аппаратуры различного спектрального разрешения. Выполнены обобщение физических аспектов постановки задачи дистанционного зондирования температуры на различных высотах и обзор основных параметров аппаратуры, а также методов радиометрических измерений и решения соответствующих обратных задач. Возможности дистанционного зондирования проиллюстрированы результатами восстановления температуры в пограничном слое и тропосфере из натурных радиометрических измерений атмосферного радиоизлучения и примерами численного моделирования радиометрического эксперимента для верхних слоёв атмосферы. Обсуждаются тенденции развития наземных дистанционных методов зондирования температуры.

Знание термического режима атмосферы важно как для анализа метеорологических условий в целом, так и для определения характеристик атмосферной диффузии, которая, в частности, определяет рассеяние загрязняющих примесей. Известно [30], что наличие приподнятых инверсий значительно ослабляет турбулентный обмен и это обстоятельство приводит к резкому увеличению интенсивности загрязнения приземного слоя промышленными выбросами, определяет закономерности распространения примесей и особенности их пространственно—временного распределения. Аналогичным образом аномальная стратификация атмосферы влияет на подъём и распространение примесей и в более высоких слоях. Отмеченные обстоятельства тесно связывают проблемы дистанционного зондирования температурного режима атмосферы и дистанционной индикации её загрязнения как в региональном, так и в глобальном масштабах.

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта Минобразования РФ по фундаментальным исследованиям в области приборостроения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Troitskij A. V., Gaikovich K. P., Gromov V. D., Kadygrov E. N., Kosov A. S. // IEEE Trans. Geos. Remote Sens. 1993. V. 31. № 1. P. 116.
- 2. Westwater E. R., Snider I. B., Carlson A. V. // J. Appl. Meteorology. 1975. V. 14. № 4. P. 524.
- 3. Gaikovich K. P., Markina N. N., Naumov A. P., Sumin M. I., Plechkov V. M. // Int. J. Remote Sens. 1983. V.4. № 2. P.419.
- 4. Westwater E. R., Zhenhui W., Grody N. C., McMillin L. M. // J. Atmos. Oceanic Technol. 1985. V. 2. № 2. P. 97.
- 5. Askne J., Skoog G., Winberg E. // Int. J. Remote Sens. 1985. V. 6. № 7. P. 1241.
- 6. Троицкий А.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 8. С. 878.
- Власов А. А., Кадыгров Е. Н., Косов А. С., Струков И. А., Шапошников А. Н. В сб.: III Всес. школа по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере: Тез. докладов. — Харьков: ИРЭ АН УССР. 1989. С. 152.

- 8. Waters J. W. // Nature. 1973. V. 242. № 5399. P. 506.
- 9. Маркина Н. Н. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. № 2. С. 175.
- 10. Lenoir W. B. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. № 13. P. 3283.
- 11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
- 12. Lenoir W. B. // J. Geophys. Res. 1968. V.73. № 1. P. 361.
- 13. Демин В. В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 4. С. 512.
- Маркина Н. Н., Наумов А. П., Сумин М. И. К общей постановке обратных задач дистанционного зондирования атмосферы в микроволновом диапазоне. // Препринт № 149. — Горький: НИРФИ, 1981. — 48 с.
- 15. Маркина Н. Н., Наумов А. П., Сумин М. И. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 5. С. 851.
- 16. Зиничева М. Б., Наумов А. П. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 12. С. 1463.
- 17. Waters J. W. In: Proc. Seventh Int. Symp. Remote Sens. of Environment. USA: Univ. of Michigan. 1971. P. 1765.
- 18. Власов А. А., Кадыгров Е. Н., Косов А. С., Струков И. А., Троицкий А. В., Шапошников А. Н., Анискович В. М. // Исследование Земли из космоса. 1990. № 5. С. 11.
- 19. Westwater E. R., Decker M. T., Zachs A., Gage K. S. //J. Climate and Appl. Meteorology. 1983. V. 22. № 1. P. 126.
- 20. Hogg D. C. et al. // J. Climate and Appl. Meteorology. 1983. V. 22. № 5. P. 807.
- 21. Троицкий А.В. В сб.: II Научная конф. Применение дистанционных радиофизических методов в исследованиях природной среды: Тез. докладов. М.: ИРЭ РАН, 1992. С. 4.
- 22. Strand O. N., Westwater E. R. // J. Associat. Comput. Machin. 1968.V.15. № 1. P. 100.
- 23. Турчин В. Ф. // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1967. Т. 7. № 6. С. 1270.
- 24. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Регуляризующие алгоритмы и априорная информация. — М.: Наука, 1983. — 200 с.
- 25. Гайкович К. П., Кадыгров Е. Н., Косов А. С., Троицкий А. В. Термическое зондирование пограничного слоя атмосферы в центре линии поглощения кислорода 60 ГГц. //Препринт № 322. — Н. Новгород: НИРФИ, 1991. — 13 с.
- 26. Chahine M. T. // J. Opt. Soc. Am. 1968. V.58. № 12. P. 1634.
- 27. Chahine M. T. // J. Atmos. Sci. 1970. V. 27. № 6. P. 960.
- 28. Гандин Л. С., Каган Р. Л. Статистические методы интерпретации метеорологических данных. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 360 с.
- 29. Логвинов К. Т. Метеорологические параметры стратосферы. М.: Гидрометеоиздат, 1970. 219 с.
- Берлянд М. Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 448 с.

Научно-исследовательский радиофизический институт, Н. Новгород, Россия Поступила в редакцию 26 мая 1998 г.

# GROUND-BASED MICROWAVE THERMAL SOUNDING OF THE ATMOSPHERE

A. P. Naumov, N. N. Osharina, A. V. Troitsky

We apply the tensor transfer equation for downward radio emission in a weakly anisotropic medium and generalized analysis of the generation conditions for such radiation to develope the unified approach to the solution of the problem on the reconstruction of the atmospheric temperature profile over the wide altitude range (from the surface layer to the mesosphere) using the ground—based measurements of thermal radio emission. The radio emission in the oxygen spin-rotational band centered at 5 mm wavelength was measured with the radiometer facilities of various spectral resolution. The capabilities of the remote sounding are illustrated by the results of the temperature profile reconstruction in the boundary layer and troposphere using the radiometric measurements of the atmospheric radio emission and also by the results of numerical simulations of the radiometric experiment for the upper layers of the atmosphere. The trends in the development of the ground—based remote sounding of the temperature are discussed.

УДК 338.550.2

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ПУТЁМ АНАЛИЗА ТРЁХ ВЗАИМНООРТОГОНАЛЬНЫХ ПРОЕКЦИЙ ВЕКТОРА ПОЛЯ РАДИОСИГНАЛА. II. ЭКСПЕРИМЕНТ В КВ ДИАПАЗОНЕ

# Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

В статье излагаются результаты экспериментальной проверки предложенного ранее авторами спектральнополяризационного метода измерения скорости перемещения интерференционной картины путём анализа трёх взаимноортогональных проекций вектора поля радиосигнала с помощью одной приёмной антенны. Измерения проводились на КВ радиотрассе протяжённостью около 100 км с одновременным контролем ионосферной ситуации с помощью ЛЧМ-ионозонда слабонаклонного зондирования. С целью исключения факторов многолучёвости для анализа были выбраны ночные интервалы времени, для которых наблюдался устойчивый одномодовый отражённый радиосигнал. Показано, что предложенный метод даёт средние значения азимута и зенитного угла, отличающиеся от расчётных не более чем на 2°÷5°. Полученные для данных интервалов средние значения скорости перемещающихся ионосферных возмущений (порядка 50 м/с) и направления движения (северо—западное с переходом под утро на северное) согласуются с известными литературными данными.

### введение

В работе [1] авторами был предложен метод измерения скорости перемещения интерференционной картины (ИК) путём анализа трёх взаимноортогональных проекций вектора поля радиосигнала с помощью одной приёмной антенны. На первой стадии анализа вычисляются комплексные доплеровские спектры временных вариаций этих проекций. Затем для каждой составляющей спектров эти данные используются для определения спектров углов прихода. Совместно с данными о доплеровском смещении частоты это позволяет оценить скорость и направление перемещения ИК. В работе [1] приведены формулы, иллюстрирующие предлагаемую технологию, а также результаты численного моделирования, показывающие возможность практического осуществления идеи при наличии аддитивного шума и интерференции различных мод радиосигнала.

В работе [1], как и в пионерской работе [2], рассматривались идеальные условия, вполне выполнимые только для свободного пространства. При этом не учитывались возможные эффекты взаимного влияния антенн (проекций 3-компонентной антенны), а также отражений радиоволны от подстилающей поверхности и окружающих предметов. К сожалению, влияние этих факторов практически не поддаётся точной теоретической количественной оценке, так что было чрезвычайно важно проверить работу метода [1, 2] в реальных условиях. При этом, с целью исключения факторов многолучевости, для анализа нужно было выбрать интервалы времени, для которых наблюдался устойчивый одномодовый отражённый радиосигнал. Стоит упомянуть также, что авторам не известны работы, в которых методы [2] и [1] были бы опробованы при измерениях в КВ-диапазоне.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы изложить результаты экспериментальной проверки метода [1] на короткой радиотрассе в КВ-диапазоне радиоволн. Временные зависимости углов прихода и доплеровского смещения частоты использовались нами для определения скорости движения

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

фазовой ИК в диапазоне временных периодов, характерных для перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) среднего масштаба (период 30÷60 мин, характерный размер порядка 100÷200 км).

Как известно, ПИВ представляют большой интерес как объект физики ионосферы и как фактор, ограничивающий точность современных радиотехнических систем, используемых в навигации и радиоинтерферометрии. Изучению ПИВ посвящено большое количество публикаций (см. обзор по атмосферным гравитационным волнам и ПИВ [3]). Ряд экспериментальных данных о динамике ПИВ был получен методами вертикального или слабонаклонного зондирования в КВ-диапазоне с использованием схемы разнесённого приёма с малой базой, существенно меньшей характерного размера ПИВ [4–6].

Соответствие полученных при вертикальном или слабонаклонном зондировании пространственно—временных характеристик фазы в плоскости антенной системы локальным характеристикам возмущений в ионосфере детально рассматривалось в целом ряде публикаций (см., например, [5, 6]) и не затрагивается в данной работе. Наиболее важным выводом этих работ является то, что, как и для широко используемой модели "зеркального фазового экрана- [5, 7], детектируемые при вертикальном или слабонаклонном зондированиях возмущения фазы отражённого радиосигнала полностью повторяют горизонтальную часть соответствующего возмущения локальной концентрации и могут быть использованы в экспериментах по измерению азимута и скорости перемещения ПИВ.

# 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ПУТЁМ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВ ПРИХОДА И ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ

Рассмотрим на достаточно общем примере вертикального зондирования ионосферы основные принципы определения скорости перемещения ИК в рамках простой интерференционной модели [5], основные выводы которой совпадают с многочисленными известными методами анализа данных при когерентном разнесённом приёме (см., например, [4, 6, 7]).

Комплексную амплитуду радиосигнала в определённой точке земной поверхности с координатами x = y = 0 в момент времени t можно представить в виде дискретного набора s-мод (лучей)

$$\tilde{A}(x, y, t) = \sum_{s=1}^{n} r_s \exp\{j \left[kP_s + \varphi_s(0)\right]\},$$
(1)

где r — амплитуда, P — фазовый путь сигнала,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны рабочей частоты,  $\varphi_s(0)$  — начальная фаза, n — число мод.

Рассмотрим пространственные свойства  $\tilde{A}$  в приближении близкоразнесённого приёма. При этом предполагается, что при малых пространственно—временных приращениях расстояния между приёмными антеннами  $d_x$ ,  $d_y$  много меньше характерного пространственного масштаба возмущения в плоскости антенной системы, а интервал времени  $\Delta t$  между отсчётами много меньше временного масштаба возмущения, так что влиянием вторых производных можно пренебречь.

В этом случае фазовый фронт *s*-компоненты сигнала можно считать плоским, а коэффициент r не зависящим от координат y (измеряемой в северном направлении) и x (измеряемой в восточном направлении). Таким образом, сигнал на разнесённых антеннах отличается только фазовым запаздыванием, зависящим от координат антенн и времени t:

$$kP_s(x, y, t) = k_{x,s}x + k_{y,s}y - \omega_s t,$$
  

$$k_{x,s} = k\sin\theta_s\sin\psi_s,$$
  

$$k_{y,s} = k\sin\theta_s\cos\psi_s,$$
  
(2)

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

где  $\theta$  — угол места, отсчитываемый от зенита,  $\psi$  — азимутальный угол прихода, отсчитываемый от северного направления на восток,  $\omega$  — доплеровский сдвиг частоты. Геометрия эксперимента схематически представлена на рис. 1.



Рис. 1.

Скорость  $V_s$  и направление  $\alpha_s$  перемещения фазового фронта *s*-компоненты радиосигнала в плоскости (*x*0*y*) определяются значениями углов прихода и доплеровской частоты [5]:

$$V(\omega_s) = \omega_s / 2 \sqrt{k_{x,s}^2 + k_{y,s}^2},$$
  

$$\alpha(\omega_s) = \operatorname{arctg}\left(k_{x,s} / k_{y,s}\right).$$
(3)

Соответствующие широко известные методы спектрального анализа комплексной амплитуды используются для разрешения отдельных компонент спектра и определения параметров скорости с использованием (3) (см., например, [4, 6, 7]).

Измерения доплеровских частот при использовании современных высокостабильных генераторов на передающем и приёмном концах радиотрассы не представляют каких-либо трудностей. Таким образом, решение поставленной задачи определяется тем, с какой точностью удаётся определить углы прихода радиоволны с использованием трёхкомпонентной антенны.

# 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВ ПРИХОДА ПО ТРЁМ ВЗАИМНООРТОГОНАЛЬНЫМ КОМПОНЕНТАМ ВЕКТОРА ПОЛЯ

Ранее, в работе [2], было показано, что в свободном пространстве комплексные амплитуды трёх взаимноортогональных проекций поля одномодового регулярного сигнала определяют параметры эллипса поляризации и направление вращения вектора поляризации, а также углы прихода  $\psi$  и  $\theta$  (положение волнового фронта). Перечисленные параметры составляют описание полного вектора поля

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

плоской радиоволны и связаны с комплексными амплитудами  $\tilde{A}_x$ ,  $\tilde{A}_y$ ,  $\tilde{A}_z$  проекций поля системой трансцендентных уравнений (ось *z* направлена в зенит)

$$\tilde{A}_x = A_x \exp(j\varphi_x),$$

$$\tilde{A}_y = A_y \exp(j\varphi_y),$$

$$\tilde{A}_z = A_z \exp(j\varphi_z).$$
(4)

Авторы [2] разработали метод анализа и синтеза 3-компонентного поля для одномодового сигнала. Развитием метода [2] для случая многомодового радиосигнала является предложенный в [1] спектрально—поляризационный метод анализа полного вектора поля радиоволны на основе комплексной доплеровской фильтрации мод.

Суть метода сводится к тому, что во всех алгоритмах вычисления параметров полного вектора поля с помощью систем уравнений относительно взаимноортогональных проекций вектора поля вместо комплексных амплитуд проекций используются комплексные амплитуды составляющих комплексного доплеровского спектра этих проекций, т. е. амплитудные  $S_x(\omega)$ ,  $S_y(\omega)$ ,  $S_z(\omega)$  и фазовые  $\Phi_x(\omega)$ ,  $\Phi_y(\omega)$ ,  $\Phi_z(\omega)$  спектры, где  $\omega$  — круговая частота. Эти спектры вычисляются для x, y, z — комплексных амплитуд сигнала с выхода соответствующих взаимноортогональных антенн с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье (БПФ) и подходящих временных или спектральных окон.

Не останавливаясь на подробном описании алгоритмов [1], выпишем только формулы, определяющие углы прихода плоской волны в свободном пространстве:

$$\operatorname{ctg} \psi(\omega) = \frac{S_x(\omega)\sin\left(\Delta_{xz}(\omega)\right)}{S_y(\omega)\sin\left(\Delta_{zy}(\omega)\right)},$$

$$\operatorname{tg}^2 \theta(\omega) = \frac{S_x^2(\omega)S_z^2(\omega)\sin^2\left(\Delta_{xz}(\omega)\right) + S_z^2(\omega)S_y^2(\omega)\sin^2\left(\Delta_{zy}(\omega)\right)}{S_y^2(\omega)S_x^2(\omega)\sin^2\left(\Delta_{yx}(\omega)\right)},$$
(5)

где  $\Delta_{yx}(\omega) = \varphi_y(\omega) - \varphi_x(\omega), \ \Delta_{zy}(\omega) = \varphi_z(\omega) - \varphi_y(\omega)$  и  $\Delta_{xz}(\omega) = = \varphi_x(\omega) - \varphi_z(\omega).$ 

Комплексная доплеровская фильтрация позволяет не только разделить интерферирующие моды, но и обеспечивает большую помехозащищённость измерений и, как следствие, большую устойчивость решения уравнений (5).

### 3. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Для экспериментальной проверки метода на полигоне ИСЗФ СО РАН вблизи Иркутска был развёрнут специальный комплекс, предназначенный для измерения и регистрации комплексных амплитуд трёх взаимноортогональных проекций полного вектора поля радиоволны. Измерения проводились на трассе протяжённостью 113 км с географическим азимутом  $\psi_0 = 64^\circ$  при зондировании непрерывным КВ радиосигналом на частоте зондирования f = 3,13 МГц.

Выбор рабочей частоты определялся исходя из средних данных слабонаклонного зондирования ионосферы, соответствующих средней точке трассы для выбранного периода времени. Эти измерения осуществлялись каждый час с помощью ЛЧМ-ионозонда, описанного в работе [8]. Большая часть данных получена для ночного периода, когда отражение происходило от F2 области ионосферы. Для иллюстрации результатов эксперимента мы выбрали характерный период времени 25 июня 1997 г. с 15:00 до 21:00 UT (с 22:00 LT 25 июня до 04:00 LT 26 июня).

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

На рис. 2 приведены частотные зависимости действующей высоты отражения H(f) KB-сигнала (ионограммы), измеренные 25 июня 1997 г. с 15:00 до 18:00 UT с помощью ЛЧМ-ионозонда (а — 15:01 UT; б — 16:01 UT; в — 17:01 UT; г — 18:01 UT). Вертикальной чертой отмечено значение частоты зондирования. Из рисунка видно, что на выбранной частоте зондирования в основном регистрировалась обыкновенная компонента отражённого сигнала, а соответствующие значения действующей высоты находились для выбранного интервала времени в пределах  $230 \div 270$  км.





Следует отметить, что на рис. 2 информация о частотной зависимости H(f) сигналов первой и второй кратности отображена без учёта относительной амплитуды этих сигналов. Между тем сигналы второй кратности в этих измерениях на порядок слабее. Кроме того, несмотря на сравнительную близость передатчика, мы могли пренебречь также и влиянием земной волны, т. к. её дополнительное ослабление было обусловлено тем, что между приёмным комплексом и передатчиком находился горный массив. Поэтому в первом приближении мы можем считать, что измерения были проведены для однолучевого (одномодового) радиосигнала.

В состав регистрирующего комплекса входили (рис. 3):

- антенно-фидерная система (АФС),
- радиотехническая система (РТС),
- аппаратно-вычислительная система (АВС),
- система точного времени и частоты (СТВЧ),
- персональный компьютер IBM PC AT (ПК).

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

Выполнение измерений на комплексе с необходимой частотной стабильностью обеспечивалось системой СТВЧ, состоящей из стандарта времени и частоты Ч1—69, синхронометра кварцевого Ч7—37 и генератора опорной частоты  $f_{\rm on}$  Г3—110. Точность измерений определялась нестабильностью частоты Ч1—69 и составляля 10<sup>-11</sup>



АФС, состоящая из трёх взаимно ортогональных магнитных антенн (X, Y, Z) и антенного коммутатора (AK), преобразовывала энергию электромагнитной волны в электрические сигналы, пропорциональные проекциям полного вектора поля волны. Фазовая калибровка АФС осуществлялась подачей калибровочного сигнала одновременно на входы всех кабелей приёмной системы (вместо сигнала с антенн); вычисленные для каждой из рабочих частот диапазона фазовые поправки вводились в ПК и учитывались при обработке.

Мы использовали специальные пеленгаторные щелевые магнитные антенны, обеспечивающие приём радиосигнала только из верхней полусферы за счёт экранирования вторичных сигналов, отражённых от земной поверхности. Магнитные диполи были ориентированы вдоль осей антенной системы координат так, как это показано на рис. 1 жирными линиями. Там же отмечены угловые координаты  $\psi_3$ и  $\theta_3$ , соответствующие третьей проекции 3-компонентной антенны.

Расчёт ожидаемого зенитного угла для данной трассы  $\theta_0$  по данным ЛЧМ-ионозонда на основе теоремы Мартина по известным соотношениям [9] показал, что  $\theta_0 = 10^\circ \div 12^\circ$ . Поэтому наиболее оп-

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

тимальной с точки зрения ослабления интерференционных эффектов, вызванных отражением от земной поверхности и окружающих предметов, была такая ориентация системы координат антенн, при которой ось симметрии трёхкомпонентной антенны была направлена в зенит. Представленные ниже результаты получены для одинаковых значений  $\theta_j = 55^\circ$ ;  $\psi_1 = 240^\circ$ ,  $\psi_2 = 120^\circ$  и  $\psi_3 = 0^\circ$ .

В РТС, состоящей из радиоприёмного устройства (РПУ) и смесителя (СМ), осуществлялись основное усиление, фильтрация, двойное преобразование частоты принимаемого сигнала и суммирование сигнала второй промежуточной частоты  $f_{\Pi^{q}}$  радиоприёмника с сигналом опорной частоты  $f_{on}$ . РПУ настраивался на частоту f выше или ниже частоты сигнала радиостанции  $f_{c}$  так, чтобы частота расстройки  $\Delta f$  была больше максимально ожидаемой ширины спектра несущей (1,5÷2 Гц) [5].

Сигнал биений на частоте  $\Delta f$  с выхода детектора (Д) и усилителя постоянного тока (УПТ), представляющий собой сигнал последней промежуточной частоты, поступал на вход аналого—цифрового преобразователя (АЦП). Регистрация этого сигнала, управление антенным коммутатором с помощью выходного регистра (ВРЕГ), управление усилением РПУ с помощью цифро—аналогового преобразователя (ЦАП) осуществлялись ПК. Для синхронизации процесса регистрации и управления сигналами синхронометра Ч7—37 использовались формирователь сигналов прерываний (ФСП) и синхронизатор таймер (СТ).

На первом этапе обработки данных полученные ряды (4) подвергались БПФ с длиной ряда 512 отсчётов, что соответствовало времени интегрирования порядка 32 с и частотному разрешению 0,03 Гц. Выбор длины ряда определялся необходимым временным разрешением вторичной обработки данных с целью определения скорости движения ПИВ (см. ниже). При этом, естественно, ухудшалось частотное разрешение различных мод отражённого сигнала. Однако, как уже отмечалось выше, для анализа мы выбирали интервалы времени с преимущественно однолучевым сигналом, так что это ухудшение не сказалось на конечных результатах.

Ряды амплитудных  $S_x(\omega)$ ,  $S_y(\omega)$ ,  $S_z(\omega)$  и фазовых  $\Phi_x(\omega)$ ,  $\Phi_y(\omega)$ ,  $\Phi_z(\omega)$  спектров в схеме предложенного алгоритма представляют собой результаты первичной обработки данных; дальнейший анализ сигнала производится уже в комплексной Фурье—области. В зависимости от решаемой задачи можно предложить различные алгоритмы вторичной обработки этих рядов. Для выбранного нами варианта с однолучевым сигналом оптимальным являлось простое усреднение амплитуды и разностей фаз для тех спектральных компонент, чья амплитуда была выше заданного относительного порога  $\varepsilon$  (в нашем случае  $\varepsilon = 0.9$ ), с последующим определением углов прихода с помощью формул (5).

# 4. ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВ ПРИХОДА С ПОМОЩЬЮ ТРЁХКОМПОНЕНТНОЙ АНТЕННЫ

На рис. 4 слева приведены временные зависимости азимута  $\psi'(t)$  и зенитного угла  $\theta'(t)$  в системе координат антенны (a, б) и  $\psi(t)$ ,  $\theta(t)$  в географической системе координат (в, г), измеренные 25 июня 1997 г. с 15:00 до 21:00 UT и сглаженные с временным окном 5 мин. Горизонтальными линиями отмечены истинное значение азимута  $\psi_0 = 64^\circ$  и расчётное значение зенитного угла  $\theta_0 = 11^\circ$ .

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук



Рис. 4.

Преобразование углов прихода из системы координат антенны в географическую систему координат, описанную в разд. 1, осуществляется следующим образом.

Будем характеризовать антенную систему тремя парами чисел (с учётом обозначений на рис. 1):  $(\psi_1, \theta_1), (\psi_2, \theta_2)$  и  $(\psi_3, \theta_3),$  где  $\theta$  — угол между зенитом и направлением антенны, а  $\psi$  — азимутальный угол проекции антенны на географическую горизонтальную плоскость. Такое представление геометрии

Э.Л. Афраймович, В.А. Кобзарь, К.С. Паламарчук

Тогда географические координаты направляющего вектора  $\vec{a}_i$  антенны j примут вид

$$a_{x,j} = \sin \theta_j \sin \psi_j ,$$
  

$$a_{y,j} = \sin \theta_j \cos \psi_j ,$$
  

$$a_{z,j} = \cos \theta_j .$$
  
(6)

Охарактеризуем таким же образом направление на "источник"принимаемой радиоволны, что эквивалентно направлению вектора –  $\vec{k}$ :

$$-k_x = \sin\theta \sin\psi,$$
  

$$-k_y = \sin\theta \cos\psi,$$
  

$$-k_z = \cos\theta.$$
(7)

Тогда проекции вектора  $-\vec{k}$  на направляющие векторы антенн  $\vec{a}_j$  равны их скалярным произведениям:

$$-\vec{k}\vec{a}_{1} = -(k_{x}, k_{y}, k_{z})(a_{x,1}, a_{y,1}, a_{z,1}) = \sin\theta'\sin\psi',$$
  

$$-\vec{k}\vec{a}_{2} = -(k_{x}, k_{y}, k_{z})(a_{x,2}, a_{y,2}, a_{z,2}) = \sin\theta'\cos\psi',$$
  

$$-\vec{k}\vec{a}_{3} = -(k_{x}, k_{y}, k_{z})(a_{x,3}, a_{y,3}, a_{z,3}) = \cos\theta',$$
  
(8)

где  $\theta'$  и  $\psi'$  — направляющие углы вектора  $-\vec{k}$  в антенной системе координат.

Разрешив эту систему уравнений, получаем выражения для углов прихода радиоволны в географической системе координат

$$tg \psi = k_x / k_y,$$

$$tg \theta = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} / k_z.$$
(9)

Для выбранного интервала времени, представленного на рис. 4, средние значения и среднеквадратичное отклонение (с.к.о.) азимута  $\psi'(t)$  в системе координат антенны (панель а) оказались равными соответственно 46,6° и 2,7°, а зенитного угла  $\theta'(t) - 62,3°$  и 2,3° (панель б). При пересчёте в географическую систему координат по формулам (6)–(9) соответствующие значения для азимута оказались равными 70° и 14° (панель в), а для зенитного угла - 8,2° и 2,7° (панель г).

Как можно убедиться, полученные оценки среднего значения зенитного угла меньше расчётного не более, чем на  $2^{\circ} \div 3^{\circ}$ , а азимута — больше расчётного на  $6^{\circ}$ . С учётом того, что точность установки платформы с 3-компонентной антенной относительно географической системы координат не превышала нескольких градусов, такой результат можно считать вполне убедительным свидетельством адекватности предложенного метода определения углов прихода.

Что касается вариаций углов прихода, амплитуду которых можно оценить по соответствующим значениям с.к.о., то они вполне согласуются с известными в литературе данными, полученными на коротких трассах КВ-диапазона с помощью классических методов измерения углов прихода [5, 10–13].

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

Следует отметить, что в вариациях углов прихода особенно выделяются колебания с характерными периодами в диапазоне от 10 мин до часа. Считается установленным, что эти колебания обусловлены перемещающимися ионосферными возмущениями среднего масштаба, что является основой соответствующих методов мониторинга этих возмущений при разнесённом приёме с малой базой (см., например, [5, 6, 10–13]). В настоящей работе мы также использовали данные измерений углов прихода совместно с измерениями доплеровского смещения частоты для определения горизонтальной компоненты скорости движения ПИВ.

# 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ СРЕДНЕГО МАСШТАБА

Мы определяем скорость и направление перемещения фазовой ИК (фазового фронта) в горизонтальной плоскости в рамках какой-либо модели этой картины, адекватный выбор которой имеет решающее значение. В простейшей форме пространственно—временные изменения фазы  $\Delta \phi(x, y, t)$ радиосигнала в каждый данный момент времени t можно представить в виде фазового фронта, перемещающегося без изменения формы (отсутствие дисперсии):

$$\Delta\phi(x, y, t) = F(t - x/v_x - y/v_y).$$
<sup>(10)</sup>

Здесь  $v_x, v_y$  — скорости движения фазового фронта вдоль осей x и y, соответственно.

Следует отметить, однако, что в реальной ситуации идеальная модель (10) в чистом виде не реализуется. Это обусловлено тем, что вызывающие ПИВ акустико—гравитационные волны распространяются в атмосфере в виде диспергирующего волнового пакета с конечным значением ширины углового спектра. Но в первом приближении для коротких времён усреднения, сравнимых с периодом отфильтрованных вариаций фазы сигнала, можно считать, что фазовая ИК перемещается без существенного изменения своей формы.

В настоящей работе мы используем статистический угломерно—доплеровский метод SADM (Statistical Angle-of-arrival and Doppler Method) определения характеристик динамики ПИВ на основе измерений пространственных производных  $\phi'_x(t)$  и  $\phi'_y(t)$ , пропорциональных значениям направляющих углов прихода зондирующих радиосигналов, и производной по времени  $\phi'_t(t)$ , пропорциональной доплеровскому сдвигу частоты этих сигналов, подробно описанный в ряде работ [14, 15]:

$$\phi'_t(t) = \Omega(t)/2,$$
  

$$\phi'_x(t) = k \sin \theta(t) \sin \psi(t),$$
  

$$\phi'_y(t) = k \sin \theta(t) \cos \psi(t).$$
  
(11)

Здесь учтён фактор 2, справедливый для варианта вертикального или слабонаклонного зондирования [5]. Следует отметить также, что при наклонном зондировании, с целью исключения влияния ориентации трассы радиозондирования, соответствующие ряды фазовых производных должны быть центрированы относительно своих средних значений. В нашем случае мы учитывали этот фактор при полосовой фильтрации исходных рядов в выбранном диапазоне периодов 30÷60 мин (см. ниже).

SADM даёт возможность установить однозначно азимут  $\alpha(t)$  волнового вектора ИК (нормали к фазовому фронту) в диапазоне 0°÷360°, а также определить модуль скорости v(t) в каждый данный

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

момент времени по формулам

$$W_{y}(t) = \phi'_{y}(t)/\phi'_{t}(t) = |W| \cos \alpha ,$$

$$W_{x}(t) = \phi'_{x}(t)/\phi'_{t}(t) = |W| \sin \alpha ,$$

$$v(t) = |W|^{-1} = \left(W_{x}^{2}(t) + W_{y}^{2}(t)\right)^{-1/2} .$$
(12)

Полученные по (12) временные зависимости скорости v(t) и азимута  $\alpha(t)$  можно использовать затем для построения на выбранном интервале времени функции распределения азимута  $P(\alpha)$  и скорости P(v). В идеальном случае ИК (10) преобразования (12) дают постоянное по времени значение азимута и скорости, а функции распределения  $P(\alpha)$  и P(v) имеют хорошо выраженные максимумы при этих значениях. В реальной ситуации соответствующие распределения размываются, что обусловлено, прежде всего, дисперсионными изменениями спектра ПИВ при распространении в атмосфере.

Анализ временной зависимости  $\alpha(t)$  и распределения  $P(\alpha)$  позволяет дать оценку азимута преимущественного распространения ПИВ. Если такое направление существует, то картину можно считать перемещающейся без изменения формы, а среднюю скорость её перемещения можно определить либо из распределения скоростей P(v), либо прямым усреднением мгновенных значений v(t).

Можно выбрать различные критерии существования выраженного направления перемещения, однако наиболее естественным является оценка с.к.о. азимута  $\alpha$ . Если с.к.о. превышает 90°, то не приходится говорить о направленном движении интерференционной картины. Если же с.к.о.  $\alpha$  заметно меньше 90°, можно утверждать, что картина в основном перемещается в направлении среднего значения азимута.

Для целей настоящей работы значения фазовых производных были определены по данным угловых и доплеровских измерений по формулам (11) и отфильтрованы в диапазоне периодов 30÷60 мин, характерном для ПИВ среднего масштаба.

Определение горизонтальной компоненты скорости движения ПИВ с использованием алгоритма (12) возможно как по данным угловых измерений в географической системе координат, так и в системе координат антенны с последующим пересчётом в географическую систему координат с использованием формул (6)—(9) только средних значений азимута  $\alpha$  и скорости v за выбранный интервал времени.

Второй вариант оказался более предпочтительным, т. к. позволил снизить влияние ошибок, возникающих при пересчёте в географическую систему координат по формулам (6)—(9) каждого из мгновенных значений углов прихода, определённых в системе координат антенны.

На рис. 4 представлены временные зависимости пространственно-временных характеристик фазовых производных в системе координат антенны и рассчитанных по формулам (12) и (6)–(9) значений  $\alpha(t)$  и v(t), соответствующих приведённым на этом рисунке слева вариациям зенитного угла  $\theta'(t)$  и азимута  $\psi'(t)$  в системе координат антенны (д —  $\phi'_t(t)$ ; е —  $\phi'_x(t)$ , линия;  $\phi'_y(t)$ , точки; ж —  $\alpha(t)$ ; з — v(t)).

Для выбранного интервала времени, представленного на рис. 4 (ж, з), средние значения и с.к.о. азимута  $\alpha(t)$  перемещения фазовой ИК в плоскости (x0y) географической системы координат оказались равными соответственно 326° и 36°, а скорости v(t) - 43 м/с и 44 м/с. Поскольку с.к.о. величины азимута (36°) заметно меньше 90°, то на основании приведённых выше соображений можно утверждать, что на протяжении выбранного ночного интервала времени ИК картина в основном перемещалась со средней скоростью порядка 43 м/с в северо-западном направлении с переходом под утро на северное.

Этот результат вполне согласуется с существующими моделями генерации и распространения ПИВ (см. обзор [3]), а также с известными, но, к сожалению, немногочисленными опубликованными данными ночных измерений, полученных при вертикальном или наклонном зондировании ионосферы с

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

использованием пространственно-разнесённого приёма с большой базой, сравнимой с характерным размером ПИВ [3, 16–19].

# выводы

На основании описанных результатов можно сделать следующие выводы:

- предложенный метод даёт устойчивые средние значения азимута и зенитного угла, отличающиеся от расчётных не более чем на 2°÷5°;
- полученные для данных интервалов средние значения скорости перемещающихся ионосферных возмущений (порядка 50 м/с) и направления движения (северо—западное с переходом под утро на северное) согласуются с известными данными, опубликованными в литературе;
- 3. использование предложенного метода может повысить пространственное разрешение при дистанционном зондировании с таких подвижных платформ, как корабли и ИСЗ (в том числе при зондировании сверху), а также в схеме классического разнесённого приёма, но с использованием 3-компонентных приёмных антенн. Последний вариант сочетает два независимых метода измерений углов прихода, что позволит существенно повысить достоверность измерений, а также получить новую информацию, например, о кривизне фронта интерференционной картины.

Авторы признательны В. Е. Носову и В. И. Куркину за предоставление данных ЛЧМ-зондирования за период наших измерений; В. В. Чернухову и О. Н. Бойтман за помощь при проведении эксперимента.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований — гранты № 96-05-64162 и № 97-02-96060.

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. Afraimovich E. L. and Palamartchouk K. S. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 1998. V. 60. № 1. P. 115.
- 2. Morgan M. and Evans W. // Proc. IRE. 1951. V. 39. P. 552.
- 3. Hocke K. and Schlegel K. // Ann. Geophys. 1996. V. 14. P. 917.
- 4. Афраймович Э.Л. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1978. Т. 21. С. 338.
- 5. Афраймович Э.Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. М.: Наука, 1982.
- 6. Jacobson A. R. and Carlos R. C. // J. Atmos. Terr. Phys. 1989. V. 51. P. 257.
- 7. Pfister W. // J. Atmos. Terr. Phys. 1971. V. 33. P. 999.
- 8. Brynko I. G. et al. // Adv. Space Res. 1988. V. 8. № 4. P. 121.
- 9. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.
- 10. Reynolds J. S. B. and Morgan A. D. // J. Atmos. Terr. Phys. 1975. V. 37. № 3. P. 545.
- 11. Jones T. B. and Reynolds J. S. B. // Radio Electron. Eng. 1975. V. 45. № 1/2. P. 63.
- 12. Lyon G. F. // T. Atmos. Terr. Phys. 1979. V. 41. № 1. P. 5.
- 13. Афраймович Э.Л. и др. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1985. Вып. 73. С. 96.
- 14. Afraimovich E. L. //Preprint ISTP SD RAS. 1995. № 5–95.
- 15. Афраймович Э. Л. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37. С. 86.
- 16. Munro G. H. // Aust. J. Phys. 1958. V. 11. P. 91.
- 17. Morton F. W. and Essex E. A. // J. Atmos. Terr. Phys. 1978. V. 40. P. 1113.
- 18. Bowman G. G. // J. Atmos. Terr. Phys. 1981. V. 43. P. 65.
- 19. Дробжев В. И. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1988. Т. 28. № 2. С. 308.

Э. Л. Афраймович, В. А. Кобзарь, К. С. Паламарчук

Институт солнечно—земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия Поступила в редакцию 15 мая 1998 г.

# DETERMINING THE VELOCITY OF THE INTERFERENCE PATTERN BY ANALYZING THREE MUTUALLY ORTHOGONAL PROJECTIONS OF THE RADIO SIGNAL FIELD VECTOR. Part II. EXPERIMENT IN THE HF RANGE

E. L. Afraimovich, V. A. Kobzar, K. S. Palamartchouk

This paper presents results of an experimental verification of our earlier suggested spectral-polarization method of measuring the interference pattern velocity by analyzing three mutually orthogonal projections of the radio signal field vector using a single receiving antenna. The measurements were made on a HF radio path about 100 km in length, with a simultaneous monitoring of the ionospheric situation using the oblique-incidence sounding chirp-ionosonde. In an effort to eliminate multipath effects, in the analysis we used nighttime intervals, for which a stable one-mode reflected radio signal was observed. It is shown that the proposed method gives the mean values of the velocity of travelling ionospheric disturbances (of the order of 50 m/s) and propagation directions (north-westward changing to northward by the morning hours) obtained for these time intervals are consistent with existing published data.

УДК 621.372

# ОТРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ МОДЫ ОТ ОБРЫВА ПЛОСКОГО НЕСИММЕТРИЧНОГО ВОЛНОВОДА

# А.Б. Маненков, И.Г. Тигелис

Вариационным методом и методом интегрального уравнения исследована задача об отражении поверхностной моды от обрыва плоского диэлектрического волновода. Теория проиллюстрирована на примере задачи об обрыве трёхслойной структуры с постоянным и градиентным профилями показателя преломления. Обсуждаются различия между характеристиками отражения мод для случаев симметричного и несимметричного профилей показателя преломления.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Задачи рассеяния поверхностных мод (ПМ) на скачкообразных нерегулярностях диэлектрических волноводов имеют многочисленные приложения [1, 2]. Среди этих задач наибольшее внимание привлекает к себе задача отражения ПМ от обрыва планарного диэлектрического волновода (обрыв диэлектрической пластины). Такая геометрия служит моделью при изучении различных устройств интегральной оптики (твёрдотельных лазеров, модуляторов) и оптических сенсоров. В литературе в основном описаны различные подходы, пригодные для анализа симметричных систем [3–9], у которых профили показателей преломления n(x) в поперечной плоскости волноводов являлись чётными и, обычно, кусочно-постоянными функциями поперечной координаты x (см. рис. 1). В то же время на практике часто используют несимметричные системы с достаточно



Рис. 1. Обрыв трехслойного диэлектрического волновода.

произвольной функцией n(x), для которых задачи рассеяния волн изучены весьма слабо. Отметим, что общая геометрия имеет ряд особенностей, отличающих её от симметричной. В первую очередь следует указать, что в несимметричном планарном волноводе критическая частота основной ПМ отлична от нуля, из-за чего такая система сильно отличается от симметричной, в которой ПМ распространяются при всех частотах [2].

В работе рассчитано отражение основной ПМ от обрыва несимметричного планарного волновода (рис. 1) на подложке. Конкретные результаты получены для нескольких случаев, включая обрыв трёхслойного волновода с постоянным и переменным (градиентным) профилями n(x) в волноведущем (см. ниже) слое. Последние из упомянутых систем достаточно часто встречаются на практике, т. к. при изготовлении плёночных волноводов, как правило, происходит диффузия материалов из разных слоёв и вместо кусочно—постоянного распределения n(x) получается "размытый" профиль. Кроме того, в ряде случаев технология изготовления планарных волноводов такова, что может быть получена структура только с плавным профилем n(x).

Геометрия задачи и система координат изображены на рис. 1; толщина волновода обозначена через 2d. Предполагаем, что показатели преломления подложки  $n_1$  и верхнего покрытия (покровного

А.Б. Маненков, И.Г. Тигелис
слоя) волновода  $n_3$  постоянны. Для определённости будем считать, что эти показатели удовлетворяют неравенству  $n_1 \ge n_3$ . Анализ задачи проведён при условии, что волновод является слабонаправляющим [1, 10], т. е. вариация функции n(x) мала, в частности,  $n_1 \approx n_3$ . Предполагаем также, что на обрыв набегает основная ПМ типа TE<sub>0</sub>, у которой электрическое поле имеет единственную компоненту  $E_y$ , т. е. рассматривается TE-проблема. Отметим, что для двумерного случая эта компонента является единственной у вектора  $\vec{E}$  для всех точек пространства, так что рассматриваемая задача по сути является скалярной. В дальнейшем будем предполагать, что волновод одномодовый. Как обычно, временной множитель  $\exp(-i\omega t)$ , где  $\omega = kc$ , k — волновое число, c — скорость света в вакууме, опущен во всех формулах. Анализ задачи проведён двумя методами, которые основаны на интегральном уравнении для компоненты электрического поля  $E_y$  в плоскости обрыва z = 0.

# 1. МЕТОДЫ РАСЧЁТА

Для вывода интегрального уравнения (ИУ) для неизвестной функции  $E_y$  разложим её по собственным модам волновода (z < 0) и свободного пространства (z > 0). Слева от обрыва имеем

$$E_y = U_0(x;1) \exp(i\beta_0 z) + \rho U_0(x;1) \exp(-i\beta_0 z) + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty C_{m\kappa}(1) U_{m\kappa}(x;1) \exp(-i\beta_\kappa z) \, d\kappa, \quad (1)$$

где  $U_0(x; 1)$  и  $U_{m\kappa}(x; 1)$  — распределения полей поверхностной и радиационных мод (PM) волокна,  $\beta_0$  — константа распространения ПМ, m — дискретный индекс (для симметричного слоя индекс mотмечает чётность моды),  $\kappa$  и  $\beta_{\kappa} = (k^2 n_1^2 - \kappa^2)^{1/2}$  — соответственно поперечное и продольное волновые числа РМ (непрерывные параметры) [11],  $\rho$  — коэффициент отражения основной ПМ типа TE<sub>0</sub>. Нижние пределы интегрирования в (1) определяются значениями показателей преломления волновода в первом и третьем слоях  $\kappa_1 = 0$ ,  $\kappa_2 = k(n_1^2 - n_3^2)^{1/2}$  [2, 11]. В выражении для  $\beta_{\kappa}$  выбирается та ветвь корня, у которой Im  $\beta_{\kappa} > 0$  при Im k > 0. Во всех формулах цифрами 1 и 2 в скобках будут отмечаться величины, относящиеся соответственно к областям волновода и свободного полупространства. Аналогичное разложение (только по функциям  $U_{m\kappa}(x; 2)$ ) может быть записано для поля в правом полупространстве

$$E_y = \sum_{m=1}^2 \int_0^\infty C_{m\kappa}(2) U_{m\kappa}(x;2) \exp(i\gamma_\kappa z) \, d\kappa,$$
(2)

где  $\gamma_{\kappa} = (k^2 n_f^2 - \kappa^2)^{1/2}$  — продольное волновое число РМ свободного пространства. Системы функций  $\{U_0(1), U_{m\kappa}(1)\}$  и  $\{U_{m\kappa}(2)\}$  ортонормированы [2, 11]; например, для РМ имеем

$$\langle U_{m\kappa}(j), U_{m'\kappa'}(j) \rangle = \delta_{mm'} \,\delta(\kappa - \kappa'), \quad j = 1, 2, \tag{3}$$

где  $\delta_{mm'}$  — единичный тензор,  $\delta(\kappa - \kappa')$  — дельта-функция. Здесь и ниже используется следующее обозначение для интеграла по плоскости z = 0 от произведения двух произвольных функций  $F_1(x)$  и  $F_2(x)$ :

$$\langle F_1, F_2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(x) F_2(x) dx.$$
(4)

Разложения для магнитного поля  $\vec{H}$  получаются из (1)–(2) с помощью уравнений Максвелла.

Моды непрерывного спектра попарно вырождены и могут быть построены методом S-оператора; детали построения PM описаны в работе [11]. Отметим, что для задач с простой геометрией (например,

А.Б.Маненков, И.Г.Тигелис

для планарных систем) в ряде случаев систему РМ можно построить и из других соображений, например, используя свойства симметрии [2]. В частности, для свободного пространства РМ естественно разделить на нечётные и чётные; при этом они будут иметь следующий вид:

$$U_{1\kappa}(x;2) = \sin(\kappa x)/\sqrt{\pi}, \quad U_{2\kappa}(x;2) = \cos(\kappa x)/\sqrt{\pi}.$$
(5)

Электрическое поле основной моды удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 U_0}{dx^2} + \left[k^2 n^2(x) - \beta_0^2\right] U_0 = 0 \tag{6}$$

и известным условиям на бесконечности и в точках разрыва показателя преломления [1, 2, 10]. Для несимметричного волновода с постоянным значением показателя преломления в волноведущем слое  $(n = n_2 \text{ при } |x| < d)$  поле основной ПМ равно [10]

$$U_0(x;1) = \begin{cases} E_0[\cos(2gd) + p_3\sin(2gd)/g] \exp[p_1(x+d)], \ x < -d, \\ E_0[\cos(g(x-d)) - p_3\sin(g(x-d))/g], \ |x| < d, \\ E_0\exp[-p_3(x-d), \ x > d. \end{cases}$$
(7)

Константа Е0 определяется из условия нормировки

$$\langle U_0(1), U_0(1) \rangle = 1.$$
 (8)

Волновые числа  $p_1, p_3$  и g удовлетворяют уравнениям

$$2gd = \arccos\left[g/(k\sqrt{n_2^2 - n_1^2})\right] + \arccos\left[g/(k\sqrt{n_2^2 - n_3^2})\right],$$

$$g^2 + p_1^2 = k^2(n_2^2 - n_1^2), \quad g^2 + p_3^2 = k^2(n_2^2 - n_3^2), \quad \beta_0^2 = k^2n_1^2 - p_1^2.$$
(9)

Отметим, что при фиксированной частоте и  $n_1 \neq n_3$  это уравнение имеет действительные корни только при  $d > d_c > 0$ , где  $2d_c$  — критическая толщина волновода [2].

Приравнивая в плоскости обрыва z = 0 касательные компоненты  $E_y$  и  $H_x$ , получим ИУ [4, 9, 12] первого рода для электрического поля

$$\hat{\Xi}[E_y] = 2\beta_0(1) \, U_0(x;1),\tag{10}$$

где  $\hat{\Xi}$  — интегральный оператор, который определён соотношением

$$\hat{\Xi}[E] = \beta_0 \langle E, U_0(1) \rangle U_0(1) + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty \beta_\kappa \langle E, U_{m\kappa}(1) \rangle U_{m\kappa}(1) \, d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_0^\infty \gamma_\kappa \langle E, U_{m\kappa}(2) \rangle U_{m\kappa}(2) \, d\kappa. \tag{11}$$

Из этого уравнения стандартными способами [12, 13] можно получить стационарные функционалы для основных характеристик задачи. В частности, для коэффициента отражения  $\rho$  стационарный функционал имеет вид

$$\frac{1-\rho}{1+\rho} = \frac{\langle E_y, \Xi_r[E_y] \rangle}{\langle E_y, E_y \rangle^2},\tag{12}$$

где новый оператор равен

$$\hat{\Xi}_{r}[E] = \hat{\Xi}[E] - \langle E, U_{0}(1) \rangle U_{0}(1).$$
(13)

При выводе (12) учитывалось следующее выражение коэффициента отражения ПМ через поле в плоскости обрыва:

$$1 + \rho = \langle E_y, U_0(1) \rangle. \tag{14}$$

Благодаря свойству стационарности, формула (12) даёт результаты с погрешностью следующего порядка малости по отношению к погрешности "пробного" (приближённого) поля, которое в неё подставляется. В качестве такого распределения  $E_y$  будем использовать функцию, пропорциональную полю падающей (или отражённой) волны:  $E_y = A U_0(1)$ , где A — некоторая постоянная. Отметим, что эта константа сокращается, поэтому формально можно считать, что  $A = 1 + \rho$ , т. е. при вычислении  $\rho$  мы пренебрегаем полями РМ волновода, амплитуды которых сравнительно малы. С учётом ортогональности полей ПМ и РМ волновода, получим окончательное выражение

$$\frac{1-\rho}{1+\rho} = \frac{1}{\pi\beta_0(1)} \int_0^\infty \left[ Q_c^2 + Q_s^2 \right] \sqrt{k^2 n_f^2 - \kappa^2} \, d\kappa, \tag{15}$$

где

$$Q_c = \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x;1) \cos(\kappa x) \, dx, \quad Q_s = \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x;1) \sin(\kappa x) \, dx. \tag{16}$$

В последнее соотношение не вошли РМ волновода. Поскольку РМ свободного пространства строятся в явном виде, то выражение (15) может быть использовано при расчёте  $\rho$  для весьма сложных систем, т. к. функция  $U_0(x;1)$  вычисляется практически для всех изотропных планарных структур.

Приведённое выше соотношение (12) является электрической формулировкой вариационного принципа. Аналогичным образом можно вывести уравнение и стационарные соотношения, в которые входит магнитное поле  $H_x$  в плоскости стыка (магнитную формулировку) [13–15]. Смешанная формулировка получается при совместном использовании уравнений для  $E_y$  и  $H_x$ . В дальнейшем, по причинам изложенным ниже, мы будем использовать электрический функционал.

С помощью вариационного соотношения в предельных случаях можно получить ряд аналитических оценок для  $\rho$ . В частности, вблизи частоты отсечки ПМ типа TE<sub>0</sub>, когда  $p_1 \approx 0$ , имеем

$$\rho_c = (n_1 - n_f)/(n_1 + n_f). \tag{17}$$

Отметим, что эту формулу можно получить из соображений геометрической оптики, а также на основе соотношений, получаемых ниже при обсуждении второго метода.

Опишем теперь кратко другой метод расчёта [9]. Исходным в этом подходе также является ИУ (10). Используя очевидные тождества:  $\beta_{\kappa} = (\beta_{\kappa} - kn_1) + kn_1$  и  $\gamma_{\kappa} = (\gamma_{\kappa} - kn_f) + kn_f$ , а также условие полноты систем собственных мод, в операторе  $\hat{\Xi}[E_y]$  можно выделить слагаемые, близкие к  $\delta$ -функциям. В результате это уравнение преобразуется к ИУ второго рода [9]

$$E_y(x) = 2\beta_0 U_0(x;1) / [k(n_1 + n_f)] + \int_{-\infty}^{\infty} K(x,x') E_y(x') dx',$$
(18)

где ядро равно

76

$$K(x,x') = (\beta_0 - kn_1) U_0(x;1) U_0(x';1) + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_\kappa - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_m - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_m - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_m - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_m - kn_1) U_{m\kappa}(x;1) U_{m\kappa}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_m - kn_1) U_{m\pi}(x';1) d\kappa + \sum_{m=1}^2 \int_{\kappa_m}^\infty (\beta_m - kn_1) U_{m\pi$$

$$+\sum_{m=1}^{2}\int_{0}^{\infty} (\gamma_{\kappa}-kn_{f}) U_{m\kappa}(x;2) U_{m\kappa}(x';2) d\kappa.$$
(19)

Последнее уравнение решалось методом итераций [9, 16]. При этом, предполагая, что интегральный член в (18) мал, в нулевом приближении имеем:

$$E_y = 2\beta_0 U_0(x;1) / [k(n_1 + n_f)], \quad \rho = 2\beta_0 / [k(n_1 + n_f)] - 1.$$
(20)

Подчеркнём, что итерации сходятся достаточно быстро только в случае, когда волновод является слабонаправляющим (см. выше). При этих условиях спектр РМ узкий, т. е.  $\kappa \ll k$ , так что  $\beta_{\kappa} \sim kn_1$  и  $\gamma_{\kappa} \sim kn_f$ , поэтому в выражении для ядра (19) во всех слагаемых первые множители в круглых скобках малы. Подробнее эта методика проанализирована в работе [9], где приведены результаты исследования сходимости итераций. Отметим, что для TE—задач при условии, что волновод слабонаправляющий, уже две итерации обеспечивают относительную точность величины  $\rho$  порядка  $10^{-3} \div 10^{-4}$  или лучше.

#### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Расчёты проводились для симметричных и несимметричных трёхслойных систем. Во всех рассмотренных ниже примерах считали, что длина волны в свободном пространстве фиксирована и равна  $\lambda = 0,9$  мкм, а показатель преломления правого полупространства  $n_f = 1$ . Ниже для характеристики рассматриваемого диэлектрического волновода будем использовать параметры  $\Delta_k = (n_{mx} - n_k)/n_{mx}$ , где  $n_{mx}$  — максимальное значение показателя преломления в волноведущем слое (|x| < d), индекс k = 1 для подложки и k = 3 — для покровного слоя (рис. 1).

На рис. 2 приведены зависимости модуля квадрата коэффициента отражения  $|\rho|^2$  (коэффициенты отражения по мощности) от толщины волновода (второго слоя) для системы с кусочно-постоянным профилем n(x); здесь и ниже значения d даны в микронах. Предполагается, что показатель преломления среднего слоя  $n_2 = 3,61$ . Кривые 1, 2 построены для симметричной системы, у которой  $\Delta_1 = \Delta_3 = 1\%$ , а кривые 3, 4 — для несимметричной, у которой  $\Delta_1 = 1\%$  и  $\Delta_3 = 10\%$ . Сплошные кривые 1, 3



Рис. 2. Зависимость квадрата модуля коэффициента отражения основной TE<sub>0</sub>моды от толщины волновода для симметричной и несимметричной систем.

рассчитаны методом интегрального уравнения (МИУ), а штриховые — вариационным методом (ВМ). Для несимметричной системы кривые 3, 4 начинаются с ненулевого критического значения  $2d_c \approx 0.3491$  мкм; при  $d < d_c$  основная мода  $TE_0$  в несимметричном волноводе не существует. Для симметричного волновода формально можно считать  $d_c = 0$ . Отметим, что для обеих задач при критических значениях  $d = d_c$  имеем  $\rho^2 = \rho_c^2 \approx 0.3167$ . Это предельное значение показано на рис. 2 пунктиром.

Приведённые результаты показывают, что отличие данных, полученных этими методами, невелико: максимальное различие для симметричного случая порядка 0,1%, а для несимметричного — 0,3%. Отметим, что значения  $\rho$ , рассчитанные ВМ и только одной итерацией МИУ, практически совпадают при всех значениях параметров, которые были использованы для расчётов.

Полученное выше хорошее согласие результатов для величин  $|\rho|^2$  имеет простое объяснение: для слабонаправляющего волновода поле в плоскости обрыва с большой точностью равно сумме полей падающей и отражённой ПМ, т. е. пропорционально функции  $U_0(x; 1)$ , которую мы использовали при выводе формулы (15). Рис. 3 иллюстрирует этот вывод. На этом рисунке кривые 1 и 3 (сплошные линии) представляют распределение поля в плоскости обрыва симметричного и несимметричного волноводов, рассчитанные МИУ (при двух итерациях). Показатели преломления слоёв были те же, что и для рис. 2; толщина второго слоя в обоих случаях 2d = 0,5 мкм. Кривые 2 и 4 (штриховая линия и тёмные кружки) представляют сумму полей падающей и отражённой ПМ для этих задач, т. е. распределение  $|(1 + \rho)U_0(x; 1)|$ . Из рисунка видно, что различие соответствующих кривых весьма мало.



Рис. 3. Распределения полей в плоскости обрыва волноводов.

Исходя из распределения полей в плоскости обрыва волновода, методом стационарной фазы можно рассчитать диаграмму направленности излучения в дальней зоне. Основная часть излучения уходит вперёд (в правое полупространство). В этой области диаграмма направленности достаточно хорошо описывается приближением физической оптики или формулами, полученными на основе ВМ. В обоих случаях точное поле заменяем полями падающей и отражённой ПМ и пренебрегаем РМ волновода, которые возбуждаются на обрыве с малыми амплитудами (см. рис. 3). Отметим, что приближённые подходы не позволяют определить некоторые слабые эффекты, присущие этой задаче. В частности, расчёты МИУ показали, что в несимметричной структуре максимум диаграммы направленно-

сти может поворачиваться относительно оси 0z, однако при условии, что волновод слабонаправляющий (в силу указанной выше малости амплитуд РМ волновода), этот поворот весьма мал. При тех значениях параметров, которые были использованы выше, он имеет порядок десятых долей градуса.

Вариационный подход менее точен, чем МИУ, однако во многих случаях он существенно проще и позволяет рассмотреть достаточно сложные системы, например обрыв волновода с переменным профилем n(x), поскольку для расчёта  $\rho$  вариационным методом не требуется решать достаточно сложную задачу о построении непрерывного спектра РМ волновода (см. выше). Для иллюстрации возможностей ВМ рассмотрим обрыв трёхслойного волновода с линейным профилем n(x) во втором слое (подложка и верхнее покрытие имеют постоянные значения  $n_1$  и  $n_3$ ). В этой задаче поле основной ПМ рассчитывалось численно с помощью дифференциального уравнения (6) и стандартных граничных условий при  $x = \pm d$  и на бесконечности. Эта краевая задача решалась методом стрельбы [17], используя адаптивный метод Рунге-Кутта (с автоматическим выбором шага интегрирования). При этом для уменьшения времени расчётов интегралы (16) вычислялись одновременно с расчётом самой функции  $U_0(x; 1)$ .

На рис. 4 приведены зависимости  $|\rho(2d)|^2$  для структуры с линейным профилем n(x) во втором слое, возрастающим от значения  $n_1$  при x = -d до значения  $n_2 > n_3$  при x = d. Кривая 1 на этом рисунке рассчитана ВМ при следующих значениях параметров:  $\lambda = 0,9$  мкм,  $n_2 = 3,61$ ,  $n_1 = 0,99n_2$  и  $n_3 = 0,9n_2$  ( $\Delta_1 = 1\%$  и  $\Delta_3 = 10\%$ ). Пунктиром, как и выше, показано предельное значение  $|\rho_c|^2$ . Отметим, что на начальном участке кривой зависимости  $|\rho(2d)|^2$  близки к тем, которые получаются для волновода с постоянным профилем n(x) и с некоторым средним значением n во втором слое. Однако это соответствие является приближённым; например в области высоких частот, как нетрудно показать с помощью вариационной формулы (15), значение  $\rho$  определяется максимумом функции n(x).

На рис. 4 для сравнения штриховая кривая 2 представляет значения  $|\rho_{ij}|^2$ , рассчитанные методом эффективного показателя преломления. В соответствии с этой методикой волновод заменяется

некоторой эффективной средой с показателем преломления  $n_{\rm эф\phi} = \beta_{01}(1)/k$ , в которой вдоль оси 0z распространяется плоская волна, так что  $\rho_{\rm эф\phi}$  вычисляется по формуле Френеля (для нормального падения волны)

$$\rho_{\mathfrak{d}\mathfrak{d}\mathfrak{d}} = (\beta_0 - kn_f)/(\beta_0 + kn_f). \tag{21}$$

Видно, что эта простая формула приводит к весьма грубым результатам, хотя в предельных случаях, когда  $d = d_c$  (или  $k = k_c$ ), а также при  $kd \to \infty$ , она даёт верные значения  $\rho$ .

Описанный способ расчёта применим к структурам с достаточно произвольным кусочно—гладким распределениям n(x) (конечно, при сравнительно небольшом числе разрывов этой функции). На рис. 5 приведены зависимости  $|\rho(2d)|^2$  для структуры с профилем n(x) во втором слое, который описывается функцией

$$n(x) = \begin{cases} n_3, & x > d, \\ n_2, & 0 < x < d, \\ [n_2 + n_1 + (n_2 - n_1)\cos(\pi x/d)]/2, & -d < x < 0, \\ n_1, & x < -d. \end{cases}$$
(22)





Рис. 4. Коэффициент отражения  $TE_0$ -моды для задачи об обрыве трёхслойного волновода с линейным профилем n(x).



В такой структуре показатель преломления плавно изменяется от значения  $n_2$  при x = 0 до  $n_1$  при x = -d. Остальные параметры задачи были те же, что и при расчёте кривых на рис. 4. Кривая 1 на этом рисунке построена с помощью ВМ, а штриховая кривая 2 — по формуле (21). Приведённые на рис. 4 и 5 зависимости качественно похожи, но количественно они отличаются достаточно заметно.

В конце этого раздела остановимся немного подробнее на оценке точности ВМ. Выше отмечалось, что существует несколько формулировок вариационного принципа (электрическая, магнитная и смешанная формулировки) [14, 15], которые могут давать слегка различающиеся результаты. Для их сравнения были проведены расчёты коэффициента отражения моды TE<sub>0</sub> от обрыва симметричного трёхслойного волновода с постоянным профилем n(x). В этом случае МИУ даёт наиболее точные результаты и, кроме того, симметричная геометрия достаточно подробно изучена в литературе, поэтому мы проведём сравнение с другими приближёнными подходами. В табл. 1 представлены значения величины  $|\rho|^2$ , рассчитанные несколькими способами. Расчёты проводились для волновода, у которого  $n_2 = 3,61$ ,  $\Delta_1 = \Delta_3 = 1\%$ , толщина второго слоя 2d = 0,5 мкм.

Таблица 1

А.Б. Маненков, И.Г. Тигелис

Способ расчёта	$  ho ^2$
МИУ, 0 итер.	0.32388
МИУ, 1 итер.	0.33023
МИУ, 2 итер.	0.33067
ВМ, эл. ф.	0.33026
ВМ, магн. ф.	0.33181
ВМ, смеш. ф.	0.33171
формула (21)	0.31824
метод [5]	0.32881
метод [7]	0.33080

Значения коэффициента отражения по мощности | $\rho$ |<sup>2</sup> для задачи об обрыве симметричного волновода

В первых трёх строках таблицы эти значения получены МИУ соответственно при нулевой, первой и второй итерациях. В следующих строках даны величины  $|\rho|^2$ , вычисленные ВМ при использовании электрической, магнитной и смешанной формулировок (строки 4, 5 и 6, соответственно). Для сравнения в строках 7—9 приведены значения  $|\rho|^2$ , рассчитанные по формуле (21) и по приближённым соотношениям работ [5, 7].

Из таблицы следует, что для рассматриваемой задачи электрическая формулировка даёт наименьшую погрешность величины  $|\rho|^2$  по сравнению с двумя другими формулировками ВМ. Этот вывод справедлив в широком диапазоне параметров волновода при условии, что  $n_1 \neq n_f$  (точное соотношение между  $n_1$  и  $n_f$  зависит от других параметров задачи). Можно попытаться объяснить этот результат, учитывая, что для данной поляризации ПМ электрическое поле имеет большую степень гладкости вблизи угловых ("рёберных") точек  $x = \pm d$ , z = 0, чем магнитное поле. У первого поля сингулярна вторая производная, а у второго — первая (см. ниже), поэтому функция  $H_x$  в плоскости обрыва может сильнее отличаться от полей ПМ. Однако такое простое объяснение не является универсальным. В ряде случаев, например, когда  $n_1 = n_3 = n_f$ , смешанная формула, полученная ВМ, может быть точнее других [14, 15]. Отметим, что при этих условиях все версии ВМ дают близкие результаты (причём величина  $\rho$  сравнительно мала). Вопрос о выборе наиболее точной вариационной формулы для общего случая требует дальнейшего анализа.

Подробные расчёты показали, что для данной задачи наибольшее различие вариационных формул достигается вблизи тех значений d, для которых  $|\rho|$  близко к максимальной величине; подобное значение было использовано выше в табл. 1. Отметим, что расхождение разных вариантов ВМ уменьшается при приближении частоты к критической; в этом предельном случае все формулировки приводят к одинаковому соотношению (17). Расхождение также уменьшается с ростом параметра kd (см. рис. 2). В данной задаче диэлектрическая проницаемость волновода была достаточно велика (т. е.  $n_2^2 \gg n_f^2$ ). Если же  $n_f$  приближается к  $n_2$ , то, как показывают расчёты, различие всех указанных выше формулировок ВМ уменьшается.

Заметим, что для этой задачи метод работы [7], основанный на так называемом приближении мод свободного пространства [1], обеспечивает несколько большую точность результатов, чем электрическая формулировка ВМ. Хотя эти два метода базируются на разных допущениях, тем не менее окончательные формулы весьма схожи и при определённых условиях могут быть преобразованы одна в другую.

Как уже отмечалось выше, в рассматриваемой задаче электрическое поле  $E_y$  конечно в "рёберных"точках  $x = \pm d$ , z = 0. Применяя методику, описанную в [15], можно уточнить структуру поля и показать, что в этих точках высшие производные от  $E_y$  сингулярны. Отметим, что эти сингулярности

определяют поведение амплитуд в спектральных разложениях полей (1)–(2). Приведём оценки для простого случая, когда  $n_1 = n_3 = n_f$ . При этих условиях в плоскости z = 0 имеем

$$E_y(x) = F_0(x) + B_e |n_2 - n_1| (x^2 - d^2)^2 \ln(k^2 |x^2 - d^2|),$$
(23)

где  $F_0$  — регулярная функция,  $B_e$  — некоторая константа. Учитывая эту оценку, можно показать, что в разложениях (1)–(2) для  $E_y$  существует слагаемое, которое сравнительно медленно убывает при  $\kappa \to \infty$ :  $C_{m\kappa}(j) \sim |n_2 - n_1|/\kappa^3, j = 1, 2$ . Отсюда следует, что спектр собственных мод можно считать узким, если это слагаемое невелико. Последнее условие выполнено, если  $n_2 \sim n_1$ , т. е. волновод является слабонаправляющим.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе двумя методами рассчитаны коэффициенты отражения основной поверхностной моды TE-типа от обрыва несимметричного диэлектрического волновода. Результаты расчётов показали, что для слабонаправляющего волновода оба метода дают близкие значения величин коэффициентов отражения ПМ (обычно разница в значениях  $|\rho|^2$  имеет порядок  $10^{-3}$ ).

Основное отличие несимметричной структуры от симметричной обусловлено тем, что в первом случае  $TE_0$ —мода имеет ненулевую отсечку. Это различие проявляется преимущественно в зависимостях коэффициента отражения  $\rho$  от параметров волновода.

Описанные методики можно обобщить применительно к задаче об обрыве многослойных систем (например для обрыва двух связанных волноводов), а также на случай другой поляризации основной поверхностной моды, т. е. для ТМ-задачи. По-видимому, возможно объединение этих подходов, например, ВМ можно использовать для улучшения сходимости МИУ.

Один из авторов (А.Б.М.) благодарен П. Кендаллу за полезное обсуждение разных методик расчёта и РФФИ за частичную поддержку работы (грант № 97–02–16334).

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987.
- 2. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides. London: Academic Press, 2-nd Edition, 1991.
- 3. Ikegami T. // IEEE J. Quantum Electron. 1972. V. 8. № 6. P. 470.
- 4. Rozzi T. E., in't Veld G.H. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1980. V. 28. № 2. P. 61.
- 5. Buus J. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. 17. № 12. P. 2256.
- 6. Vassallo Ch. // J. Opt. Soc. Am. A. 1988. V.5. № 6. P. 1918.
- 7. Kendall P. C., Roberts D. A., Robson P. N., Adams M. J., Robertson M. J. // IEE Proc. Pt. J. 1993. V. 140. № 1. P. 49.
- 8. Xu J., Yevick D., Gallant M. // J. Opt. Soc. Am. A. 1995. V. 12. № 4. P. 725.
- 9. Tigelis I. G., Theodoropoulos T. G., Papakonstantinou I. A. // J. Opt. Soc. Am. A. 1997. V. 14. № 6. P. 1260.
- 10. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984.
- 11. Manenkov A. B. // Optical and Quantum Electron. 1991. V.23. № 5. P. 621.
- 12. Маненков А. Б. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 12. С. 1484.
- 13. Lewin L. Theory of waveguides. London: Newness-Butterworths, 1975.
- 14. Manenkov A. B. // IEE Proc. Pt. J. 1992. V. 139. № 3. P. 194.

- 15. Васильев А. Д., Маненков А. Б. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 3. С. 405.
- 16. Uzunoglu N. K., Capsalis C. N., Tigelis I. // J. Opt. Soc. Am. A. 1987. V. 4. № 11. P. 2150.
- 17. Na T. Y. Computational methods in engineering boundary value problems. N.Y.: Academic Press, 1979.

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы, РАН, Россия Афинский университет, Греция Поступила в редакцию 1 июля 1998 г.

# GUIDED MODE REFLECTION FROM ABRUPTLY TERMINATED PLANAR ASYMMETRICAL WAVEGUIDE

A. B. Manenkov, I. G. Tigelis

A variational approach and integral equation method are applied to the problem of guided mode reflection from an abruptly ended planar dielectrical waveguide. The theory is illustrated by an example of the reflectivity problem for three layers structures with constant and variable profiles of the refractive index. The differences between the symmetrical and asymmetrical systems are discussed.

83

УДК 519.675:(535+534)+681.3

# О МОДЕЛИРОВАНИИ ДВУМЕРНОГО ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗБУЖДЁННЫХ СРЕД

# *М. Г. Каримов*<sup>1</sup>, *А. А. Аливердиев*<sup>1,2</sup>

Обсуждается применение оптоакустического эффекта для томографического исследования возбуждённых сред в условиях сильного поглощения инициирующего лазерного излучения. Приводятся результаты двумерных модельных экспериментов, указывающие на возможность хорошей реконструкции вторичного акустического источника даже при значительном поглощении инициирующего излучения.

В настоящее время бурно развивающаяся наука и техника сталкиваются с необходимостью исследовать внутреннюю структуру объектов, исследование которых традиционными способами невозможно или затруднено. Для решения этой задачи было разработано множество методов [1–8], одним из которых является томография, основанная на оптоакустическом эффекте. Впервые об этом методе было заявлено в [3]. Дальнейшее развитие он получил в [4–7]. В [6–8] этот метод был рассмотрен в рамках общей теории использования скорости регистрируемого сигнала для томографического исследования, а в [6, 7] был предложен математический аппарат учёта поглощения лазерного излучения. В данной работе обсуждается возможность объёмного исследования возбуждённых сред с сильным поглощением инициирующего излучения, пользуясь вышеупомянутым математическим аппаратом, развитым для трёхмерного случая, с демонстрацией двумерных численных экспериментов.

Итак, допустим, что имеется объект, в котором внешний лазерный источник с временным профилем T(t) порождает вторичное акустическое излучение, которое может быть зарегистрировано внешним микрофоном. При этом функция распределения внутреннего вторичного акустического источника f(x) является искомой. Тогда, если выбрать ось 0x вдоль инициирующего лазерного луча, то, как показано в [7], интегральная функция акустического отклика с учётом поглощения лазерного излучения будет иметь вид

$$G_s(t) = \int_0^l C f_1(x) T(t - x/\nu_s) \, dx,$$
(1)

где

$$C f_1(x) = f(x) \exp\left(-\alpha \int_0^x f(x) \, dx\right),\tag{2}$$

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

$$C f_1(x) = f(x) \exp\left(-\alpha \int_{l-x}^{l} f(x) \, dx\right),\tag{3}$$

если лазер располагается в точке x = l, а приёмник — в точке x = 0. В дальнейшем будем рассматривать только первый случай и полагать, что функция  $f_1(x)$  задаётся формулой (2). Здесь  $\alpha = \ln(I/I_0)$ , где  $I_0$  — суммарная интенсивность инициирующего импульса, I — интенсивность импульса, прошедшего через объект, а C — некоторая константа, вводимая для того, чтобы функции  $f_1(x)$  и f(x) можно было нормировать к единице.

М. Г. Каримов, А. А. Аливердиев

Так как звуковой сигнал передаёт только возбуждённая часть исследуемого объекта, то мы можем поэтапно сканировать лазерным лучом по другим пространственным координатам. При этом будем иметь набор проекций

$$G_s(y,z,t) = \int_0^t C(y,z) f_1(x,y,z) T(t-x/\nu_s) dx,$$
(4)

где

84

$$C(y,z) f_1(x,y,z) = f(x,y,z) \exp\left(-\alpha(y,z) \int_0^x f(x,y,z) \, dx\right).$$
(5)

Функции f(x, y, z) и  $f_1(x, y, z)$  будем считать нормированными для любых y, z. При этом искомой функцией будет не f(x, y, z), которую для дальнейшего решения считали нормированной, а функция  $f'(x, y, z) = A \alpha(y, z) f(x, y, z)$ , которая отражает истинное распределение внутреннего вторичного источника. Однако так как  $\alpha(y, z)$  полагается определяемой экспериментально, а величина A есть нормировочная константа, то неизвестной компонентой искомой функции будет именно f(x, y, z).

Если длительность лазерного импульса такова, что  $\Delta t \nu_s \ll l$ , то независимо от его формы функция  $T(t - x/\nu_s)$  практически превращается в  $\delta$ -функцию, а функция  $G_s(y, z, t)$  начинает повторять функцию  $f_1(x, y, z)$  с точностью до множителя. В противном случае можно воспользоваться стандартными средствами решения уравнения Фредгольма первого рода. Для решения же уравнения (5) введём функции

$$F(x, y, z) = \int_{0}^{x} f(x, y, z) \, dx \quad \text{if} \quad F_1(x, y, z) = \int_{0}^{x} f_1(x, y, z) \, dx$$

и будем полагать, что  $\alpha(y, z)$  не обращается в нуль ни для одного y, z (в противном случае решаемое уравнение обращается в тождество). В этом случае из (5) следует, что

$$C(y,z) f_1(x,y,z) = \frac{dF(x,y,z)}{dx} \exp\Big(-\alpha(y,z)F(x,y,z)\Big).$$
(6)

Решая дифференциальное уравнение (6), получим [5]

$$F(x, y, z) = -\frac{1}{\alpha(y, z)} \Big[ \ln \left( 1 - \alpha(y, z) C(y, z) F_1(x, y, z) \right) \Big].$$
(7)

Дифференцируя (7) по x, найдём  $f(x, y, z) = \frac{dF(x, y, z)}{dx}$ :

$$f(x, y, z) = \frac{C(y, z) f_1(x, y, z)}{1 - C(y, z) \alpha(y, z) F_1(x)},$$
(8)

а из условий нормировки определим C(y, z):

$$C(y,z) = \frac{1}{\alpha(y,z)} \Big[ 1 - \exp\left(-\alpha(y,z)\right) \Big].$$
(9)

Для проверки результативности предлагаемой методики нами был проведён ряд численных экспериментов, которые включали в себя следующие этапы: 1) задание трёх- или двухмерного поля исследуемой области с заданным распределением исследуемой величины; 2) по заданной f(x, y, z) определение  $\alpha(y, z) = \langle \alpha \rangle \frac{1}{l} \int_{0}^{l} f(x, y, z) \, dx$ , где  $\langle \alpha \rangle$  — задаваемое априорно среднее значение  $\alpha(y, z)$ ; 3) прямое численное моделирование вдоль координаты x с заданными координатами y, z или y лазерного

импульса с известной длительностью его прохождения вдоль координаты x, сопровождаемого акустическим откликом, и, наконец, регистрация этого отклика внешним микрофоном. В связи с малостью длительности лазерного импульса, его форма в данных экспериментах в расчёт не принималась. При этом, для определённости, импульсы полагались прямоугольными; 4) повторение операции (3) для всех координат y, z или y (сканирование); 5) обработка полученного результата по формулам (8)–(9). В численном эксперименте, результат которого представлен на рис. 1, предполагалось, что  $\langle \alpha \rangle = 4$ , а при проведении опера



Рис. 1.

Для облегчения графического представления в приводимых результатах присутствует только одна координата сканирования: *у*. Как видно из рис. 1, акустический отклик (б) мало напоминает исходную функцию (а). Вместе с тем математическая обработка (в) демонстрирует достаточно хорошую восстанавливаемость исходной функции, что свидетельствует о пригодности рассматриваемого метода даже в условиях сильного поглощения инициирующего излучения.

В заключение авторы выражают глубокую признательность коллективу лаборатории НТиС ИФ ДНЦ РАН за оказанное содействие в выполнении работы.

М. Г. Каримов, А. А. Аливердиев

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. Левин Г. Г., Вишняков Г. Н. Оптическая томография. М.: Радио и связь, 1989. 224 с.
- 2. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука, 1987. 230 с.
- 3. Карабутов А.А., Овчинников О.Б. Судостроительная промышленность. Сер. Акустика. Л.: Изд-во ЦНИИ "РУМБ", 1987. № 2. С. 725.
- 4. Карабутов А. А., Подымова Н. Б., Летохов В. С. Лазерная оптико—акустическая диагностика поглощения света в однородных, неоднородно—поглощающих и рассеивающих средах. // Оптическая техника. 1994. № 4.
- 5. Karabutov A. A., Podymova N. B., Letokhov V. S. // J. Appl. Phys. B. 1996. V. 63. P. 545.
- 6. Karimov M. G., Aliverdiev A. A. The use of speed secondary radiation for laser tomography of bioobjects. — In: Proc. Lals 96. Jena, Germany. 1996. Pt. 2. P. 35.
- 7. Аливердиев А. А. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 6. С. 761.
- 8. Аливердиев А. А. //ЖТФ. 1997. Т. 67. № 9. С. 132.

<sup>1</sup>Дагестанский государственный университет, <sup>2</sup>Институт физики ДНЦ РАН РД, г. Махачкала, Дагестан, Россия

Поступила в редакцию 2 февраля 1998 г.

# ABOUT MODELING OF 2D OPTOACOUSTIC RESEARCHES OF EXCITED MEDIA

M.G. Karimov, A.A. Aliverdiev

In the present work the opportunity of application of optoacoustic effect for a tomographic research of an excited media under a strong absorption of an initiating laser radiation is discussed. The results of 2D model experiments indicating an opportunity of a good reconstruction of an acoustic source even in the case of a significant absorption of the initiating radiation are presented.

УДК 539

# НОВЫЙ МЕХАНИЗМ БРОУНОВСКОГО МОТОРА

# А.Н.Малахов

Предложена новая модель транспорта броуновских частиц с помощью детерминированной модуляции ratchet потенциала, приводящей к направленному постоянному сносу броуновских частиц.

1. В последние годы в теории нелинейного броуновского движения большое внимание уделяется так называемым молекулярным, или броуновским, моторам, или "stochastic ratchets", сущность которых заключается в создании направленного диффузионного потока броуновских частиц за счёт образования асимметричных условий диффузии с помощью той или иной модуляции периодического асимметричного поля, определяемой временами диффузии броуновских частиц на масштабах поля (см., напр., работы [1–7] и цитированную в них литературу). В настоящей работе предложена новая модель броуновского мотора, отличающаяся тем, что направленный поток броуновских частиц создаётся за счёт сноса броуновских частиц, а не их диффузии.

**2.** Рассмотрим движение броуновских частиц в вязкой среде по наклонному потенциальному профилю  $\Phi(x) = -ax$ , где a > 0, от начального дельта-образного вероятностного распределения  $W(x, 0) = \delta(x)$  (рис. 1a).





А. Н. Малахов

вид

1999

$$\frac{dx(t)}{dt} = -\frac{d\Phi(x)}{hdx} + \xi(t) = \frac{a}{h} + \xi(t),\tag{1}$$

где  $\xi(t)$  — гауссовы тепловые флуктуации с  $\langle \xi(t) \rangle = 0$ ,  $\langle \xi(t) \xi(t+\tau) \rangle = D\delta(\tau)$ . Здесь D = 2kT/h — интенсивность тепловых флуктуаций, k — постоянная Больцмана, h и T — соответственно эквивалентные вязкость и температура среды.

В силу линейности уравнения (1) плотность вероятности броуновских частиц W(x, t) будет гауссовой для любых t, и легко найти, что

$$W_{\rm G}(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi Dt}} \exp\left[-\frac{(x-at/h)^2}{2Dt}\right].$$
 (2)

Следовательно, плотность вероятности будет, с одной стороны, двигаться в сторону положительных x со скоростью a/h так, что  $\langle x \rangle = at/h$ , а с другой стороны, расплываться согласно диффузионному закону  $\sigma_x^2 = Dt$  (рис. 16), где  $\sigma_x^2$  — дисперсия.

Таким образом, наклонный потенциальный профиль может осуществлять направленный перенос броуновских частиц в сторону убывающего потенциала. Вместе с этим, для реалистичности модели необходимо ввести ограничение на величину потенциала.

**3.** Введём так называемый ratchet потенциал с периодом 2L (рис. 2).



Рис.2.

Движение броуновских частиц от точки x = 0 вправо по-прежнему будет соответствовать (2) до тех пор, пока  $\langle x \rangle + 3\sigma_x < L$ .

Предположим, что диффузионное расплывание на периоде потенциала идёт медленнее чем снос, т. е. что  $\sqrt{Dt} \ll L$ , где t = Lh/a. Нетрудно показать, что это условие эквивалентно условию малости тепловых флуктуаций по сравнению с высотой потенциального барьера:

$$kT \ll \Phi_0/2 = La/2. \tag{3}$$

Заметим, что это условие, как правило, принято во всех рассматриваемых моделях "стохастических ratchets", для того, чтобы броуновские частицы не проходили через потенциальные барьеры и не нарушали асимметричности диффузии.

**4.** Итак, при выполнении условия (3) плотность вероятности  $W_{\rm G}(x,t)$ , практически не расплываясь, доходит за время  $t_L = Lh/a$  до точки L, где её дальнейшему движению препятствует скачок потенциала, равный  $2\Phi_0$ . Для дальнейшего движения броуновских частиц вправо по оси x необходимо соответствующей модуляцией ratchet потенциала вновь поместить броуновские частицы на снижающийся склон потенциала, например, на его середину.

.....

Имеется целый ряд возможностей сделать это:

а). Самый простой и эффективный способ — это двигать вправо сам ratchet потенциал со скоростью a/h так, чтобы броуновские частицы всё время находились на середине склона. Такую модуляцию потенциала можно назвать бегущим потенциалом (или surfing potential). При этом форма бегущего потенциала не обязательно должна быть пилообразной. Достаточно, чтобы двигался вправо со скоростью a/h лишь один склон (рис. 3).





Разумеется, искусственное создание таких потенциалов, бегущих со скоростью, зависящей от крутизны склона, — дело достаточно сложное, если не безнадёжное. Однако в биологических структурах клеток, в которых и подозревается существование направленного броуновского движения макромолекул вдоль полимерных цепей вместо малоэффективного обычного диффузионного расплывания (см., напр., [1]), ситуация с бегущим полем вполне может быть реализована за счёт взаимодействия активных макромолекул с электрическим полем полимера. При этом возможно, что движущиеся макромолекулы за счёт этого взаимодействия сами организуют соответствующий падающий склон потенциального профиля, полностью синхронизированный по скорости с направленным движением макромолекул.

б). Второй очевидный способ детерминированной модуляции — это скачкообразные перемещения ratchet потенциала вперёд—назад на полпериода в те моменты времени, когда броуновские частицы продвинутся до скачка потенциала. Так, перемещение ratchet потенциала вперёд на полпериода снова "посадит"броуновские частицы на середину склона и даст им возможность продвинуться до координаты x = 2L. Обратное скачкообразное перемещение ratchet потенциала в исходное положение приведёт к достижению точки x = 3L и т. д. Тем самым, если через интервалы времени  $\Delta t = Lh/a$  потенциал регулярно перемещается вперёд—назад, то среднее значение координат броуновских частиц всё время будет двигаться направо с постоянной скоростью  $\langle x \rangle = at/h$  (рис. 4).

Для того чтобы исключить сложности, связанные с взаимодействием броуновских частиц со скач-

А.Н.Малахов

ком потенциала  $2\Phi_0$  при обратном перемещении потенциала из положения Б в положение A, достаточно непосредственно перед переключением положения Б к положению A потенциал вообще выключить на короткое время (т. е. положить  $\Phi(x) \equiv 0$ ), а затем включить его уже в положении Б.

**5.** Учтём теперь расплывание вероятностного распределения дрейфующих направо броуновских частиц, которое может стать заметным после N циклов переключений, когда вместо  $\sigma_x(L) = \sqrt{Dt} = \sqrt{2kT\frac{L}{a}}$  будет  $\sigma_x(NL) = \sqrt{2kT\frac{NL}{a}}$ . При достаточно большом N (т. е. большом t) плотность вероятности W(x,t) из—за скачка потенциала примет негауссовую форму (см. рис. 5), равную при  $kT \ll \Phi_0/2$ 

$$W_0(x) = \begin{cases} \frac{2a}{hD} \exp\left(\frac{2ax}{hD}\right), & x < 0; \\ 0, & x > 0. \end{cases}$$
(4)



Рис.4.

После перемещения этой плотности вероятности на середину склона (на следующем цикле) она будет вновь дрейфовать и расплываться, согласно

$$W(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} W_0(u) W_{\rm G}(x-u,t) du,$$

А.Н.Малахов

где  $W_{\rm G}(z,t)$  даётся формулой (2). При сохранении условия  $kT \ll \Phi_0/2$  её расплывание при движении вниз по склону до следующего скачка потенциала будет практически незначительным, а в конце цикла вблизи скачка потенциала она вновь примет ту же форму (4).

Таким образом, при достаточно большом числе циклов переключений потенциала плотность вероятности броуновских частиц, дрейфующих вправо, будет равна

$$W(x,t) = \begin{cases} \frac{2a}{hD} \exp\left[\frac{2a}{hD}\left(x - \frac{a}{h}t\right)\right), & x < \frac{a}{h}t;\\ 0, & x > \frac{a}{h}t, \end{cases}$$

и практически не будет меняться по форме с течением времени.

**6.** Итак, предложенная модель броуновского мотора позволяет направленно транспортировать броуновские частицы с постоянной скоростью. Таким образом, в отличие от других известных моделей "стохастических ratchets", данная модель позволяет перемещать броуновские частицы по временному закону  $\propto t$ , а не  $\propto \sqrt{t}$ , поскольку здесь основная роль отводится детерминированному сносу плотности вероятности, а не сносу из-за асимметричного диффузионного расплывания.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 96-02-16772-а и № 96-15-96718).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Magnasco M. //Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2656.

2. Doering C. R., Horsthemke W., Riordan J. //Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2984.

- 3. Luczka J., Bartussek R., Hänggi P. //Europhys. Lett. 1995. V. 31. № 8. P. 431.
- 4. Bier M. //Phys. Rev. Lett. A. 1996. V. A211. P. 12.
- 5. Bier M., Astumian R. D. //Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. № 22. P. 4277.
- 6. Никитин А. П. //Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 1997. Т. 5. № 1. С. 30.
- 7. Shimansky–Geier L., Kschischo M., Fricke T. //Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3335.

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Россия Поступила в редакцию 4 июня 1998 г.

## NEW MECHANISM OF BROWNIAN TRANSPORT

A.N. Malakhov

We propose a new mechanism of the Brownian particle transport by virtue of a deterministic modulation of the ratchet potential. The mechanism leads to the directed uniform drift of the Brownian particles rather than their diffusion .

А. Н. Малахов

92

## УДК 519.217:517.977.57

# ОБНАРУЖЕНИЕ И ФИЛЬТРАЦИЯ ПОТОКА РАЗЛИЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ НА ФОНЕ ШУМА

# А.А.Мальцев, О.В.Польдин, А.М.Силаев

Рассмотрена задача раздельного обнаружения и фильтрации потока импульсных сигналов. Предполагается, что импульсные сигналы различной формы появляются независимо друг от друга в случайные моменты времени со случайной амплитудой и наблюдаются на фоне шума. Получен алгоритм оценивания вероятности появления каждого импульса к данному моменту времени и найдены рекуррентные выражения для апостериорных плотностей вероятностей значений сигналов. Представлены результаты численного моделирования полученных алгоритмов обработки сигналов.

#### введение

Необходимость обнаружения и оценивания потока импульсных сигналов достаточно часто возникает при решении разнообразных практических задач, например, оценивании числа объектов при обработке отражённых сигналов в гидро- и радиолокации, оптимальном управлении динамическими системами при наличии возмущающих воздействий и т.д. Для решения подобных задач в настоящее время широко используется аппарат теории условных марковских процессов [1–6]. В частности, в работах авторов [4–6] были получены алгоритмы оценивания состояния динамических систем со скачкообразными изменениями параметров, случайными импульсными возмущениями и при возникновении случайных временных трендов. В настоящей статье данный подход применён для решения задачи раздельной фильтрации потока различных по форме импульсных сигналов со случайными и независимыми друг от друга амплитудами и временами появления.

## 1. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Пусть временной ряд  $\vec{z}(t)$ , наблюдаемый в дискретные моменты времени t = 0, 1, 2, ..., представляет собой аддитивную смесь n типов различных импульсных сигналов  $\vec{s}_i(t)$ ,  $i = \overline{1, n}$ , и шума  $\vec{v}(t)$  — последовательности независимых векторных случайных величин, имеющих вероятностное распределение  $P_v(\vec{v})$ :

$$\vec{z}(t) = \sum_{i=1}^{n} \vec{s}_i(t) + \vec{v}(t) \,. \tag{1}$$

Сигналы  $\vec{s}_i(t)$  задаются с помощью соотношений

$$\vec{s}_{i}(t) = C_{i}\vec{x}_{i}(t),$$

$$\vec{x}_{i}(t+1) = M_{i}\vec{x}_{i}(t) + \vec{u}_{i}(t) + \vec{a}_{i}\,\delta(t,\tau_{i}), \quad i = \overline{1,n},$$
(2)

где  $\vec{x}_i(t)$  — вектор состояния і-й динамической системы,  $C_i$  и  $M_i$  — известные матрицы;  $\vec{u}_i$ ,  $i = \overline{1, n}$ , — статистически независимые случайные последовательности с распределениями  $P_{u_i}(\vec{u}_i)$ ;  $\vec{a}_i$  — случайные векторные величины;  $\tau_i$  — независимые случайные моменты времени появления сигналов;  $\delta(t, \tau_i)$  — символ Кронекера.

Будем считать, что в начальный момент времени t = 0 заданы плотности вероятности  $P(\vec{x}_i)$  начальных состояний векторов  $\vec{x}_i$ , априорные плотности вероятности  $P_{a_i}(\vec{a}_i)$  ( $i = \overline{1, n}$ ) "амплитуд" сигналов и распределения  $P_{\tau_i}(\tau_i)$  дискретных значений моментов появления сигналов на интервале наблюдения.

Задача заключается в том, чтобы в моменты дискретного времени t > 0 по реализации наблюдений  $\vec{z_1}^t = \{\vec{z}(1), \ldots, \vec{z}(t)\}$  найти оценки значений каждого импульсного сигнала  $\vec{s_i}(t)$  и апостериорные вероятности их появления.

Введём *п* случайных марковских последовательностей, принимающих два дискретных значения:

$$heta_i(t) = \left\{ egin{array}{ll} 1, & \mbox{при } t \geq au_i\,, \\ 0, & \mbox{при } t < au_i\,, \, i = \overline{1,n}, \end{array} 
ight.$$

с матрицами одношаговых вероятностей перехода между состояниями в моменты времени t и t+1

$$\Pi_i(t) = \begin{pmatrix} 1 - \nu_i(t) & \nu_i(t) \\ & & \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

где

$$\nu_i(t) = P_{\tau_i}(t) \left/ \sum_{k=t}^{\infty} P_{\tau_i}(k) \right.$$

Апостериорную плотность вероятности марковской последовательности  $\{\vec{X}(t)\}^{\mathrm{T}} = \{\vec{x}_{1}^{\mathrm{T}}(t), \ldots, \vec{x}_{n}^{\mathrm{T}}(t)\}$  представим по формуле полной вероятности в виде

$$P(\vec{X}, t \mid \vec{z}_1^t) = \sum_{k_1=0}^1 \dots \sum_{k_n=0}^1 P_{k_1,\dots,k_n}(t) W_{k_1,\dots,k_n}(\vec{X}, t) .$$
(3)

В выражении (3) мы ввели следующие обозначения для апостериорных вероятностей появления импульсов:

$$P_{k_1,\dots,k_n}(t) = P(\theta_1 = k_1, \dots, \theta_n = k_n \,|\, \vec{z}_1^t)$$

и для условных вероятностных распределений —

$$W_{k_1,\dots,k_n}(\vec{X},t) = P(\vec{X},t \mid \theta_1(t) = k_1,\dots,\theta_n(t) = k_n, \vec{z}_1^t).$$
(4)

Здесь индексы  $k_i$  принимают значения 1 или 0, обозначая соответственно ситуации  $\{\theta_1 = k_1, \ldots, \theta_n = k_n\}$  появления или непоявления импульса *i*-го типа к моменту времени *t*. Вводя для удобства векторно-матричные обозначения

$$H = (C_1, \dots, C_n), \quad \vec{U}(t) = \begin{pmatrix} \vec{u}_1 \\ \vdots \\ \vec{u}_n \end{pmatrix},$$
$$\vec{A}_i = \begin{pmatrix} \vec{a}_1 \delta(1, i) \\ \vdots \\ \vec{a}_n \delta(n, i) \end{pmatrix}, \quad i = \overline{1, n}, \quad F = \begin{pmatrix} M_1 & [0] & \cdots & [0] \\ [0] & M_2 & \cdots & [0] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ [0] & [0] & \cdots & M_n \end{pmatrix}, \quad (5)$$

 $\rightarrow$ 

А.А. Мальцев, О.В. Польдин, А.М. Силаев

выражения (1), (2) можно записать в стандартном виде

$$\vec{z}(t) = H\vec{X}(t) + \vec{v}(t) ,$$

$$\vec{X}(t+1) = F\vec{X}(t) + \vec{U}(t) + \sum_{i=1}^{n} \vec{A}_{i}\delta(t,\tau_{i}) .$$
(6)

Для вычисления апостериорных вероятностей  $P_{k_1,...,k_n}(t)$  различных возможных ситуаций и соответствующих условных плотностей вероятностей  $W_{k_1,...,k_n}(\vec{X}(t),t)$  на каждом шаге дискретного времени по мере поступления новых значений наблюдаемой последовательности  $\vec{z}(t)$  можно получить следующий рекуррентный алгоритм [4–6]:

$$P_{k_{1},...,k_{n}}(t+1) = \sum_{l_{1}=0}^{k_{1}} \dots \sum_{l_{n}=0}^{k_{n}} P_{l_{1}k_{1},...,l_{n}k_{n}}(t+1),$$

$$P_{l_{1}k_{1},...,l_{n}k_{n}}(t+1) = P_{l_{1},...,l_{n}}(t)\pi_{l_{1}k_{1}}(t)\dots\pi_{l_{n}k_{n}}(t)\frac{\Phi_{l_{1}k_{1},...,l_{n}k_{n}}[\vec{z}(t+1)]}{\Phi[z(t+1)]},$$

$$W_{k_{1},...,k_{n}}(\vec{X},t+1) = \sum_{l_{1}=0}^{k_{1}} \dots \sum_{l_{n}=0}^{k_{n}} W_{l_{1}k_{1},...,l_{n}k_{n}}(\vec{X},t+1)\frac{P_{l_{1}k_{1},...,l_{n}k_{n}}(t+1)}{P_{k_{1},...,k_{n}}(t+1)},$$

$$W_{l_{1}k_{1},...,l_{n}k_{n}}(\vec{X},t+1) = P(\vec{z}(t+1) \mid \vec{X}) \times$$

$$\times \iint_{-\infty}^{\infty} P(\vec{X},t+1 \mid \vec{X}',t)W_{l_{1},...,l_{n}}(\vec{X}',t)d\vec{X}' / \Phi_{l_{1}k_{1},...,l_{n}k_{n}}[\vec{z}(t+1)],$$
(7)

где  $\pi_{l_ik_i}(t)$  — обозначение для элемента  $l_i$ -й строки  $k_i$ -го столбца матрицы  $\Pi_i(t)$ .

В уравнениях (7) условная плотность вероятности  $P\left(\vec{z}(t+1) \mid \vec{X}(t+1)\right)$  наблюдения z(t+1) при заданном значении вектора  $\vec{X}$  выражается через распределение  $P_v(\vec{v})$ :

$$P\left(\vec{z}(t+1) \mid \vec{X}(t+1)\right) = P_v\left(\vec{z}(t+1) - H\vec{X}(t+1)\right);$$
(8)

переходная плотность вероятности  $P(\vec{X}, t+1 \mid \vec{X}', t)$  последовательности X(t) вычисляется при помощи известных распределений  $P_U(\vec{U})$  и  $P_{A_i}(\vec{A_i})$ :

$$P(\vec{X},t+1 \mid \vec{X}',t) = \int_{-\infty}^{\infty} P_U \left[ \vec{X} - F\vec{X}' - \sum_{i=1}^{n} \vec{A}_i \delta(l_i+1,k_i) \right] P_{A_1}(\vec{A}_1) \dots P_{A_n}(\vec{A}_n) d\vec{A}_1 \dots d\vec{A}_n d\vec{X}'; \quad (9)$$

функции  $\Phi_{l_1k_1,...,l_nk_n}[\vec{z}(t+1)]$  и  $\Phi[\vec{z}(t+1)]$  являются нормировочными коэффициентами:

$$\Phi_{l_1k_1,\dots,l_nk_n}[\vec{z}(t+1)] = \int_{-\infty}^{\infty} P[\vec{z}(t+1) \mid \vec{X}] \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{X},t+1 \mid \vec{X}',t) W_{l_1,\dots,l_n}(\vec{X}',t) d\vec{X}' d\vec{X},$$

$$\Phi[\vec{z}(t+1)] = \sum_{l_1=0}^{1} \dots \sum_{l_n=0}^{1} P_{l_1,\dots,l_n}(t) \pi_{l_1k_1}(t), \dots, \pi_{l_nk_n}(t) \Phi_{l_1k_1,\dots,l_nk_n}[\vec{z}(t+1)].$$
(10)

А.А. Мальцев, О.В. Польдин, А.М. Силаев

Рекуррентные выражения (7) с учетом соотношений (8)–(10) позволяют для текущего момента времени найти апостериорные плотности вероятностей векторных величин  $\vec{X}(t)$ , а также найти апостериорные вероятности появления любой из возможных ситуаций { $\theta_1 = k_1, \ldots, \theta_n = k_n$ } к текущему моменту времени. Зная эти функции можно легко найти оптимальные оценки векторных величин по любому критерию качества и апостериорные вероятности появления импульсов любого типа по очевидной формуле

$$P_i(t) = \sum_{k_1=0}^{1} \dots \sum_{k_n=0}^{1} P_{k_1,\dots,k_n}(t) \,\delta(1,k_i).$$

На основе оптимальных уравнений (7) возможно построить приближённые алгоритмы нахождения оценок (см. [4-6]).

#### 2. ПРИБЛИЖЁННЫЙ АЛГОРИТМ ОЦЕНИВАНИЯ

С целью упрощения оптимального алгоритма (7) для численного моделирования аппроксимируем на каждом шаге дискретного времени апостериорные плотности вероятности  $W_{k_1,...,k_n}(\vec{X},t)$  гауссовскими распределениями. Это позволит свести вычисление условных плотностей вероятностей к вычислению их средних значений и ковариаций.

Применим гауссовскую аппроксимацию также для распределений  $P_{A_i}(A_i)$  и  $P_U(\vec{U})$ . В этом случае уравнения для нахождения плотностей вероятностей  $W_{k_1,...,k_n}(\vec{X},t)$  в системе уравнений (7) можно заменить уравнениями для вычисления математических ожиданий  $\hat{\vec{X}}(t)$  и матриц ковариаций K(t), которые записываются в виде системы связанных уравнений фильтров Калмана

$$\begin{split} \hat{\vec{X}}(t) &= \sum_{k_{1}}^{1} \dots \sum_{k_{n}}^{1} P_{k_{1},\dots,k_{n}}(t) \hat{\vec{X}}_{k_{1},\dots,k_{n}}(t) ,\\ \hat{\vec{X}}_{k_{1},\dots,k_{n}}(t) &= \sum_{l_{1}=0}^{k_{1}} \dots \sum_{l_{n}=0}^{k_{n}} \hat{\vec{X}}_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t) P_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t) / P_{k_{1},\dots,k_{n}}(t),\\ K_{k_{1},\dots,k_{n}}(t) &= \sum_{l_{1}=0}^{k_{1}} \dots \sum_{l_{n}=0}^{k_{n}} \left[ K_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t) + (\hat{\vec{X}}_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t))^{2} \right] \frac{P_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t)}{P_{k_{1},\dots,k_{n}}(t)} - \\ &- \left[ \sum_{l_{1}=0}^{k_{1}} \dots \sum_{l_{n}=0}^{k_{n}} \hat{\vec{X}}_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t) P_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t) / P_{k_{1},\dots,k_{n}}(t) \right]^{2}, \end{split}$$
(11)  
$$\hat{\vec{X}}_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t+1) = F \hat{\vec{X}}_{l_{1},\dots,l_{n}}(t) + \sum_{i=1}^{n} \vec{A}_{i}_{i}_{pr}\delta(l_{i}+1,k_{i})) + \\ &+ B_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t+1) = P_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t+1)H' \left[ HP_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t+1)H' + D_{v} \right]^{-1}, \\ P_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t+1) = F K_{l_{1},\dots,l_{n}}(t)F' + Q + \sum_{i=1}^{n} K_{A_{i}pr}\delta(l_{i}+1,k_{i}), \\ K_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t+1) = \left[ \mathbf{I} - B_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(k+1)H \right] P_{l_{1}k_{1},\dots,l_{n}k_{n}}(t+1), \end{split}$$

Здесь **I** — единичная матрица,  $\vec{A}_{i\,pr}$  и  $K_{A_i\,pr}$  — векторы средних значений и матрицы ковариаций распределений амплитуд, Q — матрица ковариаций векторной последовательности  $\vec{U}(t)$ . Нормировочные функции (10) в этом случае принимают вид:

А.А. Мальцев, О.В. Польдин, А.М. Силаев

1 10

$$\Phi_{l_1k_1,\dots,l_nk_n}[\vec{z}(t+1)] = (2\pi \triangle_{l_1k_1,\dots,l_nk_n})^{-1/2} \times \exp\left\{-\left[z(t+1) - HF\hat{\vec{X}}_{l_1,\dots,l_n}(t) - \sum_{i=1}^n H\vec{A}_{i\,pr}\delta(l_i+1,k_i)\right]^2 [2\triangle_{l_1k_1,\dots,l_nk_n}]^{-1}\right\},\\ \triangle_{l_1k_1,\dots,l_nk_n} = HFK_{l_1k_1,\dots,l_nk_n}(t)F'H' + \sum_{i=1}^n K_{A_i\,pr}\delta(l_i+1,k_i) + D_v.$$

Начальные значения оценок и начальные матрицы ковариаций к уравнениям (11) вычисляются по соответствующим априорным плотностям вероятностей.

#### 3. ПРИМЕР

В качестве иллюстрации работы полученных алгоритмов рассмотрим случай, когда наблюдается скалярный случайный процесс, являющийся смесью двух сигналов (n=2) и белого шума:

$$z(t) = x_1(t) + x_2(t) + v(t),$$
  

$$x_1(t+1) = 0.9x_1(t) - 0.9x_1(t-1) + a_1\delta(t,\tau_1),$$
  

$$x_2(t+1) = 0.8x_2(t) - 0.71x_2(t-1) + a_2\delta(t,\tau_2).$$
(12)

Введя следующие обозначения:

96

$$C_{i} = (1,0), \quad \vec{x}_{i}(t) = \begin{pmatrix} x_{i}(t) \\ x_{i}(t-1) \end{pmatrix}, \quad \vec{a}_{i} = \begin{pmatrix} a_{i} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2,$$
$$M_{1} = \begin{pmatrix} 0,9 & -0,9 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_{2} = \begin{pmatrix} 0,8 & -0,71 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

приведём выражения (12) к виду (6). Импульсные сигналы  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$  представляют собой отклики динамических систем на воздействия дельта—импульсов с амплитудами  $a_1$  и  $a_2$  в моменты времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$ . По форме — это достаточно близкие друг к другу затухающие колебания одинаковой частоты, но с различными коэффициентами затухания. Сигнал  $x_1(t)$  появляется в априорно неизвестный момент времени  $\tau_1$ , сигнал  $x_2(t)$  — в момент времени  $\tau_2$ ; v(t) — последовательность независимых гауссовских случайных величин с нулевым средним и дисперсией  $D_v$ .

На рис. 1а изображён пример наблюдаемой реализации процесса z(t) при следующих параметрах сигналов  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$  и шума v(t):  $a_1 = 1$ ,  $a_2 = 1$ ,  $\tau_1 = 10$ ,  $\tau_2 = 25$ ,  $D_v = 0.08$ .

Априорные плотности вероятности  $P_{a_1}(a_1)$ ,  $P_{a_2}(a_2)$  положим гауссовскими со средними значениями  $a_{1pr}$ ,  $a_{2pr}$  и дисперсиями  $D_{a_1pr}$ ,  $D_{a_2pr}$ . Априорные распределения  $P_{\tau_1}(\tau_1)$ ,  $P_{\tau_2}(\tau_2)$  случайных моментов появления сигналов будем считать равномерными на интервале наблюдения.

На рис. 16,в приведены результаты обработки процесса z(t) (рис. 1а) алгоритмом (11). На них изображены реализации сигналов  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$  (показаны сплошными линииями), а также их оценок  $\hat{x}_1(t)$  и  $\hat{x}_2(t)$  (показаны пунктирной линией). Здесь априорные значения средних и дисперсий распределений амплитуд следующие:  $a_{1pr} = 1$ ,  $D_{a_1pr} = 0.01$ ,  $a_{2pr} = 1$ ,  $D_{a_2pr} = 0.01$ .

Алгоритм раздельной фильтрации импульсных сигналов работает следующим образом. До момента времени  $t = \tau_1 = 10$  апостериорная вероятность отсутствия обоих импульсных сигналов близка к единице:  $P_{00}(t) \approx 1$ . После появления первого импульса алгоритм обнаруживает наличие одного из сигналов —  $P_{01}(t)$  и  $P_{10}(t)$  увеличиваются. По мере поступления новых наблюдений система

А. А. Мальцев, О. В. Польдин, А. М. Силаев

обработки начинает опознавать появившийся сигнал — происходит уменьшение вероятности  $P_{01}(t)$  того, что поступивший сигнал является сигналом  $x_2(t)$ , и наоборот, вероятность  $P_{10}(t)$  возрастает. После появления второго импульса в момент  $t = \tau_2 = 25$  алгоритм обнаруживает и его — значение апостерионой вероятности  $P_{11}(t)$  увеличивается. Указанные вероятности определяют вес соответствующей условной плотности вероятностей в (3) при вычислении плотности вероятностей значений сигналов  $P(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t \mid \vec{z}_1^t)$ .



На рис. 2 показаны зависимости от времени функций  $P_1(t) = p_{10}(t) + p_{11}(t)$  (рис. 2а) и  $P_2(t) = p_{01}(t) + p_{11}(t)$  (рис. 2б), имеющих смысл вероятностей появления к моменту времени t сигналов  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$ , соответственно. Графики построены при различных априорных предположениях

А.А. Мальцев, О.В. Польдин, А.М. Силаев

о вероятностном распределении амплитуд сигналов. В одном случае истинные значения амплитуд известны заранее с высокой точностью, в другом — велика априорная неопределённость относительно их величин. Кривые 1 соответствуют параметрам  $a_{1pr} = 1$ ,  $D_{a_1pr} = 0.01$ ,  $a_{2pr} = 1$ ,  $D_{a_2pr} = 0.01$ , кривые  $2 - a_{1pr} = 0$ ,  $D_{a_1pr} = 1$ ,  $a_{2pr} = 0$ ,  $D_{a_2pr} = 1$ .



До сих пор рассматривался частный случай, когда истинные значения амплитуд двух различных импульсов были одинаковы, а также совпадали априорные распределения амплитуд и моментов появления сигналов. Отличия в априорных распределениях параметров импульсов позволяют повысить точность вырабатываемых алгоритмом оценок. Пусть теперь истинные значения амплитуд импульсов различны:  $a_1 = 1$ ,  $a_2 = -1$ . На рис. 3 изображены зависимости от времени квадратичных ошибок оценок сигналов:  $(x_1(t) - \hat{x}_1(t))^2$  (рис. 3а) и  $(x_2(t) - \hat{x}_2(t))^2$  (рис. 3б) для двух ситуаций. В первом случае (кривые 1) априорные распределения амплитуд сигналов разнесены друг от друга:  $a_{1pr} = 1$ ,  $D_{a_1pr} = 0.01$ ,  $a_{2pr} = -1$ ,  $D_{a_2pr} = 0.01$ . В другом случае (кривые 2) эти распределения одинаковы:  $a_{1pr} = 1$ ,  $D_{a_1pr} = 1$ ,  $a_{2pr} = 1$ ,  $D_{a_2pr} = 1$ . Как видно из рисунков, значительные различия в априорных плотностях вероятностей амплитуд импульсов приводят к существенному улучшению работы алгорит-ма. Данные, приведённые на рис. 2, 3, получены при усреднении результатов оценивания по ансамблю шумов наблюдения v(t) (по статистической обработке 500 реализаций).

А. А. Мальцев, О. В. Польдин, А. М. Силаев





#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье исследуется проблема одновременного обнаружения и фильтрации потока различных импульсных сигналов на фоне аддитивного шума. Эту задачу также можно рассматривать как выделение полезных импульсных сигналов на фоне шума и близких по форме импульсных помех. В отличие от широко используемого классического метода обнаружения сигналов с помощью согласованной или оптимальной фильтрации, в предложенном методе обработки задачи обнаружения и оценивания неразрывно связаны друг с другом. При этом алгоритмы обработки реализации входного процесса получаются нелинейными даже в случае, когда наблюдение и сигналы описываются линейными уравнениями.

Используя методы марковской теории нелинейной фильтрации случайных процессов, получен рекуррентный алгоритм оценивания апостериорных вероятностей появления каждого импульса к данному моменту времени и вычисления выражений для апостериорных плотностей вероятностей значений сигналов. Знание этих апостериорных характеристик позволяет решать задачу оптимального обнаружения и различения импульсных сигналов, осуществлять оптимальную фильтрацию (оценивание) импульсов и одновременно вычислять апостериорные дисперсии оценок сигналов. Из представленных результатов численного моделирования можно сделать вывод о достаточно высокой эффективности полученного алгоритма обнаружения и фильтрации случайных импульсных сигналов.

А. А. Мальцев, О. В. Польдин, А. М. Силаев

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS № 96-2352, РФФИ № 97-02-16525 и № 96-15-96718, МЦФПИН № 98-02-03.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Бакут П. А., Жулина Ю. В., Иванчук Н. А. Обнаружение движущихся объектов. М.: Сов. радио, 1980.
- 2. Сосулин Ю.Г. Теория обнаружения и оценивания стохастических сигналов. М.: Сов. радио, 1978.
- 3. Тихонов В.И., Харисов В.Н. Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем. М.: Радио и связь, 1991.
- 4. Мальцев А. А., Силаев А. М. // Автоматика и телемеханика. 1985. № 1. С. 48.
- 5. Мальцев А. А., Силаев А. М. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 7. С. 850.
- 6. Мальцев А.А., Польдин О.В., Силаев А.М. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т.40. № 11. С. 1405.

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, г. Н. Новгород, Россия Поступила в редакцию 30 апреля 1998 г.

## DETECTING AND FILTERING A FLOW OF DIFFERENT PULSE SIGNALS OBSERVED IN NOISE

A. A. Mal'tsev, O. V. Poldin, A. M. Silaev

We consider the problem of separate detection and filtering of a flow of pulse signals. We assume that the statistically independent pulse signals of different shape and random amplitude appear randomly in noise. The algorithm for the statistical estimation of the detection probability of each signal is obtained. The recursion expressions for a posteriori probability density function of each signal is found. The results of the numerical simulation of the developed algorithms of signal processing are presented.

We consider the problem of separate detecting and filtering a flow of impulse signals. Supposed that signals of different forms have random amplitudes, appear at random time points and observed in mix with noise. Algorithms for estimating a probability of detecting each signal and for calculating a posreriori probability density functions of each signal are obtained. Quasioptimal algorithm is also developed. Results of computer simulation for a simple case of signals are presented.