

НАЦІОНАЛЬНЕ  
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО  
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА  
АКАДЕМІЯ НАУК  
УКРАЇНИ

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ІСТОРІЯ - АВАНГІДА

ДОСЛІДЖЕННЯ

а ІАП або АБР відбувся 20 липня 1995 р. і є ІІІ з'їздом Академії наук України

КИЇВ

АВГУСТ 2004



2/3, 2004

KYIV

## ЗМІСТ

Шувалов В. А., Приймак А. І., Резниченко Н. П., Токмак Н. А., Кочубей Г. С. Контактна діагностика іоносферної та лабораторної плазми

Тирнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Результати дослідження хвильових возмущень в околосземній плазмі при допомозі спутниковых радіомаяків

Костров Л. С., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Результати дослідження хвильових возмущень в іоносфері при допомозі доплеровського ВЧ-радара

Дзюбанов Д. А., Захаров І. Г., Ляшенко М. В. Моделювання південної значеній електронної концентрації в максимумі області F2 іоносфери по даним харківського радара некогерентного розсіяння

Мазманішвілі А. С., Пуляєв В. А., Рогожкін Е. В. Особливості визначення висотних залежностей параметрів іоносферної плазми при некогерентному розсіянні радіохвиль

## CONTENTS

- 3 Shuvalov V. A., Priymak A. I., Reznychenko N. P., Tokmak N. A., Kochubei G. S. Contact diagnostics of the ionosphere and laboratory plasma
- 16 Tyrnov O. F., Fedorenko Yu. P., Chernogor L. F. Beacon-satellite observations of wave disturbances in the plasma of near-Earth space
- 22 Kostrov L. S., Fedorenko Yu. P., Chernogor L. F. Some results of the investigation of ionosphere wave disturbances with the use of the Doppler high-frequency radar
- 28 Dzyubanov D. A., Zakharov I. G., Lyashenko M. V. The simulation of noon electron density values of the F2 ionospheric peak with the use of Kharkiv incoherent scatter radar data
- 36 Mazmanishvili A. S., Puliaiev V. A., Rogozkin E. V. Peculiarities of determination of high-altitude relations for ionospheric plasma parameters in incoherent radiowaves scatter

- Белокриницкая Л. М., Галкина И. Л., Крученецкий Г. М.* Особенности вертикального распределения озона в канун весенней антарктической аномалии
- Смирнов С. А., Москвичев Д. В., Терлецкий Р. П.* Методика оцінювання параметрів оптичної передатної функції атмосфери
- Найдич Ю. В., Габ І. І., Евдокимов В. А., Куркова Д. І., Стецюк Т. В., Григоренко Н. Ф., Черніговцев Е. П., Журавлев В. С., Красовський В. П.* Форма поверхности жидкости и капиллярные явления при пониженной силе тяжести или в невесомости применительно к проблемам космического материаловедения (технологии порошковой металлургии: пропитка, жидкофазное спекание; сварка, пайка)
- Машченко А. Н., Федякин А. І.* Методологические аспекты проектирования ракеты-носителя по критерию экономической эффективности
- Корепанов В. Є., Литвиненко Л. М., Литвинов В. А., Мілінєвський Г. П., Ямпольський Ю. М.* Електромагнітний полігон наземної підтримки супутників експериментів на Українській антарктичній станції
- Клімов С. І., Корепанов В. Є.* Експеримент «Обстановка» на борту міжнародної космічної станції
- Молотов І. Е., Вольвач А. Е., Коноваленко А. А., Фалькович І. С., Литвиненко Л. Н., Негода А. А., Федоров О. П., Липатов Б. Н., Горшенков Ю. Н., Агапов В. М., Туккарі Дж., Лю Ш.* Международные эксперименты по исследованию околоземных объектов с помощью метода РСДБ-локации
- Малиновский В. В., Зубко В. П., Пустовойтенко В. В.* Возможности сопоставления данных радиолокатора бокового обзора «Січ-1М» с информацией зарубежных спутников
- Кислюк В. С.* Повернення до Місяця
- Лялько В. І., Попов М. О.* Про стан та актуальні проблеми підготовки наукових та науково-педагогічних кадрів у галузі дистанційного зондування Землі
- 45** *Belokrinitska L. M., Galkina I. L., Kruchenitsky G. M.* Singularities of vertical ozone distribution before spring antarctic hole
- 51** *Smirnov S. A., Moskvichev D. V., Terletsky R. P.* A method for parameterization of the atmosphere optical transfer function
- 59** *Naidich Yu. V., Gab I. I., Evdokimov V. A., Kurkova D. I., Stetsyuk T. V., Grigorenko N. F., Chemigovtsev E. P., Zhuravlev V. S., Krasovsky V. P.* The fluid surface shape and capillary phenomena under lowered gravity or weightlessness with application to space materials science (powder metallurgy technology: impregnation, liquid-phase sintering; welding, brazing)
- 68** *Maschenko A. N., Fediakin A. I.* Methodological aspects for designing a launch vehicle through the efficiency criterion
- 74** *Korepanov V. Ye., Lytvynenko L. M., Lytvynov V. A., Milinevskyi H. P., Yampolskyi Yu. M.* Space experiments ground support electromagnetic polygon at Ukrainian Antarctic Station
- 81** *Klimov S. I., Korepanov V. Ye.* The “Obstanovka” experiment aboard the International Space Station
- 87** *Molotov I. E., Volvach A. E., Konovalenko A. A., Falkovich I. S., Litvinenko L. N., Negoda A. A., Fedorov O. P., Lipatov B. N., Gorshenkov Yu. N., Agapov V. M., Tuccari G., Liu X.* International experiments on development of VLBI radar method for research of near-Earth bodies
- 93** *Malynovskiy V. V., Zubko V. P., Pustovoitenko V. V.* Potentials of the comparison of «Sich-1M» side looking radar data and foreign satellite information
- 101** *Kislyuk V. S.* Problems of colonization of the Moon
- 114** *Lyalko V. I., Popov M. A.* On the current state and actual problems of scientific and scientific-pedagogical staff training in the field of remote sensing of the Earth
- 121** JUBILEES
- 123** OUR AUTHORS

## ІОВІЛЕЙ

## НАШІ АВТОРИ

УЛК 533.95

В. А. Шувалов, А. И. Приймак, Н. П. Резниченко,  
Н. А. Токмак, Г. С. Кочубей

Інститут технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України., Дніпропетровськ

# Контактная диагностика ионосферной плазмы

## и лабораторной плазмы

*Надійшла до редакції 06.04.04*

Розроблено методологію і апаратурне забезпечення для діагностики надзвукових потоків іоносферної та лабораторної плазми. Експериментально підтверджено, що використання зондів тиску та зондів Ленгмюра дозволяє визначити практично повний комплекс основних кінетичних параметрів нейтрального і заряджених компонентів потоків нерівноважної розрідженої плазми в іоносфері та на стенні.

## ВВЕДЕНИЕ

Ионосферная плазма и плазма высокоскоростных потоков низкой плотности, используемая в лабораторных стенах и установках для моделирования режимов движения и взаимодействия космических аппаратов (КА) с ионосферой и магнитосферой, для калибровки бортовой научной аппаратуры, реализации плазмохимических реакций и технологий, плазма струй-выхлопов электроприводных двигателей КА существенно неравновесна. Состояние такой среды, ее нейтрального и заряженных компонентов характеризуется комплексом основных кинетических параметров, таких как температуры электронов, ионов и нейтральных частиц, концентрации заряженных и нейтрального компонентов, массовые скорости тяжелых частиц (ионов и нейтралов), степени неизотермичности и ионизации среды.

Для диагностики движущейся плазмы низкой плотности обычно используются контактные методы и средства. При этом контактные методы диагностики потоков разреженной плазмы в лабораторных стендах и установках и «холодной» ионосферной плазмы в традиционном применении не замкнуты: вольтамперные характеристики (ВАХ) электрических зондов не позволяют определить полный

комплекс перечисленных кинетических параметров, в частности параметры тяжелых частиц — ионов плазмы. Для диагностики высокоскоростных потоков ионосферной плазмы и лабораторной плазмы низкой плотности традиционно используются ионные и электронные ловушки. Техника применения и интерпретация выходных сигналов таких ловушек сложна. Плоские ионные ловушки (анализаторы с тормозящим потенциалом), ориентированные по вектору скорости, используются для диагностики ионного компонента плазмы. Температура  $T_i$  и концентрация  $N_i$  ионов определяется в результате достаточно сложной математической обработки ВАХ (интегральных энергетических спектров) с использованием метода подбора (подгонки) аналитической модели к экспериментальным данным. Аналогичным образом определяется температура  $T_e$  и концентрация  $N_e$  электронов по ВАХ электронной ловушки.

Цель данной работы — замкнуть задачу диагностики потоков неизотермической плазмы низкой плотности и упростить процедуру определения комплекса основных кинетических параметров по выходным сигналам датчиков.

Замкнуть задачу диагностики потока неизотермической плазмы в ионосфере и в лабораторных условиях на стенде можно с помощью инверсно-

магнетронного преобразователя плотности (ИМП) [9, 20] и одиночного зонда Ленгмюра. Применение двух инверсно-магнетронных преобразователей либо двух сигналов ИМП, характеризующих два положения датчика, когда угол между нормалями  $n_1$  и  $n_2$  к плоскостям входных отверстий фиксирован и равен нулю и  $\pi/2$ , позволяет определить температуру  $T_n$  и концентрацию  $N_n$  нейтрального компонента потока неравновесной разреженной плазмы. Включение в состав диагностического блока одиночного зонда Ленгмюра с характерным радиусом, много меньшим ларморовского радиуса электронов и дебаевского радиуса невозмущенной плазмы, позволяет при работе зонда в режиме сбириания тока, ограниченного орбитальным движением частиц, упростить интерпретацию выходных сигналов и оценить по ВАХ температуру электронов  $T_e$ , концентрацию заряженных частиц  $N_e \approx N_i$ , массовую скорость ионов, степень ионизации и неизотермичности среды.

## ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЙ

**Зонд давления.** Для измерения и контроля параметров нейтрального компонента высокоскоростных потоков газа и плазмы используются зонды давления в режиме бесстолкновительного обтекания [8]. Схема разработанного авторами зонда давления, использующего ИМП с закрытой камерой ионизации

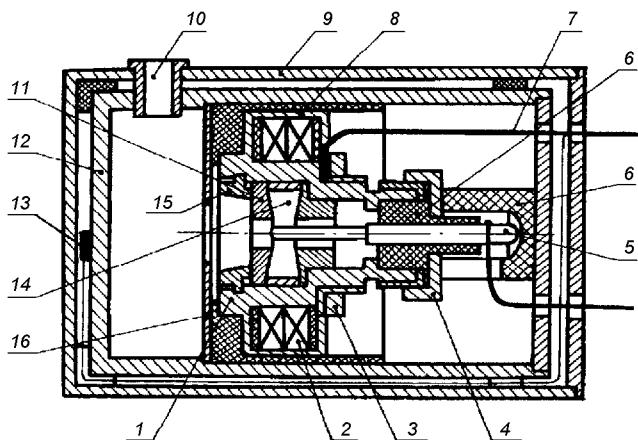


Рис. 1. Схема датчика давления (ИМП с закрытой камерой ионизации) 1 — корпус ИМП, 2 — постоянные магниты, 3, 4, 15 — гайки, 5 — электрод (анод), 6 — изолятор, 7 — электрические выводы, 8 — кожух магнитов, 9 — наружный магнитный экран, 10 — входной канал, 11 — наполюсники, 12 — внутренний магнитный экран, 13 — датчик температуры, 14 — разрядная камера, 16 — диафрагма

ции в качестве чувствительного элемента, представлена на рис. 1. Габаритные размеры зонда: внешний диаметр  $D_h \approx 50$  мм, длина  $L_h \approx 85$  мм, диаметр входного отверстия-трубки  $d_T = 7$  мм, длина входного канала-трубки  $L_T = 10$  мм.

Газ внутри зонда находится в равновесии, которое не нарушается потоком частиц, влетающих через апертуру входного отверстия. Давление газа в резервуаре зонда определяется следующим выражением [8]:

$$P_3 = P_n \sqrt{T_w/T_n} B(S_n \cos \theta) \Psi(S_n, l, \theta), \quad (1)$$

где  $P_n = N_n k T_n$  — давление нейтрального компонента в невозмущенном потоке плазмы,  $N_n$ ,  $T_n$  — концентрация и температура нейтральных частиц,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_w$  — температура стенок корпуса зонда (контролируется датчиком температуры 13),  $S_n = U_n/V_n$ ,  $U_n$  — массовая скорость потока нейтрального компонента ( $U_n = U_\infty$  — скорость КА в ионосфере),  $V_n = \sqrt{2kT_n/M_n}$  — средняя тепловая скорость,  $M_n$  — масса нейтральных частиц,  $B = \exp(-S_n^2 \cos^2 \theta) + \sqrt{\pi} S_n \cos \theta (1 + \operatorname{erf} S_n \cos \theta)$ ,  $\operatorname{erfx} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  — интеграл вероятности,  $\theta$  — угол между вектором скорости  $U_n$  и нормалью к плоскости апертуры входного отверстия  $n$  зонда,  $\Psi(S_n, l, \theta) = W(S_n, l, \theta)/W(0, l)$ ,  $W(S_n, l, \theta)$  — коэффициент Клаузинга для частиц, поступающих в резервуар зонда через трубку,  $W(0, l)$  — коэффициент Клаузинга для частиц, уходящих из резервуара зонда,  $l = L_T/d_T$ .

Для двух фиксированных положений зонда при  $\theta_1 = 0$  и  $\theta_2 = \pi/2$  из (1) следует

$$\frac{P_1}{P_2} = \sqrt{T_{w_1}/T_{w_2}} B_1(S_n) \frac{\Psi_1}{\Psi_2} \quad (2)$$

и

$$P_2 = P_n \sqrt{T_{w_2}/T_n} \Psi_2, \quad (3)$$

где  $B_1 = B(S_n, \theta = 0)$ .

Соотношения (2) и (3) позволяют оценить значения  $S_n$ ,  $T_n$  и  $N_n$ . Зависимости функций  $\Psi_1(S_n, l, \theta = 0)$  и  $\Psi_2(S_n, l, \theta = \pi/2)$  приведены в работе [8]. Значения  $P_1 = P_3(\theta = 0)$  и  $P_2 = P_3(\theta = \pi/2)$  определяются по величине выходных сигналов — тока зонда, измеренных в ионосферной и лабораторной плазме. Индивидуальная характеристика ИМП зонда для нейтрального компонента может быть представлена в виде [20]

$$P = a(q_j \cdot I_3)^b, \quad (4)$$

где  $P$  — давление окружающей среды,  $I_3$  — ток ИМП,  $a, b$  — постоянные ИМП,  $q_j$  — коэффициент чувствительности ионизационных вакууметров для газа состава  $j$  [9].

Для представленного на рис. 1 зонда  $P = 66.7q_jI_3$  (единицы измерения:  $I_3$  — А,  $P$  — Па).

Постоянную времени зонда характеризует аппроксимация [8]:

$$\tau = 6.48 \cdot 10^{-2} (2 \cdot 10^{-2} V)^{0.95} L_v^{1.03} / d_T^{2.38}, \quad (5)$$

где  $V = \pi D_v^2 L_v / 4$  — объем зонда,  $L_v$  — длина приемной камеры зонда,  $D_v$  — внутренний диаметр корпуса зонда. Для зонда (рис. 1) при  $D_v = 37$  мм,  $L_v = 15$  мм расчетные значения  $\tau \approx 0.077$  с с погрешностью не более 25 % согласуются с результатами измерений на стенде. Для дозвукового потока нейтрального компонента  $\tau_n \leq 0.08$  с, для сверхзвукового потока разреженной плазмы  $\tau_p \approx \approx 0.1$  с.

Двойной корпус зонда выполняет одновременно функции теплозащитного и магнитного экранов. Максимальные значения напряженности собственного магнитного поля зонда на поверхности корпуса для осевой составляющей не превышают  $B_{oz}^{\max} = 35$  А/м, а для радиально-азимутальной —  $B_{op}^{\max} = 50$  А/м.

**Цилиндрический зонд Ленгмюра.** Применение цилиндрического зонда Ленгмюра как диагностического средства обусловлено прежде всего техническими удобствами эксплуатации, полнотой теории сопирания зондового тока, простотой и достоверностью интерпретации ВАХ. Ток на бесконечно длинный ( $l_p/r_p \gg 1$ , где  $l_p$  — длина,  $r_p$  — радиус зонда) тонкий ( $r_p/\lambda_d \ll 1$ , где  $\lambda_d$  — дебаевский радиус в невозмущенной плазме) цилиндрический зонд, ось симметрии которого перпендикулярна к силовым линиям внешнего магнитного поля, практически не зависит от влияния последнего. При  $l_p/\rho_e < 2\pi$ ,  $r_p/\rho_e \ll 1$  ( $\rho_e$  — ларморовский радиус электронов) и произвольной ориентации зонда относительно вектора напряженности магнитного поля В его влиянием на ВАХ можно пренебречь [12, 16].

Поток электронов на поверхность такого зонда при положительных относительно плазмы потенциалах может быть представлен в виде

$$I_e = A_p j_{0e} i_e^- (\Phi_w, r_p/\lambda_d), \quad (6)$$

где  $A_p = 2\pi r_p l_p$  — площадь поверхности зонда,  $\Phi_w = e\varphi_w/kT_e$  — безразмерный потенциал поверхности

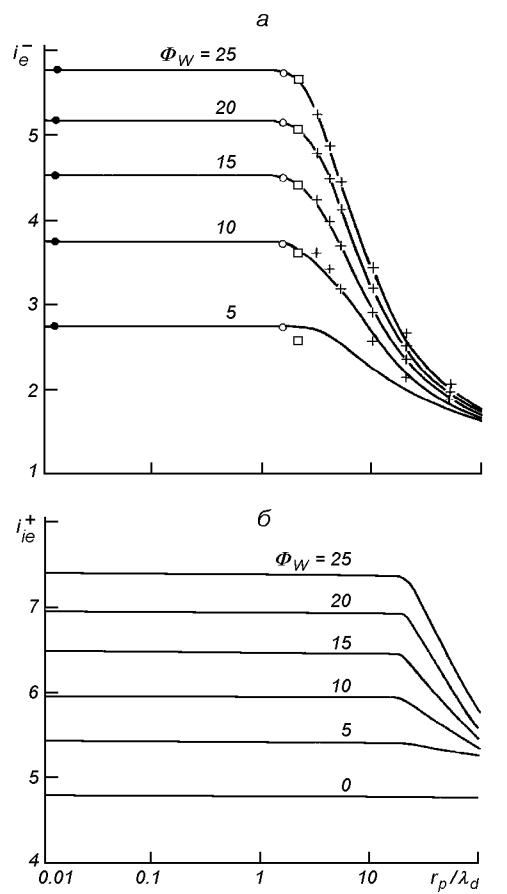


Рис. 2. Безразмерный ток на цилиндрический зонд: кривые — расчетные зависимости для  $\Phi_w = 25, 20, 15, 10$  и 5 [25], точки — аппроксимация (7), кружки — аппроксимация (8), квадратики — соотношение (9), крестики — аппроксимация (10)

ти,  $\varphi_w = \varphi_p - \varphi_0$  — потенциал зонда  $\varphi_p$  относительно потенциала плазмы  $\varphi_0$ ,  $j_{0e} = eN_e(kT_e/2\pi m_e)^{0.5}$  — хаотический ток электронов,  $m_e$  — масса электрона,  $e$  — заряд электрона;  $i_e^-$  — безразмерный ток.

На рис. 2, *a* представлены расчетные значения [25] безразмерного тока  $i_e^-$  для широкого диапазона параметров плазмы. Кривые 1—5 иллюстрируют расчетные зависимости  $i_e^- (\Phi_w, r_p/\lambda_d)$  для  $\Phi_w = 25, 20, 15, 10$  и 5. Точки соответствуют значениям тока, ограниченного орбитальным движением частиц, —

$$i_e^- \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} (1 + \Phi_w)^{0.5} \quad (7)$$

для  $r_p/\lambda_d \leq 1.0$ . Кружками показана аппроксимация

$$i_e^- \approx \left(1 + \frac{4}{\pi} \Phi_w\right)^{0.5} \quad (8)$$

для  $r_p/\lambda_d \approx 1.5$ , квадратиками — соотношение

$$i_e^- \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Phi_w^{0.5} \quad (9)$$

для  $r_p/\lambda_d \approx 2.0$ , а крестики соответствуют нашей аппроксимации

$$i_e^- \approx 1 + 1.54 \left(\frac{r_p}{\lambda_d}\right)^{-0.5} \Phi_w^{0.5} \quad (10)$$

для  $3 \leq r_p/\lambda_d \leq 50$  при  $\Phi_w \geq 10$ .

Собирание ионного тока цилиндрическим зондом в потоке неравновесной разреженной плазмы характеризует зависимость [16, 23]

$$I_i = A_{p0} i_{ie}^+ (\Phi_w, r_p/\lambda_d, S_{ie}, T_i/T_e), \quad (11)$$

где  $S_{ie} = S_i \sqrt{T_i/T_e} = U_\infty / \sqrt{2kT_e/M_i}$  — скоростное отношение,  $M_i$  — масса иона,  $i_{ie}^+$  — безразмерный ток на единицу длины цилиндра,  $U_\infty$  — массовая скорость ионов потока плазмы (скорость КА в ионосфере),  $j_{0i} = eN_i (kT_e/2\pi M_i)^{0.5}$  — хаотический ток ионов.

Расчетные зависимости и область значений ионного тока  $i_{ie}^+$  для цилиндрического зонда в ионосфере и высокоскоростных потоках лабораторной плазмы низкой плотности иллюстрирует рис. 2, б. Расчетные кривые соответствуют следующим значениям параметров:  $S_i = 6.0$ ;  $T_i/T_e \approx 0.5$ ;  $\Phi_w = 0, 5, 10, 15, 20$  и  $25$  [16, 23]. Для широкого диапазона значений  $0.01 \leq r_p/\lambda_d \leq 10$  величина  $i_{ie}^+$  соответствует аппроксимации

$$i_{ie}^+ = \frac{2}{\sqrt{\pi}} S_{ie} \sqrt{1 + \Phi_w/S_{ie}^2}, \quad (12)$$

или

$$i_{ie}^+ = \frac{2}{\sqrt{\pi}} S_{ie} \sqrt{1 + \Phi_w/S_{ie}^2}, \quad (13)$$

т. е. режиму собирания зондового тока, ограниченного орбитальным движением ионов.

Для  $0.01 \leq r_p/\lambda_d \leq 10$  и  $5 \leq |\Phi_w| \leq 25$  зависимость  $i_{ei}^2(\Phi_w)$  — линейная функция.

Измерения электронного тока при положительных потенциалах зонда ( $\varphi_p > 0$ ) в высокоскоростных потоках в ионосфере и в лабораторных условиях осуществляется, как правило, при малых, но конечных значениях скоростного отношения  $0.02 \leq S_e \leq 0.07$  ( $S_e = U_\infty / \sqrt{2kT_e/m_e}$ ) [12, 16]. На собирание электронов при положительных потен-

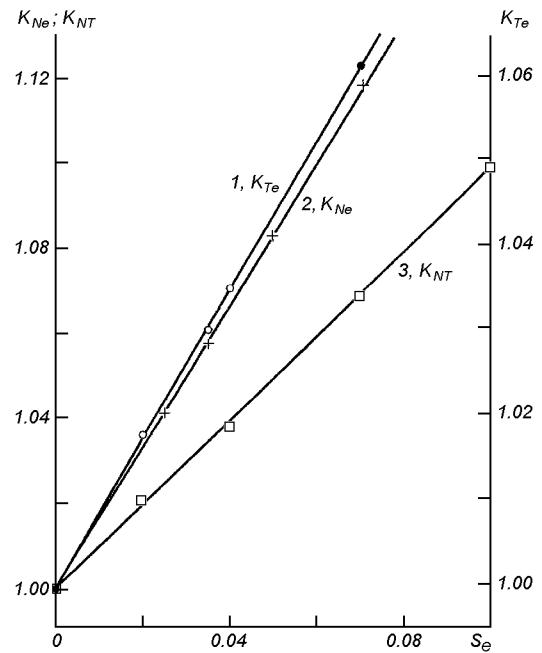


Рис. 3. Поправочные коэффициенты для определения  $T_e$ ,  $N_e$  и  $N_e/\sqrt{T_e}$  в потоке плазмы: 1 —  $K_{Te}$  (точки — цилиндр, кружки — сфера), 2 —  $K_{Ne}$  (крестики — цилиндр), 3 —  $K_{NT}$  (квадратики — сфера)

циалах зонда  $e\varphi_p < M_i U_\infty^2/2$  оказывает влияние направленное движение ионов потока плазмы [32]. Влияние скорости направленного движения при измерении температуры электронов  $T_e$  традиционным способом из соотношения  $d\ln I_e/d\varphi_p = -e/kT_e$  может привести к ошибкам. Численные оценки для цилиндрического и сферического зондов, выполненные нами в соответствии с представлениями работ [24, 31], приведены на рис. 3 в виде зависимости поправочного коэффициента  $K_{Te} = K_{Te}(S_e)$ . Температура электронов, измеренная в высокоскоростном потоке традиционным способом, равна  $T_{ej} = K_{Te} \cdot T_{e0}$ . Коэффициент

$$K_{Te} = \frac{d\ln I_{ej}}{d\varphi_p} / \frac{d\ln I_{e0}}{d\varphi_p}$$

иллюстрирует влияние скорости направленного движения при измерении  $T_e$  в потоке плазмы ( $T_{e0}$ ,  $I_{e0}$  соответствуют условиям измерений при  $S_e = 0$ ; индекс  $j$  — при  $S_e \neq 0$ ).

Зависимости (7)–(13) позволяют использовать линейность участков насыщения электронного  $I_e^2(\Phi_w)$  и ионного  $I_i^2(\Phi_w)$  токов ВАХ цилиндрическо-

го зонда при  $5 \leq |\Phi_W| \leq 25$  в широком диапазоне значений  $r_p/\lambda_d$  для определения параметров заряженных компонентов ионосферной и лабораторной плазмы из соотношений [20, 28]

$$N_e = \left( \frac{\pi^2 m_e}{2A_p^2 e^3} \frac{dI_e^2}{d\varphi_p} \right)^{0.5}, \quad (14)$$

$$N_i = \left( \frac{\pi^2 M_i}{2A_p^2 e^3} \frac{dI_i^2}{d\varphi_p} \right)^{0.5}. \quad (15)$$

Процедура вычисления концентрации заряженных частиц с использованием токов насыщения на зонд и соотношений (14), (15) позволяет пренебречь влиянием тока фотоэмиссии в ионосфере (плотность потока фототоков, покидающих положительно заряженный зонд ( $\varphi_p > 0$ ), пренебрежимо мала; при отрицательных потенциалах зонда ( $\varphi_p < 0$ ) плотность фототока не зависит от потенциала и число фотоэлектронов, покидающих поверхность зонда, постоянно [14]) и упрощает задачу — не требует знания потенциала плазмы  $\varphi_0$ . При условии нейтральности плазмы  $N_e \approx N_i$  из (14), (15) следует отношение

$$\frac{M_i}{m_e} = \left( \frac{dI_e^2}{d\varphi_p} \right) \Bigg/ \left( \frac{dI_i^2}{d\varphi_p} \right). \quad (16)$$

Как и при определении  $T_e$ , влияние направленного движения плазмы на измерение  $N_e$  по электронной ветви ВАХ характеризует поправочный коэффициент  $K_{N_e}$ . Зависимость  $K_{N_e} = K_{N_e}(S_e)$  для цилиндрического зонда в высокоскоростном потоке плазмы представлена на рис. 3. Концентрация электронов, вычисленная по соотношению (14), равна  $N_{e_j} = K_{N_e} N_{e_0}$ , где

$$K_{N_e} = \left( \frac{dI_{e1}^2}{d\varphi_p} \Bigg/ \frac{dI_{i0}^2}{d\varphi_p} \right)^{0.5},$$

а  $N_{e_0}$  соответствует условиям измерений при  $S_e = 0$ .

*Сферический зонд Ленгмюра.* Достоинством сферического зонда является практически полная независимость ионного тока от ориентации собирающей поверхности относительно вектора скорости набегающего потока. В то же время значительные размеры зонда по отношению к дебаевскому  $\lambda_d$  и ларморовским радиусам  $\rho_i$  ионов и  $\rho_e$  электронов ограничивают возможности его применения для диагностики потоков ионосферной и лабораторной плазмы.

Расчетные зависимости электронного тока на поверхность сферического зонда [25]

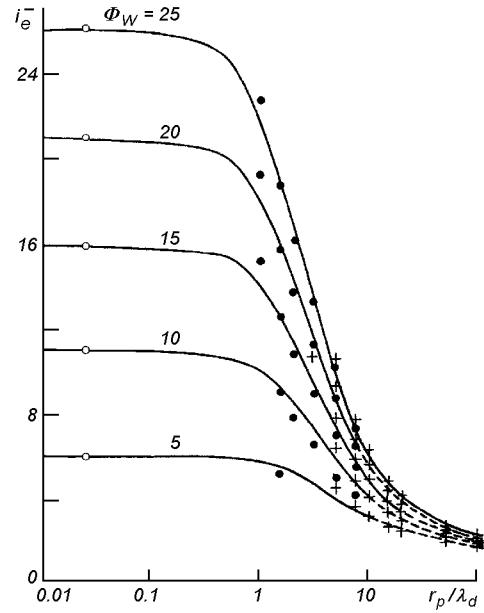


Рис. 4. Безразмерный электронный ток  $i_e^-$  на поверхность сферического зонда: сплошные линии — численные данные для  $\Phi_W = 5, 10, 15, 20, 25$  [25], кружки — аппроксимация (18) для  $r_p/\lambda_d < 0.5$ , точки — аппроксимация (19) для  $1.5 \leq r_p/\lambda_d \leq 7.5$  и  $10 \leq \Phi_W \leq 30$ , крестики — аппроксимация (20) для  $5 \leq r_p/\lambda_d \leq 100$  и  $5 \leq \Phi_W \leq 30$

$$I_e = A_p j_{oe} i_e^- (\Phi_W, r_p/\lambda_d) \quad (17)$$

для  $\Phi_W = 5, 10, 15, 20, 25$  и  $0.01 \leq r_p/\lambda_d \leq 100$  представляют сплошные кривые рис. 4. Кружки характеризуют ток, ограниченный орбитальным движением частиц, и аппроксимацию

$$i_e^- \approx (1 + \Phi_W) \quad (18)$$

для  $r_p/\lambda_d < 0.5$ . Точки — наша аппроксимация

$$i_e^- \approx \gamma_s \left( \frac{r_p}{\lambda_d} \right)^{-0.5} (1 + \Phi_W) \quad (19)$$

для  $1.5 < r_p/\lambda_d < 7.5$  и  $10 \leq \Phi_W \leq 30$ , где  $\gamma_s = 1.085 - 8.3 \cdot 10^{-3} \Phi_W$ . Крестики — аппроксимация работы [7]

$$i_e^- \approx 1.44 \left[ 1 + \left( \frac{r_p}{\lambda_d} \right)^{-2/3} \Phi_W^{0.5} \right]^2 \quad (20)$$

для  $5 \leq r_p/\lambda_d \leq 100$  и  $5 \leq \Phi_W \leq 30$ .

Внешнее магнитное поле ограничивает собирание электронного тока сферическим зондом. Зависимость  $I_e(r_p/\rho_e)/I_{0e}$  для сферического зонда во внешнем магнитном поле приведена в [4].

Собирание ионного тока сферическим зондом в

потоке неравновесной плазмы низкой плотности характеризует зависимость [26]

$$I_i = A_{pi} i_{ie}^+ (\Phi_w, r_p / \lambda_d, S_{ie}, T_i / T_e). \quad (21)$$

В режиме сбирания тока, ограниченного орбитальным движением ионов при  $r_p / \lambda_d \ll 1$ , справедлива аппроксимация

$$i_{ie}^+ \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} S_{ie} \left( 1 + \frac{\Phi_w}{S_{ie}^2} \right) \quad (22)$$

или

$$i_{ie} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} S_i \left( 1 + \frac{\Phi_w}{S_i^2} \right). \quad (23)$$

Из (17), (18) для электронного тока насыщения, ограниченного орбитальным движением частиц при  $r_p / \lambda_d < 0.5$ , следует

$$\frac{N_e}{\sqrt{T_e}} = \frac{\sqrt{2\pi m_e k}}{A_p e^2} \frac{dI_e}{d\varphi_p}, \quad (24)$$

откуда с учетом влияния направленного движения ионов высокоскоростного потока плазмы

$$\frac{N_{ej}}{\sqrt{T_{ej}}} = K_{NT} \frac{N_{e0}}{\sqrt{T_{e0}}}, \quad (25)$$

где

$$K_{NT} = \left( \frac{dI_{i0}}{d\varphi_p} \right) \left/ \frac{dI_{i0}}{d\varphi_p} \right.,$$

$\frac{dI_{i0}}{d\varphi_p}$  соответствует измерениям ВАХ при  $S_e = 0$ .

Зависимость поправочного коэффициента  $K_{NT} = K_{NT}(S_e)$  для сферического зонда показана на рис. 3.

Аналогично из (22), (23) для орбитально-ограниченного ионного тока следует

$$\frac{N_i}{U_\infty} = \frac{2M_i}{A_p e^2} \frac{dI_i}{d\varphi_p}. \quad (26)$$

При условии квазинейтральности из (25), (26) получим

$$S_{ie} = \left( \frac{\pi}{4} \frac{m_e}{M_i} \right)^{0.5} \left( \frac{dI_e}{d\varphi_p} \right) \left/ \left( \frac{dI_i}{d\varphi_p} \right) \right.. \quad (27)$$

Приведенные соотношения упрощают процедуру обработки ВАХ электрических зондов, измеренных в высокоскоростных потоках плазмы низкой плотности при высоких положительных и (или) отрицательных потенциалах  $1.5e\varphi_p \geq M_i U_\infty^2 / 2$ .

## ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ НЕРАВНОВЕСНОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

*Ионосферная плазма.* Рассмотрим условия функционирования диагностических зондов в ионосфере. В табл. 1 приведены номинальные значения основных кинетических параметров, характеризующих состояние ионосферной плазмы на средних широтах при среднем уровне солнечной активности [3, 5, 11].

Взаимодействие диагностических зондов с высокоскоростным потоком неравновесной разреженной плазмы в условиях бесстолкновительного обтекания в ионосфере характеризуют семь основных параметров подобия [2, 16]:

- отношение массовой скорости потока к тепловой скорости нейтральных частиц:  $S_n = U_\infty / \sqrt{2kT_n / M_n}$ ;
- отношение массовой скорости  $U_\infty$  к скорости ионного звука:  $S_{ie} = U_\infty / \sqrt{2kT_e / M_i}$ ;
- отношение характерного размера (радиуса) зонда  $r_p$  к дебаевскому радиусу в невозмущенной плазме:  $r_p / \lambda_d$ ;
- безразмерный потенциал зонда  $\varphi_p$  относительно потенциала плазмы:  $\Phi_w = e\varphi_w / kT_e = e(\varphi_p - \varphi_0) / kT_e$ ;
- степень неизотермичности плазмы  $T_i / T_e$ ;
- отношение характерного размера зонда  $r_p$  к ларморовскому радиусу ионов:  $r_p / \rho_i$ ;
- отношение характерного размера зонда к ларморовскому радиусу электронов:  $r_p / \rho_e$ .

Таблица 1. Параметры ионосферной плазмы

z, км	День						Ночь						$U_\infty$ , км/с	$M_i^{cp}$ , а. е. м.	B, мкТл	$\varepsilon, 10^{-3}$	
	$T_e$ , К	$T_i$ , К	$T_n$ , К	$N_{e,i}$ , $10^6 \text{ см}^{-3}$	$N_n$ , $10^6 \text{ см}^{-3}$	$T_e$ , К	$T_i$ , К	$T_n$ , К	$N_{e,i}$ , $10^6 \text{ см}^{-3}$	$N_n$ , $10^6 \text{ см}^{-3}$	день	ночь					
300	2000	1400	1330	1.6	930	1200	930	930	0.2	590	7.7	16	0.5	1.7	0.34		
500	2600	1600	1400	0.7	56	1500	1000	950	0.1	13	7.5	15	0.45	13	7.7		
700	2800	2200	1400	0.2	6.0	1700	1100	950	0.06	1.0	7.3	14	0.4	33	60		

Таблица 2. Параметры подобия и масштабные коэффициенты в ионосферной плазме

z, км	День							Ночь						
	$S_{ie}$	$S_n$	$S_e$	$\lambda_d$ , см	$\rho_e$ , см	$\rho_i$ , см	$T_i/T_e$	$S_{ie}$	$S_n$	$S_e$	$\lambda_d$ , см	$\rho_e$ , см	$\rho_i$ , см	$T_i/T_e$
300	5.4	6.6	0.031	0.24	2.8	400	0.70	6.9	7.9	0.040	0.53	2.2	320	0.78
500	4.4	6.1	0.027	0.42	3.6	460	0.62	5.8	7.4	0.035	0.84	2.7	350	0.67
700	4.0	5.7	0.025	0.82	4.2	660	0.79	5.1	6.9	0.032	1.16	3.2	380	0.65

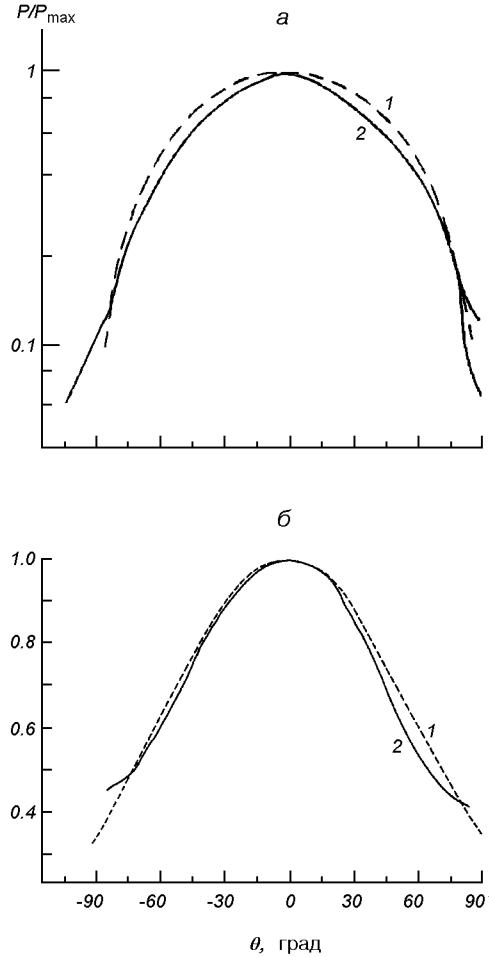


Рис. 5. Циклограммы измерения давления  $P(\theta)/P_{\max}$ : *а* — в ионосфере (*1* — расчеты функции  $B(S_n \cos \theta)$ , *2* — циклограмма измерения давления в ионосфере на спутнике «Эксплорер-32» [29]); *б* — в лабораторной плазме (*1* — расчет функции  $B(S_n \cos \theta)\Psi(S_n, l, \cos \theta)$  при  $S_n \approx 0.8$ , *2* — циклограмма измерения давления в потоке лабораторной плазмы)

К дополнительным параметрам и масштабным коэффициентам, характеризующим взаимодействие плазма — зонд, относятся:

- скоростное отношение для электронного компонента плазмы  $S_e = U_\infty / \sqrt{2kT_e/m_e}$ ;

- отношение длины цилиндрического зонда  $l_p$  к дебаевскому радиусу:  $l_p/\lambda_d$ , или  $\tau_1 = l_p/\lambda_d S_{ie}$ ;
- отношение потенциала зонда  $e\varphi_w$  к энергии направленного движения ионов:  $e\varphi_w/0.5M_iU_\infty^2$ , или  $\Phi_w/S_{ie}^2$ , а также диапазон давлений, измеряемых датчиком ИМП:  $P_1^{\max}(\theta = 0)$  и  $P_2^{\min}(\theta = \pi/2)$ .

Значения некоторых параметров подобия и масштабных коэффициентов в среднеширотной ионосфере приведены в табл. 2.

На рис. 5, *a* представлена циклограмма измерения давления на спутнике «Эксплорер-32» на высоте  $z \approx 280$  км (перигей) [29]. Спутник стабилизирован вращением. Датчики давления — зонд магнетронного типа и датчик с холодным катодом — размещены на поверхности КА (максимум давления соответствует  $P_1(\theta = 0)$ ). Штриховая кривая *1* (наши расчеты) хорошо коррелирует с измеренной кривой *2* при  $S_n = 7.9$ . При  $S_n \geq 2.5$  из (2) и (3) следует

$$T_n = \xi \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^2 \frac{T_{w_1} \Psi_1}{T_{w_2} \Psi_2} \quad (28)$$

и

$$N_n = P_1 / k \sqrt{\xi T_{w_1}} \Psi_1 \quad (29)$$

или

$$N_n = P_2 / k \sqrt{T_n T_{w_2}} \Psi_2, \quad (30)$$

где  $\xi^{0.5} = U_\infty \sqrt{2\pi M_n/k}$ .

При  $U_\infty \approx 7.7$  км/с из (30) следует  $T_n \approx 920$  К. Вычисленные для измеренных значений  $P_2(\theta = \pi/2) = 4.67$  и  $10.7$  мкПа значения концентрации нейтральных частиц на орбите «Эксплорер-32» ( $z \approx 280$  км)  $N_n \approx 6.4 \cdot 10^8$  и  $1.5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup> хорошо коррелируют с данными табл. 1 для  $z \approx 300$  км. На рис. 6 представлена угловая зависимость ионного тока, измеренного цилиндрическим зондом на спутнике «Эксплорер-17» (кривая 2). Измерения проводились на орбитах с высотами  $272 \leq z \leq 292$  км и  $363 \leq z \leq 440$  км и наклонениями  $33^\circ \leq \theta_H \leq 42^\circ$  и  $53^\circ \leq \theta_H \leq 58^\circ$ . Кривая 2 соответствует измерениям при

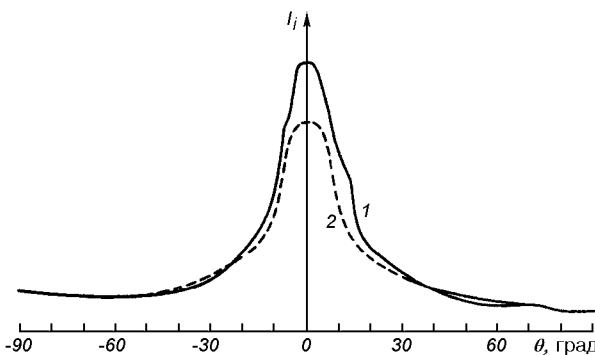


Рис. 6. Угловая зависимость (концевой эффект) ионного тока на цилиндрический зонд в высокоскоростном потоке: 1 — лабораторная плазма, 2 — ионосферная плазма (спутник «Эксплорер-17»)

$U_\infty \approx 7.9$  км/с;  $T_e \approx 2200$  К и  $N_i \approx 6.4 \cdot 10^5$  см $^{-3}$ . Измерения выполнены цилиндрическим зондом радиусом  $r_p \approx 0.028$  см и длиной  $l_p \approx 23$  см, т. е. при  $r_p/\lambda_d \approx 0.07$ ;  $l_p/\lambda_d \approx 57.5$  [22].

Угловая зависимость  $I_i(\theta)$  обусловлена концевым эффектом цилиндрического зонда: отношение  $I_i^{\max}(\theta = 0)/I_i(\theta = \pi/2)$  и полуширина пика ионного тока пропорциональны степени неизотермичности потока разреженной плазмы [16, 18, 30]. Для кривой 2 на рис. 6  $T_i/T_e \approx 0.34$  [22].

На спутнике «Интеркосмос-10» (без принудительной системы ориентации) на орбите с  $z_{\min} \approx 265$  км и  $z_{\max} \approx 1477$  км использовался цилиндрический зонд радиусом  $r_p = 0.05$  см и длиной  $l_p \approx 11.6$  см [12]. Применение в данной работе для обработки ВАХ из [12] соотношений (13), (14), (16) и традиционной процедуры определения  $T_e$  позволило оценить величины  $U_\infty$ ,  $N_e$ ,  $M_i$  и  $T_e$ , которые согласуются с расчетными данными из [12] с погрешностью, не превышающей значения поправочных коэффициентов  $K_{T_e}$  и  $K_{N_e}$  (рис. 3). Измерения и расчеты выполнены для условий  $r_p/\lambda_d \approx 0.016$ ,  $U_\infty \approx 7.5$  км/с,  $T_e \approx 2000$  К,  $S_{ie} \approx 5.2$ ,  $S_e \approx 0.03$ ,  $N_i \approx 10^4$  см $^{-3}$ ,  $T_i/T_e = 0.5$  [12].

Таким образом, для спутников без принудительной системы ориентации (стабилизированных вращением) циклограммы зонда давления, цилиндрического зонда Ленгмюра (концевой эффект) и ВАХ этого зонда позволяют определить полный комплекс кинетических параметров неравновесной плазмы в ионосфере. Для спутников с принудительной системой ориентации сигналы двух зондов давления при  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi/2$  и ВАХ одиночного цилиндрического зонда, ориентированного перпендикулярно к вектору скорости набегающего потока

(полета КА), позволяют оценить значения основных кинетических параметров нейтрального и заряженных компонентов ионосферной плазмы в приближении  $T_n \leq T_i < T_e$  и  $N_i \approx N_e$ . Возможности применения и интерпретации ВАХ сферического зонда ограничены выбором режима сбиения тока.

**Лабораторная плазма.** Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде, предназначенном для моделирования режимов движения, обтекания и взаимодействия КА с ионосферной и магнитосферной плазмой. Стенд относится к классу плазменных газодинамических труб [19, 27] и позволяет создавать высокоскоростные потоки разреженной плазмы с широким диапазоном рабочих параметров. Откачивающая система стендса производительностью около 100 м $^3$ /с, наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом (LN $_2$ ), позволяет реализовать в рабочей камере — цилиндре диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м — статическое разрежение 10 мкПа; в рабочих условиях при натекании газа давление составляет 0.1—1 мПа. Применение в качестве рабочего тела газов с молекулярной массой от 2 до 131 позволяет при различных режимах работы плазменного газоразрядного ускорителя с саморазгоном плазмы создавать потоки с широким диапазоном параметров:  $4.5 \leq U_\infty \leq 80$  км/с,  $10^{10} \leq N_{\infty} \leq 10^{17}$  м $^{-3}$ ,  $1.0 \leq T_e \leq 4.0$  эВ,  $0.1 \leq T_i/T_e \leq 0.3$ ,  $2.1 \leq U_\infty/\sqrt{2kT_e/M_i} \leq 15.6$  [16, 19].

Для контроля точности измерений параметров плазменных потоков стенд снабжен системой электрических зондов и СВЧ-интерферометрами, работающими в частотном диапазоне от 3 до 3.75 ГГц. Зонды размещены на подвижных платформах верхнего и нижнего координатников с четырьмя степенями свободы каждый: продольное и поперечное перемещение в горизонтальной плоскости, перемещение в вертикальной плоскости и вращение вокруг вертикальной оси. Точность отсчета для линейных перемещений 0.5 мм, для угловых — 0.5°.

Измерение параметров заряженных и нейтрального компонентов высокоскоростных потоков неравновесной разреженной плазмы проводились для различных режимов ускорителя при токах разряда  $0.05 \leq I_r \leq 7.5$  А в области, где напряженность внешнего магнитного поля не превосходит 160 А/м. При измерениях параметров заряженных частиц плазмы использовались два цилиндрических зонда из вольфрама радиусом  $r_p \approx 0.2$  мм и длиной  $l_p \approx 2.0$  см и из молибдена —  $r_p \approx 0.045$  мм и длиной  $l_p \approx 0.45$  см, а также сферический зонд диаметром  $2r_p \approx 0.25$  см и плоский зонд из молибдена с

рабочей поверхностью диаметром  $2r_p \approx 0.35$  см. Для условий эксперимента  $2.5 \leq \rho_e \leq 4.1$  см,  $200 \leq \rho_i \leq 400$  см; для всех зондов  $r_p \ll \rho_e$ ,  $l_p/\rho_e < 2\pi$ , т. е. влияние внешнего магнитного поля на зондовые измерения пренебрежимо мало.

При измерениях параметров нейтрального компонента применялся зонд давления (рис. 1). Для всех зондов при рабочих давлениях в вакуумной камере стенда не выше 1 мПа выполнялись условия бесстолкновительного обтекания.

На рис. 6 (кривая 1) представлена угловая зависимость ионного тока  $I_i = I_i(\theta)$ , обусловленного концевым эффектом при вращении цилиндрического зонда радиусом  $r_p \approx 0.2$  мм и длиной  $l_p \approx 2$  см. Аналогичная зависимость наблюдалась и для цилиндрического зонда радиусом  $r_p \approx 0.045$  мм и длиной  $l_p \approx 0.45$  см. Кривая 1, измеренная на стенде, качественно согласуется с кривой 2, измеренной цилиндрическим зондом на спутнике «Эксплорер-17» [22].

Результаты измерений параметров заряженных частиц высокоскоростных потоков лабораторной плазмы ( $N_2$ ) низкой плотности, измеренных по ВАХ цилиндрических зондов и сферического зонда, работающих в режиме собирания тока, ограниченного орбитальным движением ионов и электронов, представлены на рис. 7, а, б. Для анализа и обработки ВАХ использовались традиционные процедуры и соотношения (14), (15), (24), (26) и (27). Массовая скорость ионов потока плазмы  $U_{i\infty}$  определялась по величине ионного тока цилиндрического зонда, измеренного при потенциале, близком к «плавающему», или к потенциальному плазмы:  $I_i = A_p e N_i U_{i\infty} / \pi$ . Контроль точности определения  $U_{i\infty}$  осуществлялся с помощью плоского зонда и СВЧ-интерферометра по процедуре работы [21]. На рис. 7, а показаны значения концентрации заряженных частиц  $N_i \approx N_e$ , температуры электронов  $T_e$ , температуры ионов  $T_i$ , измеренных для различных режимов работы и широкого диапазона параметров  $0.01 \leq r_p/\lambda_d \leq 0.2$ . На рис. 7, б приведены результаты измерения степени неизотермичности потока разреженной плазмы  $T_i/T_e$ . При измерениях использовался концевой эффект цилиндрического зонда. Измерения охватывают широкий диапазон изменения параметров, характеризующих взаимодействие зонд — плазма:  $0.2 \leq \tau_l \leq 2.8$ ,  $0.01 \leq S_e \leq 0.03$ ;  $1.75 \leq l_p/\lambda_d \leq 17.5$ .

В работе [10] для слабоионизованной плазмы получено уравнение, устанавливающее связь между температурами заряженных и нейтральных час-

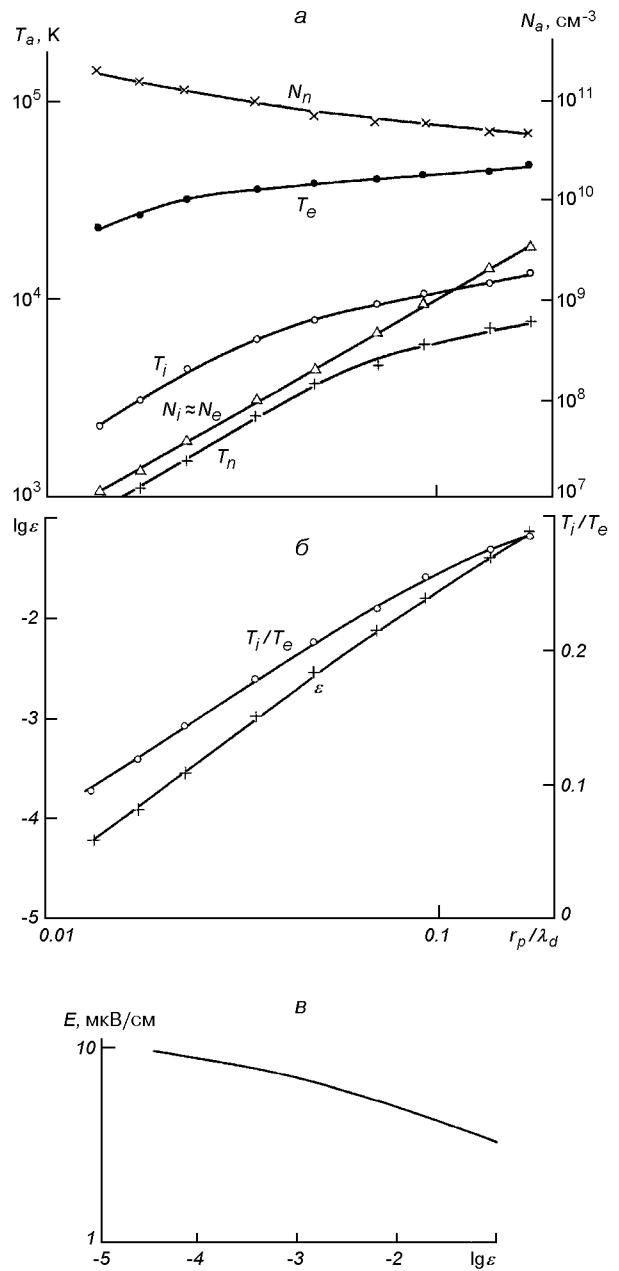


Рис. 7. Параметры потока лабораторной плазмы

тиц:

$$T_e^2 = \frac{\lambda_{en}^2}{\lambda_{in}^2} \frac{\delta_{in}}{\delta_{en}} T_i (T_i - T_n), \quad (31)$$

которое может быть преобразовано к виду [17]:

$$\left( \frac{T_e}{T_i} \right)^2 \approx \frac{0.67}{\delta_{en}} \left( \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{en}} \right)^2 \left( 1 - \frac{T_n}{T_i} \right) \left( 1 - \frac{T_n^2}{T_i^2} \right), \quad (32)$$

где  $\lambda_{\alpha n}$  ( $\alpha = i, e$ ) — средняя длина свободного пробега для столкновений заряженных и нейтральных частиц,  $\delta_{\alpha n}$  — средняя доля энергии, теряемой заряженными частицами при соударениях с атомами и молекулами в плазме,  $\sigma_{\alpha n}$  — сечение столкновения заряженных и нейтральных частиц.

Уравнение (32) использовалось для оценки значений температуры нейтральных частиц  $T_n$ . Результаты вычислений показаны на рис. 7, а. При вычислениях для значений  $\delta_{en}$  в плазме азота ( $N_2$ ) использовались зависимости  $\delta_{en} = \delta_{en}(T_e)$  из [16].

В работе [1] для слабоионизованной плазмы получено уравнение, устанавливающее связь между температурами заряженных и нейтральных частиц и напряженностью продольного электрического поля  $E$  в плазме, которое может быть представлено в виде

$$E = \frac{3.5kT_e}{\lambda_{en} \cdot e} \left[ \frac{m_e}{M_n} \left( 1 - \frac{T_n}{T_e} \right) \right]^{0.5}, \quad (33)$$

где  $\lambda_{en} = [N_n \sigma_{en}(T_e)]^{-1}$ ,  $\sigma_{en}$  — сечение столкновений электронов с атомами и молекулами [5, 13].

Для измерения параметров нейтрального компонента использовался зонд давления (рис. 1). Угловая зависимость  $P(\theta)/P_{max}$ , измеренная в потоке лабораторной плазмы, представлена на рис. 5, б (кривая 2). Штриховая кривая 1 — расчетная зависимость при  $S_n \approx 0.8$ . Измеренная в лабораторной плазме зависимость  $P(\theta)/P_{max}$  хорошо коррелирует с циклографмой, измеренной на спутнике «Эксплорер-32» в ионосфере (рис. 5, а). Вычисленные по результатам измерения давления —  $P_2(\theta = \pi/2)$ , формула (3) — значения концентрации  $N_n$  нейтральных частиц в потоке лабораторной плазмы приведены на рис. 7, а, значения степени ионизации среды  $\varepsilon = N_i/N_n$  — на рис. 7, б.

Зависимость напряженности продольного электрического поля  $E(\varepsilon)$  от степени ионизации высокоскоростного потока разреженной плазмы иллюстрирует рис. 7, в.

В отличие от условий в ионосфере компоненты лабораторной плазмы имеют разные по величине массовые скорости  $U_{n\infty}$  и  $U_{i\infty}$  нейтральных и заряженных (ионы) частиц. Массовая скорость потока является дополнительным неизвестным параметром для условий работы на стенде. Значения массовой скорости нейтрального компонента лабораторной плазмы определены по величине функции  $B_1(S_n)$  (формула (2)) методом последовательных приближений:  $81 \leq U_{n\infty} \leq 500$  м/с, что соответствует значениям  $0.2 \leq S_n \leq 1.0$  — нейтральные частицы

в лабораторной плазме движутся с звуковой скоростью.

При степени ионизации  $\varepsilon > 0.05$  в уравнении (1) необходимо учитывать вклад ионов потока плазма. Ионы практически всех встречающихся в ионосфере газов, за исключением  $NO^+$ , с вероятностью, близкой к единице, Оже-нейтрализуются на расстоянии  $10^{-7}$  см при подлете к поверхности металла — стенкам резервуара зонда давления. Со стенкой сталкиваются уже нейтрализованная частица с энергией ионов, поэтому при описании поведения потока ионов в резервуаре зонда давления можно воспользоваться моделями, применяемыми для нейтральных частиц [6, 15, 16].

Таким образом, применение средств контактной диагностики, угловых циклографм и ВАХ зонда давления и одиночного зонда Ленгмюра позволяет определить практически полный комплекс кинетических параметров, характеризующих состояние нейтрального и заряженного компонентов высокоскоростных потоков лабораторной плазмы. Соответствие условий измерений и параметров, характеризующих взаимодействие зонд — плазма на стенде, условиям измерений в ионосфере может быть установлено с помощью масштабных коэффициентов и критериальных соотношений.

## МАСШТАБНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ И КРИТЕРИАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Лабораторная плазма существенно неизотермична. С помощью имеющихся плазменных ускорителей практически не удается получить поток ионизированного газа низкой плотности со степенью неизотермичности, эквивалентной отношению  $T_i/T_e$  в ионосфере, т. е. реализовать условие  $T_i/T_e \geq 0.5$  (табл. 2). Поэтому на практике целесообразнее ориентироваться на температуру электронов потока лабораторной плазмы. При заданном отношении температур электронов  $T_e^{(M)}/T_e = \xi_M$  масштабный коэффициент  $r_p/\lambda_d$ , характеризующий режим обтекания электрических зондов заряженными компонентами, позволяет получить соотношение для концентрации заряженных частиц в потоке лабораторной плазмы

$$\frac{N_e^{(M)}}{N_e} = \frac{\xi_M}{\beta_M^2}, \quad (34)$$

где индекс  $M$  относится к параметрам потока лабораторной плазмы, параметры без индекса — ионосферная плазма;  $\beta_M = r_p^{(M)}/r_p$  — критерий геометри-

ческого моделирования при соответствующем подобии форм электрических зондов определяется отношением характерного размера (радиуса) зонда  $r_p^{(M)}$  на стенде к характерному размеру  $r_p$  зонда в ионосфере.

Используя масштабные коэффициенты  $r_p/\rho_e$  и  $S_{ie} = U_\infty/\sqrt{2kT_e/M_i}$  при  $M_i^{(M)}/M_i = b_M$ , получим соотношения для напряженности внешнего магнитного поля на стенде и массовой скорости ионов потока лабораторной плазмы:

$$\frac{B_M}{B} = \frac{\xi_M^{0.5}}{\beta_M}, \quad (35)$$

$$\frac{U_\infty^{(M)}}{U_\infty} = \left(\frac{\xi_M}{b_M}\right)^{0.5}. \quad (36)$$

Из параметра  $\Phi_w = e\varphi_w/kT_e$  следует условие для потенциалов на поверхности электрических зондов в ионосфере и на стенде:

$$\varphi_w^{(M)}/\varphi_M = \xi_M. \quad (37)$$

С учетом полученных критериальных соотношений в предположении идентичности режимов сопирания зондового тока в ионосферной плазме и на стенде получим соотношения для электронного тока на цилиндрический зонд —

$$I_e^{(M)}/I_e = \eta_M \xi_M^{3/2} \chi_M^- / \beta_M \quad (38)$$

и для электронного тока на сферический зонд —

$$I_e^{(M)}/I_e = \xi_M^{3/2} \chi_M^-, \quad (39)$$

где  $\eta_M = l_p^M/l_p$ ,  $\chi_M^- = i_e^{(M)}/i_e^-$ . Аналогично для ионного тока в высокоскоростном потоке разреженной плазмы на цилиндрический зонд —

$$I_i^{(M)}/I_i = \eta_M \xi_M^{3/2} \chi_M^+ / \beta_M b_M^{0.5} \quad (40)$$

и на сферический зонд —

$$I_i^{(M)}/I_i = \xi_M^{3/2} \chi_M^+ / b_M^{0.5}, \quad (41)$$

где  $\chi_M^+ = i_{ie}^{(M)}/i_{ie}^+$ .

В предположении однородности химического состава либо преобладания одного из сортов молекул нейтрального компонента в ионосфере и в лабораторной плазме  $T_n^{(M)}/T_n = a_M$  и  $\sigma_M/\sigma = d_M$  ( $\sigma$  — поперечное сечение молекул газа), используя параметр моделирования, характеризующий степень разреженности среды, — число Кнудсена ( $Kn^{(M)}/Kn = 1$ ) и критерий геометрического моделирования (для зонда давления  $\beta_M = 1$ ), получим соотношение для давления среды:

$$P_2^{(M)}/P_2 = a_M/d_M. \quad (42)$$

Газ частично ионизован, т. е.  $P_2 = P_e + P_i + P_n \approx N_n k T_n$ , а средняя длина свободного пробега нейтральных частиц представима в виде  $\lambda_n = (\sqrt{2} N_n \sigma_n)^{-1} = k T_n / \sqrt{2} \sigma_n P_n$ .

Приведенные критериальные соотношения и масштабные коэффициенты позволяют оценить параметры лабораторной плазмы, пригодной для моделирования измерений на орбите, и размеры зондов, позволяющие реализовать в ионосфере разработанную методику контактной диагностики, процедуру анализа и обработки сигналов, ВАХ зондов давления и электрических зондов Ленгмюра. Для ионосферы методика предполагает применение двух зондов давления с апертурами входных отверстий, нормали к которым параллельны и перпендикулярны ( $\theta = 0, \pi/2$ ) к вектору скорости  $U_\infty$  набегающего потока (полета КА), и одиночного зонда Ленгмюра: цилиндрического с осью симметрии, перпендикулярной к  $U_\infty$  и (или) сферического зонда, работающих в режиме сопирания тока, ограниченного орбитальным движением частиц.

Условие сопирания тока, ограниченного орбитальным движением частиц, характеризует диапазон значений параметров подобия для цилиндрического зонда —

$$r_p/\lambda_d \leq 1.0$$

и для сферического зонда —

$$r_p/\lambda_d \leq 0.3$$

(рис. 2, а, б и 4). Тогда с учетом параметров ионосферной плазмы на высоте, например,  $z \approx 700$  км (табл. 2) следует  $r_p \leq 0.08$  см для цилиндрического зонда и  $r_p \leq 0.4$  для сферы. С другой стороны, условие пренебрежимо малого влияния внешнего магнитного поля на сопирание тока зондом имеет вид  $r_p/\rho_e \ll 1$ ,  $l_p/\rho_e < 2\pi$  — для бесконечного ( $l_p/r_p \geq 100$ ) цилиндрического зонда и  $r_p/\rho_e \ll 1$  — для сферы [4, 12, 16]. Для цилиндрического зонда  $12 \leq l_p \leq 20$  см,  $r_p \leq 0.08$  см, для сферы —  $r_p \approx 0.4$  см.

Исходя из технических удобств изготовления и эксплуатации зондов в ионосфере и ориентируясь на цилиндрический зонд спутника «Интеркосмос-10» ( $z \approx 500$  и  $800$  км), можно принять  $r_p \geq 0.05$  см и  $l_p \geq 12$  см для цилиндра и  $r_p \approx 0.4$  для сферы.

Для условий стендового модельного эксперимента в плазме азота ( $N_2$ ) и в ионосферной плазме на высоте  $z \approx 700$  км с преобладанием ионов атомарного кислорода ( $O^+$ ), т. е. при  $\beta_M \approx 0.4$ ,  $\xi_M \geq 15$  и  $b_M \approx 1.75$  с учетом критериальных соотношений

Таблица 3. Параметры плазмы, характеризующие взаимодействие плазма — зонд

Вид плазмы	$S_{ie}$	$S_e$	$\lambda_d$ , см	$M_{cp}$ , а. е. м.	$\rho_e$ , см	$\rho_i$ , см	$\varepsilon$
Ионосферная плазма	4.0—6.9	0.025—0.040	0.24—1.16	15	2.0—4.2	200—660	0.0003—0.06
Лабораторная плазма	4.0—8.5	0.020—0.035	0.021—0.28	28	2.5—4.1	230—500	0.0001—0.08



Рис. 8. Диагностические зонды в потоке лабораторной плазмы на стенде ИТМ

(34)—(42) следуют значения параметров лабораторной плазмы:  $N_{e\min}^{(M)} \geq 5.6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $U_\infty^{(\min)} \geq 21.5 \text{ км/с}$ ,  $B^{(M)} \geq 310 \text{ А/м}$ ,  $I_e^{(M)}/I_e \geq 24$ ,  $I_i^{(M)}/I_i \geq 18$ ,  $0.25 \leq P_M/P_2 \leq 2.0$ .

Условия реализованы на плазмодинамическом стенде Института технической механики НАНУ и НКАУ (рис. 7, табл. 3).

Зонд давления, электрические зонды Ленгмюра, изготовленные в соответствии с приведенными выше оценками, испытаны в лабораторной плазме на стенде ИТМ (рис. 8).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методология, создано аппаратурное обеспечение для диагностики высокоскоростных потоков разреженной плазмы в ионосфере и на стенде. Показано, что угловые циклограммы и ВАХ зондов давления и зондов Ленгмюра в лабораторной плазме, а также сигналы двух зондов давления с апертурами входных отверстий, нормали к которым параллельны и перпендикулярны к вектору скорости набегающего потока (полета КА), и ВАХ одиночного зонда Ленгмюра, работающего в режи-

ме собирания тока, ограниченного орбитальным движением частиц, в ионосфере, — позволяют определить практически полный комплекс основных кинетических параметров нейтрального и заряженного компонентов неравновесной плазмы низкой плотности.

Работа выполнялась в рамках проекта УНТЦ NN38.

1. Альвен Г., Фельхаммар К. Г. Космическая электродинамика. — М.: Мир, 1967.—260 с.
2. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. — М.: Наука, 1964.—384 с.
3. Атмосфера. Справочник. — Л.: Гидрометеоиздат, 1991.—509 с.
4. Бойд Р. Зонды Ленгмюра на космическом корабле // Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревен. — М.: Мир, 1971.—С. 506—538.
5. Гуревич А. В., Шварцбург А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.—272 с.
6. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. — М.: Мир, 1967.—507 с.
7. Киль Р. Е. Теория электрического зонда сферической формы в режиме свободномолекулярного обтекания // Ракетная техника и космонавтика.—1971.—7.—С. 210—213.
8. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А., Свищевский С. Б. Экспериментальные методы в механике разреженного газа. — М.: Машиностроение, 1981.—200 с.
9. Кучеренко Е. Т. Справочник по физическим основам вакумной техники. — Киев: Вища школа, 1981.—263 с.
10. Ленгерт Б. Плазма космического и лабораторного масштабов // Физика плазмы и магнитная гидродинамика. — М.: Иностр. лит-ра, 1961.—С. 65—134.
11. Модель космического пространства (Модель космоса-82) / Под ред. Н. С. Вернова. — М.: МГУ, 1983.—Т. 2.—770 с.
12. Москаленко А. М. К теории цилиндрического зонда // Космические исследования.—1979.—17, № 1.—С. 51—59.
13. Сатон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. — М.: Мир, 1968.—492 с.
14. Смирнова В. В. К теории горячего зонда и фотозонда // Геомагнетизм и аэрономия.—1966.—6, № 3.—С. 276—283.
15. Филиппов Б. В. Аэродинамика тел в верхних слоях атмосферы. — Л.: ЛГУ, 1973.—126 с.
16. Шувалов В. А. Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. — Киев: Наук. думка, 1995.—180 с.
17. Шувалов В. А. Определение параметров неравновесной разреженной плазмы с применением термоанемометра-зонда Ленгмюра // Инж.-физ. журн.—1969.—17, № 6.—С. 1050—1057.
18. Шувалов В. А., Губин В. В. Определение степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами

- // Термофизика высоких температур.—1978.—**16**, № 4.—С. 688—692.
19. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И. и др. Моделирование радиационной электризации подветренных поверхностей космических аппаратов на полярной орбите в ионосфере Земли // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 30—43.
20. Шувалов В. А., Приймак А. И., Чурилов А. Е., Резниченко Н. П. Инверсно-магнетронный преобразователь для диагностики потоков частично ионизованного газа // Приборы и техника эксперимента.—2001.—**44**, № 2.—С. 106—108.
21. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Турчин В. В. Диагностика струи разреженной плазмы с применением зондового и СВЧ-методов // Термофизика высоких температур.—1978.—**16**, № 1.—С. 9—12.
22. Bettinger R. T., Chen A. A. An end effect associated with cylindrical probe moving at satellite velocities // J. Geophys. Res.—1968.—**73**, N 7.—P. 2311—2528.
23. Godard R., Laframboise J. Total current to cylindrical collectors in collisionless plasma // Planet. Space Sci.—1983.—**31**, N 3.—P. 275—283.
24. Goel S. K., Gupta P. D., Bhavwalkar B. V-I characteristics of a plane disk probe in collisionless streaming plasmas // J. Applied Phys.—1982.—**53**, N 4.—P. 2971—2974.
25. Laframboise J. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probes in a collisionless plasma at rest // Rarefied Gas Dynamics. — N. Y.: Acad. Press, 1965.—Vol. 2.—P. 22—44.
26. Makita H., Kuriki K. Current collection by spherical Langmuir probes drifting in a collectionless plasma // Phys. Fluids.—1978.—**21**, N 8.—P. 1279—1286.
27. Martin A. B. Spacecraft/plasma interactions and electromagnetic effects in LEO and polar orbits. // ESA Report contracts N 7989/88/NL/PB(SC). — Abington Oxon, UK, 1990.—325 p.
28. Mott-Smith H., Langmuir I. The theory of collectors in gaseous discharges // Phys. Rev.—1926.—**28**, N 4.—P. 727—763.
29. Newton G., Silverman P., Pelz D. Interactions between a hypersonic neutral gas and an orificed pressure gauge mounted in a spinning satellite // Rarefied Gas Dynamics. — N. Y.: Acad. Press, 1969.—Vol. 2.—P. 1571—1573.
30. Sanmartin J. R. End effect in Langmuir probe response under ionospheric satellite conditions // Phys. Fluids.—1972.—**15**, N 6.—P. 1134—1143.
31. Segall S. B., Koopman D. W. Application of cylindrical Langmuir probes to streaming plasma diagnostics // Phys. Fluids.—1973.—**16**, N 7.—P. 1149—1156.
32. Taillet J., Brunet A., Fournier G. Behavior of a positive probe in high-speed collection-free plasma flow // Dynamic ionized gases. — Tokio, 1973.—P. 317—328.

---

#### CONTACT DIAGNOSTICS OF THE IONOSPHERE AND LABORATORY PLASMA

V. A. Shuvalov, A. I. Priymak, N. P. Reznychenko,  
N. A. Tokmak, G. S. Kochubei

Methodology and apparatus for diagnostics of supersonic flows of the ionosphere and laboratory plasma are developed. It is confirmed by an experimental approach that the application of pressure probes and Langmuir probes allows one to determine about all the main kinetic parameters of the neutral and charged components of non-equilibrium rarefied plasma flows in the ionosphere and on a bench.

УДК 621.396.98:629.783

О. Ф. Тирнов, Ю. П. Федоренко, Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

**Результаты  
возмущений  
при помощи**      **исследования  
в околоземной  
спутниковых**      **волновых  
плазме  
радиомаяков**

*Надійшла до редакції 05.03.04*

Експериментально підтверджено, що поява середньомасштабних рухомих іоносферних збурень (РІЗ) не пов'язана з магнітною збуреністю. Приблизно у 10 % випадків спостерігаються РІЗ із відносними амплітудами більшими ніж 0.1. Виявлено широтну залежність просторового періоду РІЗ. Час існування хвильових збурень не перевищує 11—12 год.

## ВВЕДЕНИЕ

Начиная с середины 1960-х годов по настоящее время получен большой объем данных, свидетельствующий о том, что часто горизонтальное распределение электронной концентрации  $N$  ионосфера Земли имеет четко выраженную квазипериодическую составляющую. Такие изменения  $N$  обычно называются волновыми возмущениями (ВВ). В целом природа механизмов образования ВВ ясна. Они обусловлены сжатием и разряжением ионосферной плазмы в результате распространения в атмосфере внутренней гравитационной волны [2, 5].

В работе применен метод исследования ВВ, основанный на радиопросвечивании ионосферы когерентными сигналами низкоорбитальных навигационных ИСЗ. В экспериментах регистрируется ионосферная составляющая доплеровского смещения частоты, зависящая от времени пролета спутника  $\delta f_i(t)$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Для исследований были отобраны пять циклов измерений  $\delta f_i(t)$ , проведенных в 1998 и 1999 гг. с использованием российских низкоорбитальных навига-

ционных ИСЗ серии «Цикада» и «Цикада-М». В этих экспериментах ВВ проявляются на регистрациях  $\delta f_i(t)$  наиболее сильно — с амплитудами, достигающими 1–2 Гц. Такие амплитуды встречались более чем в 10 % случаев. Упомянутый цикл измерений выполнен при достаточно низкой магнитной активности ( $K_p \approx 0...5$ ). Состояние магнитной возмущенности в течение двух суток до измерений и двух суток после них оставалось таким же низким. Это подтверждает вывод (см., например, [1–3, 5]) о том, что природа среднемасштабных ПИВ скорее всего не связана с геомагнитной возмущенностью.

Возмущенные параметры ионосферы оказывают наиболее сильное влияние на  $\delta f_i(t)$  в области пересечения радиолуча со сферической поверхностью радиусом  $R_E + z_n$ , где  $R_E$  — радиус Земли,  $z_n$  — высота расположения центра слоя с ВВ. В ходе пролета ИСЗ проекции таких точек на поверхность Земли образуют линии, которые называют трассой  $z_n$ . Эти линии позволяют «привязать» обнаруженные ВВ к конкретному региону.

Ниже в качестве примера приведены результаты цикла исследований, выполненного 14.01.99 г. На рис. 1 показаны зависимости  $\delta f_i(t)$  и трассы  $z_n$ , местоположение измерительного пункта (ИП) отмечено черным кружком, направления движения

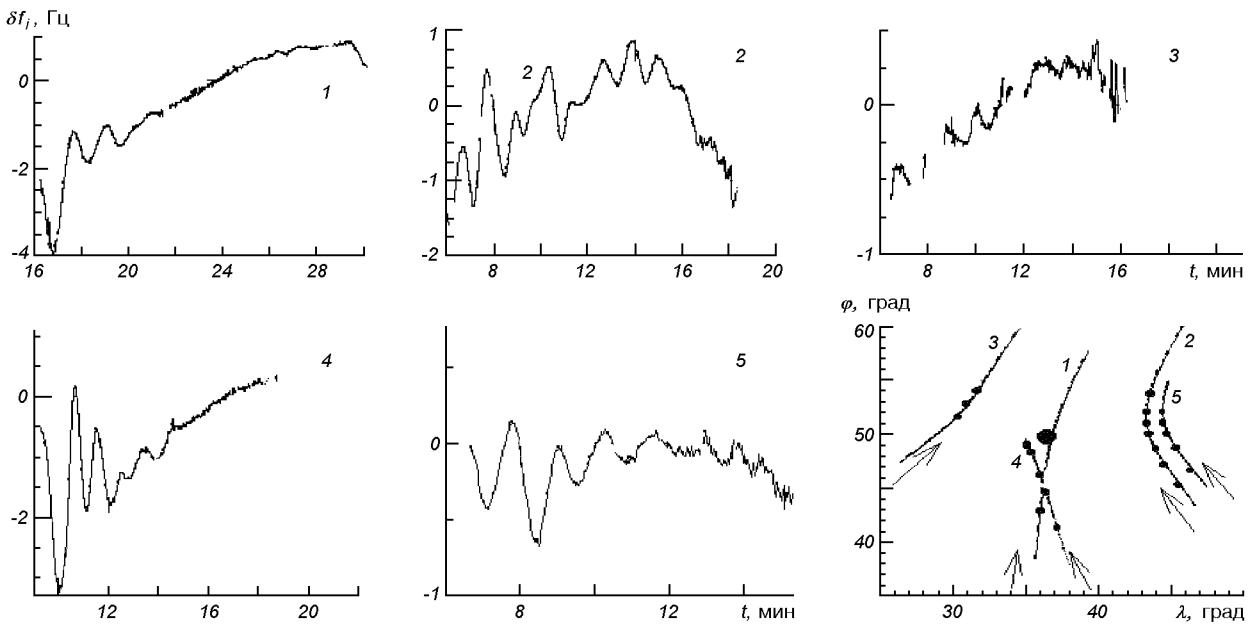


Рис. 1. Регистрации  $\delta f_i(t)$  и их трассы  $z_n$  в эксперименте 14.01.99 г.: 1 —  $t_s = 12:16:14$ ,  $t_0 = 12:23:52$ ,  $\gamma_0 = 11^\circ$ ; 2 —  $t_s = 13:06:11$ ,  $t_0 = 13:11:42$ ,  $\gamma_0 = 72^\circ$ ; 3 —  $t_s = 14:05:29$ ,  $t_0 = 14:09:48$ ,  $\gamma_0 = 69^\circ$ ; 4 —  $t_s = 16:09:18$ ,  $t_0 = 16:14:38$ ,  $\gamma_0 = 45.5^\circ$ ; 5 —  $t_s = 17:06:40$ ,  $t_0 = 17:11:26$ ,  $\gamma_0 = 74.4^\circ$

ИСЗ — стрелками, для момента траверза и его зенитного угла использованы обозначения  $t_0$  и  $\gamma_0$ , а для начального времени регистрации —  $t_s$ . Здесь используется московское декретное время. Точки на трассах  $z_n$  отмечены местоположения локальных минимумов (далее — центры ВВ). Кривые 1 и 4 иллюстрируют проявления ВВ с очень большими амплитудами только на южных ветвях трасс  $z_n$ . На кривых 2 и 5 ВВ наблюдаются как на северных, так и южных частях графиков  $\delta f_i(t)$ , т. е. южнее и севернее ИП.

На регистрации 3 ВВ обнаружены только на северной части трассы  $z_n$ . На кривых 1 и 4, 2 и 5 фиксируются ВВ при близких значениях зенитного угла ИСЗ  $\gamma$  над совпадающими (в пределах 50—150 км) регионами. Проявления ВВ на кривых 1 и 4, 2 и 5 сходны между собой (все ИСЗ движутся с юга на север), так как, помимо упомянутых совпадений, значения пространственных периодов  $L$  (расстояние вдоль меридиана между локальными максимумами электронной концентрации на высоте  $z_n = 200$  км) для ближайших ВВ в различных пролетах ИСЗ отличаются не более чем на 20—30 %. Вместе с тем времена пролетов ИСЗ для указанных пар регистраций разняются примерно на 4 ч. В данном эксперименте время проявления ВВ превышало 5 ч. Тот факт, что на кривых 2 и 5 (см.

трассы  $z_n$ ) во многих случаях совпадают широты центров ВВ на пространственно близких и похожих по форме трассах  $z_n$ , является, видимо, случаем событием: размеры ВВ и местоположение их центров изменяются с течением времени. Наиболее сильно (в 3—4 раза) амплитуда проявлений ВВ варьирует на кривых 1 и 4. Это обусловлено малыми значениями  $\gamma_0$  (соответственно  $11^\circ$  и  $45^\circ$ ). Для других кривых  $\gamma_0 \geq 70^\circ$ , поэтому амплитуды проявлений ВВ для разных участков регистрации (с разными  $\gamma$ ) отличаются не так резко. При этом следует принимать во внимание, что пространственный период ВВ вдоль пролетов 1 и 4 (с юга на север) уменьшался почти в два раза. Без этого факта различие амплитуды проявлений на указанных регистрациях ВВ было бы в два раза больше. Среднее значение  $L$  составляло около 160 км.

В выбранных пяти циклах наблюдений обнаружено 120 ВВ, среднее значение  $L$  составляло  $176 \pm 8$  км. На рис. 2 (кривая 1) все полученные значения  $L$  показаны в виде черных кружков и квадратов в координатах  $(L, \varphi)$ , где  $\varphi$  — широта центра неоднородности. Кружки соответствуют неоднородностям, полученным при  $\varphi \leq 49.3^\circ$  N (57 неоднородностей), а квадраты —  $\varphi \geq 49.7^\circ$  N (63 неоднородностей). Число обнаруженных ВВ выше и ниже широты ИП приблизительно одинаково.

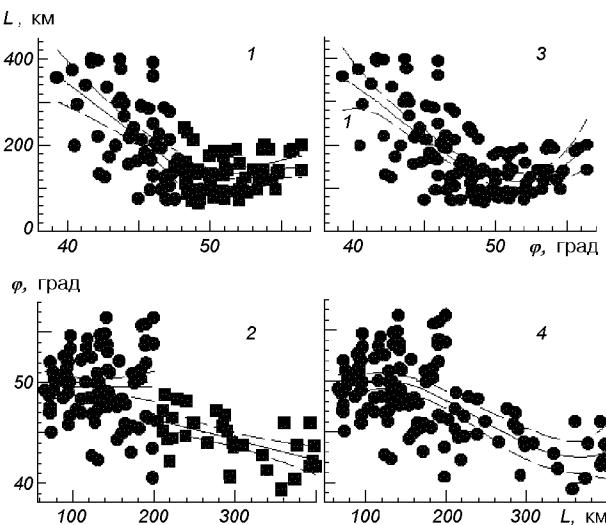


Рис. 2. Зависимости  $L(\varphi)$  и  $\varphi(L)$ , их регрессии и доверительные интервалы: 1, 2 — линейные регрессии, рассчитанные соответственно для 57, 63 и 88, 32 неоднородностей; 3, 4 — регрессии третьего порядка для 120 неоднородностей

Этот результат свидетельствует против утверждения [1, 6], согласно которому основная часть ВВ наблюдается южнее ИП в северном полушарии и севернее ИП — в южном. Во всех циклах измерений замечено увеличение значений  $L$  с уменьшением широты наблюдения (рис. 2, зависимость 1). Средние значения  $L$  для указанных выше интервалов  $\varphi$  составляют  $221 \pm 13$  км и  $130 \pm 6$  км соответственно. Однако в каждом из этих широтных интервалов прослеживается линейная зависимость  $L$  от  $\varphi$ . Для определения зависимостей  $L(\varphi)$  представляет интерес получить усредненные значения  $L$  для выбранных значений  $\varphi$  в исследуемых диапазонах широт, а затем аппроксимировать их линейными зависимостями, т. е. найти уравнение линейной регрессии. Регрессия восстанавливает зависимость  $L(\varphi)$ , которая в эксперименте частично разрушается под влиянием совокупности геофизических факторов. Линейные регрессии данных и их 95 % доверительные интервалы также показаны на рис. 2 (зависимость 1). С учетом наблюдаемого разброса данных измерений эти регрессии позволяют лишь говорить об обнаруженных тенденциях в широтном поведении  $L$ : в первом широтном интервале значения  $L$  линейно уменьшаются, а во втором — несколько увеличиваются.

В интервале широт примерно от 39 до  $48-50^\circ$  N наблюдалась значения  $L \approx 66 \dots 400$  км. Вместе с тем в интервале от  $48-50^\circ$  до  $57^\circ$  N обнаруживались ВВ с  $L \approx 66 \dots 200$  км. Для большей наглядно-

сти на рис. 2 (зависимость 2) все полученные значения  $L$  показаны в координатах  $(\varphi, L)$ . Здесь кружки соответствуют ВВ с  $L \leq 200$  км (88 неоднородностей), а квадраты — с  $L > 200$  км (32 неоднородности). Видно, что ВВ с  $L \leq 200$  км наблюдались на широтах  $40-57^\circ$  N (практически на всех исследуемых широтах), а с  $L > 200$  км — только в интервале широт  $39-48^\circ$  N. На этом рисунке показаны также линейные регрессии  $\varphi(L)$  и их доверительные интервалы для первого и второго интервалов  $L$ . Если ранее усреднение при вычислении регрессий выполнялось по  $L$ , то в рассматриваемом случае — по  $\varphi$ . Это позволяет выявить различные особенности корреляционного поля широта-размер неоднородности.

На рис. 2 также иллюстрируются регрессии (и их доверительные интервалы) третьего порядка для зависимостей  $L(\varphi)$  (зависимость 3) и  $\varphi(L)$  (зависимость 4). Эти зависимости получены для всех ВВ. Из первой зависимости можно заключить, что в интервале широт от  $50-52^\circ$  до  $57^\circ$  N средний пространственный период неоднородностей увеличивается от 120 до 200 км, а в интервале  $\varphi = 38 \dots 50^\circ$  N — уменьшается от 350 до 120 км. Вторая регрессионная зависимость характеризует среднюю широту, на которой наблюдались неоднородности заданного пространственного периода. Так, ВВ с  $L < 200$  км фиксировались на средней широте  $49^\circ$  N, а с  $L = 300 \dots 400$  км — на широте  $43^\circ$  N. Между указанными широтами существовали неоднородности с масштабами  $L = 200 \dots 300$  км. Оказалось, что регрессии более высоких порядков практически совпадают между собой. Вместе с тем коэффициент корреляции для регрессий третьего порядка выше, чем для регрессий второго порядка. Регрессионные зависимости первого порядка весь объем данных аппроксимируют неудовлетворительно.

Не во всех циклах исследований интервал времени измерения был достаточным для оценки времени существования ВВ над выбранной поверхностью Земли. Как правило, оно более 3—5 ч и, видимо, не превышает 11—12 ч. При этом время наблюдения ВВ над всем регионом, который подвергался радиопросвечиванию сигналами ИСЗ, могло превышать 14 ч. Максимальный широтный и долготный масштабы регионов с ВВ составляли 1 700 км. В наших прежних исследованиях [4] с использованием ИП, разнесенных на 1 390 км, широтный размер составлял всего лишь около 1 000 км, а долготный около 2 000 км. Видимо, без большого пространственного разнесения ИП полученный долготный масштаб ограничивается методическими возможностями и поэтому на самом деле может превышать 1 700 км.

В результате численных экспериментов удалось оценить толщину атмосферного волновода, в котором распространяются наблюдаемые ПИВ. Эти расчеты основывались на всем массиве экспериментальных данных о ПИВ, полученных нами по  $\delta f_i(t)$  приблизительно за 10 лет. Оказалось, что эффективная толщина волновода  $2H$  составляет около 50—100 км. При повышении толщины волновода, например, в два раза на границах радиовидимости ПИВ практически не проявляются. Это объясняется хорошо известным эффектом. Он заключается в том, что на границах радиовидимости, в случае когда  $2H > 100$  км, радиолуч одновременно проходит через разные фазы возмущенности одного или даже нескольких периодов ПИВ. В результате этого локальные влияния различных фаз ПИВ в принятом сигнале взаимно компенсируют друг друга. Для таких волноводов ПИВ может проявляться на регистрациях только в пространственной области, в которой волновой вектор ПИВ приблизительно ортогонален радиолучу. Такая геометрия наблюдается в области траверза, при  $\gamma_0 < 30\ldots40^\circ$  амплитуда проявлений становится наиболее заметной. Если толщину волновода уменьшить, например, до  $2H \approx 20$  км, то обычно наблюдаемые в эксперименте проявления ВВ соответствовали бы нереальным относительным амплитудам  $A_{\Delta N} > 1$ .

Во всех регистрациях  $\delta f_i(t)$  рассмотренных циклов наблюдений амплитуда проявлений ПИВ не уменьшалась, а наоборот, увеличивалась с удалением от траверза. Это свидетельствует о том, что  $2H \leq 50\ldots100$  км. Наличие колебаний  $\delta f_i(t)$  одновременно на обеих границах радиовидимости подтверждает волноводный механизм распространения ПИВ.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Приведенные результаты экспериментальных исследований не претендуют на получение статистически достоверных значений параметров ВВ из-за ограниченности выборки экспериментальных данных. Основным в этих экспериментах была проверка адекватности выбранной модели ВВ, апробация разработанных методик определения параметров изучаемых возмущений и формулировка требований для дальнейших более углубленных исследований.

Экспериментальные зависимости  $\delta f_i(t)$ , приведенные в работах [1, 5] (они получены в других регионах, но при сходных гелиогеофизических условиях), аналогичны нашим регистрациям  $\delta f_i(t)$

как по периодам, так и по амплитудам проявлений на них ВВ. В наших исследованиях установлено, что упомянутые период и амплитуда сложным образом зависят от зенитного угла и поэтому, в отличие от работ [1, 5], мы отказались от расчета и анализа гистограмм этих величин, поскольку они не могут адекватно характеризовать параметры изучаемых ВВ. Кроме того, пространственный период  $L$  определялся с учетом пространственной ориентации трассы  $z_n$  и направления фронта ВВ. Фактически все полученные ранее данные об экспериментальных значениях  $L$  являются искаженными вследствие того, что определялся пространственный период ВВ вдоль трассы  $z_n$  в предположении (без достаточных на то оснований), что ориентация этих трасс приблизительно совпадает с меридианом. Мы пришли к выводу о том, что такое приближение в общем случае неверно даже для системы NIMS (ранее эта система называлась TRANSIT), у которой угол наклонения плоскости орбиты равен  $90^\circ$ . Наибольшие завышения  $L$  можно ожидать для высоколатитудных ИП.

Важным подтверждением теории среднемасштабных ПИВ является то обстоятельство, что в экспериментах не было замечено какой-либо связи зарегистрированных ВВ большой амплитуды с геомагнитной возмущенностью. В настоящей работе рассматривались регистрации  $\delta f_i(t)$  только с очень большими амплитудами проявлений на них ВВ. Вопрос о погрешности измерений  $\delta f_i(t)$  не обсуждался, поскольку эта погрешность в десятки, а иногда и в сотни раз была меньше амплитуд наблюдаемых квазигармонических модуляций, порожденных ВВ. Согласно нашим оценкам для надежного обнаружения ВВ с  $A_{\Delta N} = 0.05$  днем ( $N_m = 2 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ ) погрешность частотных измерений должна составлять около 0.04 Гц, а ночью ( $N_m = 2 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ ) — 0.004 Гц. В измерениях  $\delta f_i(t)$ , помимо проявлений на них ВВ, обнаруживаются еще и флюктуации доплеровской частоты, минимальная средняя квадратичная амплитуда которых обычно составляет около 0.01—0.005 Гц. Поэтому очень часто, особенно ночью, вопрос об обнаружении даже максимальных значений  $A_{\Delta N}$  на регистрации  $\delta f_i(t)$  определяются не погрешностью измерений (у нас она составляла 0.005 Гц), а амплитудой случайных вариаций  $\delta f_i(t)$ , которая может превышать проявление ВВ на  $\delta f_i(t)$ . Как показали наши оценки, в дневное время значения  $A_{\Delta N} \geq 0.005$  надежно определяются при  $N_m \sim 8 \cdot 10^{11} — 2 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ , а ночью можно лишь обнаружить ВВ с  $A_{\Delta N} \geq 0.02$  при  $N_m \geq 2 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ . Аппаратурная погрешность

наших измерениях позволяет надежно регистрировать ПИВ с такими амплитудами.

При повышении амплитуды случайных флюктуаций на всей или части регистрации  $\delta f_i(t)$  минимально определяемые значения  $A_{\Delta N}$  возрастают. Как уже отмечалось, уровень случайных флюктуаций часто повышается вочных измерениях  $\delta f_i(t)$ . Если бы ПИВ порождались равномерно в течение суток с одинаковыми амплитудами, то ночью из-за уменьшения  $N_m$  и повышения амплитуды случайных флюктуаций они обнаруживались бы значительно реже, чем днем. Ночью могут быть надежно зарегистрированы, как правило, только ВВ средних и больших амплитуд ( $A_{\Delta N} \geq 0.2$ ).

Согласно теории зарождение ПИВ чаще может происходить в утреннее, а не в дневное время. Вочных же условиях распространение акусто-гравитационных волн до высот F-области существенно упрощается. Поэтому можно предположить, что частота порождений ПИВ ночью должна быть значительно выше. Обнаруживаются же ПИВ днем лишь благодаря их продолжительному времени существования (только зарегистрированные значения составляют около 12 ч), которое позволяет проявиться им в дневной ионосфере.

В ночное время ПИВ действительно обнаруживаются значительно реже, чем в дневное время (следует отметить, что продолжительность ночных наблюдений значительно меньше, чем дневных). Объясняется ли этот экспериментальный результат приведенными выше методическими причинами и большим временем существования ПИВ? Опираясь на наши наблюдения, мы не можем ответить на этот вопрос утвердительно. Экспериментальные данные свидетельствуют, что, по крайней мере, ПИВ средних и больших амплитуд, обнаружение которых всегда надежно, как правило, появляются утром, ближе к полудню, иногда во второй половине дня. При этом фоновые значения электронной концентрации в периоды, когда ПИВ в упомянутых циклах наблюдений не обнаруживаются, практически такие же, как и в период их регистрации. Видимо, имеется почти регулярный механизм порождения ПИВ, который включает в себя явления, происходящие в утренние часы.

Обнаружение проявлений ВВ одновременно на обеих ветвях  $\delta f_i(t)$ , существование ВВ как южнее, так и севернее ИП, повышение амплитуды проявлений ВВ с увеличением  $\gamma$  и  $\gamma_0$ , уменьшение различий в проявлениях ВВ (амплитуды и периода) на границах радиовидимости и траверзе при повышении  $\gamma_0$  достаточно убедительно подтверждают адекватность выбранной модели ВВ и хорошо согласу-

ются с волноводной теорией распространения ПИВ в узком атмосферном волноводе. Полученные оценки максимальных значений продолжительности времени существования ВВ и размеров регионов, над которыми обнаруживаются ВВ, являются достаточно достоверными, и в будущих исследованиях, видимо, существенно не изменятся.

Широтная зависимость пространственного периода ВВ безусловно нуждается в уточнении. В будущем требуется исследовать ее во все сезоны года. Однако наибольшее внимание в дальнейших экспериментах следует уделить определению направления фронта ВВ и возможной зависимости этого направления от сезона года. Из-за большой изменчивости пространственного периода ВВ в наших экспериментах не удалось корректно определить направление волнового фронта исследуемых неоднородностей электронной концентрации. Важным вопросом дальнейших исследований является также определение временного периода ВВ. Мы полагаем, что для этих целей необходимо проводить комплексные исследования с использованием ряда других радиофизических методов, например некогерентного рассеяния и вертикального доплеровского зондирования. Предстоит также выяснить регулярные источники, порождающие среднемасштабные ВВ, в том числе с относительной амплитудой более 0.3. Такие амплитуды наблюдаются не эпизодически, а более чем в 10 % случаев.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные среднемасштабные ВВ электронной концентрации получены при незначительной геомагнитной возмущенности, что подтверждает независимость природы образования указанных волновых возмущений от магнитной активности. При задаваемых высотах оси волновода в 200 и 275 км полутолщина атмосферного волновода, в котором распространяются ВВ, соответственно составляют 100 и 50 км.

При высоте центральной оси волновода в 200 км согласно экспериментальным данным пространственный период варьирует от 70 до 400 км. При изменении широты от 38 до 50° N средний пространственный период ВВ понижался от 350 до 120 км, а при дальнейшем увеличении широты до 57° N повышался от 120 до 200 км. В интервале широт от 39 до 50° N наблюдались пространственные периоды ВВ от 70 км до 400 км; в интервале от 50 до 57° N обнаруживались только неоднородности с размерами от 70 до 200 км. Частота наблюдений ВВ в интервале 38...57° N практически

не зависела от широты. Максимальные интервалы времени существования отдельных ВВ приближались к 11–12 ч. Время наблюдения всей структуры ВВ над регионом, который подвергался радиопросвещиванию сигналами ИСЗ, могло превышать 14 ч. Максимальный широтный размер региона с ВВ составлял около 1 700 км, а долготный — около 2 000 км.

Работа выполнена при поддержке НТЦ Украины, проектное соглашение № 1773.

1. Бирюков О. В., Саенко Ю. С., Шагимуратов И. И. Вариации параметров волновых структур в ионосфере по данным комплексного эксперимента за период SUNDIAL сентябрь–октябрь 1989 г. // Геомагнетизм и аэрономия.—1993.—33, № 1.—С. 37—44.
2. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978.—532 с.
3. Денуев В. Х., Сердюк Н. Н., Фаткуллин М. Н. Признаки влияния магнитных возмущений на волнообразные неоднородности электронной концентрации области F по данным доплеровских наблюдений // Геомагнетизм и аэрономия.—2001.—41, № 2.—С. 204—207.

4. Федоренко В. Н., Федоренко Ю. П., Шагимуратов И. И. Результаты исследования ионосферы, полученные при помощи пространственно разнесенного приема радиосигналов низкоорбитальных навигационных ИСЗ // Геомагнетизм и аэрономия.—1997.—37, № 3.—С. 121—126.
5. Evans J. V., Holt J. M., Wand R. H. A differential-Doppler study of traveling ionospheric disturbances from Millstone Hill // Radio Sci.—1983.—18, N 3.—P. 435—451.
6. Ogawa T., Igarashi K., Aikyo K., et al. Satellite observation of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Syowa station // Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.—1988.—Vol. 1.—P. 192—198.

---

#### BEACON-SATELLITE OBSERVATIONS OF WAVE DISTURBANCES IN THE PLASMA OF NEAR-EARTH SPACE

O. F. Tyrnov, Yu. P. Fedorenko, L. F. Chernogor

Measurements verify that the occurrence of mesoscale travelling ionospheric disturbances (TIDs) is not associated with geomagnetic disturbance. Approximately in 10 % of the cases, the amplitude of TIDs exceeds 0.1 on a relative scale. A latitudinal dependence of the TID wavelength is detected. The lifetimes of wave disturbances do not exceed 11–12 h.

УДК 621.396.98: 629.783

Л. С. Костров, Ю. П. Федоренко, Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

**Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере при помощи доплеровского ВЧ-радара**

*Надійшла до редакції 05.03.04*

Пояснюються ефекти, що спостерігаються при імпульсному вертикальному допплерівському зондуванні. Розроблено методику визначення амплітуди та напрямку руху іоносферних збурень за часовими залежностями допплерівського зміщення частоти зондувального сигналу. Обґрунтовано рекомендації щодо підвищення точності та інформативності результатів визначення параметрів досліджуваних збурень.

**ОПИСАНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ЭФФЕКТОВ**

Для изучения параметров волновых возмущений (ВВ) в наших исследованиях использовались доплерограммы  $\delta f(t)$  импульсного вертикального зондирования для частот  $f \approx 3\ldots4$  МГц при длительности импульса 0.2 с, полуширине диаграммы направленности приемо-передающей антенны  $\theta_0 \approx 30^\circ$  и мощности в импульсе около 1 кВт. Доплерограммы определяются при помощи регистрации квадратурных составляющих отраженного от ионосферы сигнала на магнитную ленту с частотой опроса 10 Гц и последующим быстрым преобразованием Фурье на интервале времени 51.2 с. В результате строятся ежеминутные спектры принятого сигнала. По виду все регистрации можно разбить на три типа: одномодовые квазисинусоидальные, одномодовые пилюобразные, двухмодовые и многомодовые (рис. 1). Обычно их амплитуды варьируются в диапазоне 0—1.5 Гц, периоды колебаний изменяются в от 10 до 40 мин [2]. Первый (кривая 1) и второй (кривая 2) типы доплерограмм наблюдаются примерно в 30 % всего времени регистрации. В 70 % случаев регистрируются двухмодовые доплерограммы (кривая 3). Многомодовые регистрации  $\delta f(t)$ , а также доплерограммы, на которых выделить какое-либо число мод не представляется возможным, встречаются значительно реже [2].

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ**

Одним из основных источников колебаний, наблюдаемых на доплерограммах  $\delta f(t)$ , являются перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ). Они движутся в горизонтальном атмосферном волноводе с высотой расположения центральной оси  $z_n$  около 200 км. Согласно нашим данным толщина волновода составляет  $2\Delta z_{TID} = 50\ldots100$  км. Для зондирующей установки ПИВ представляют собой поверхности равной концентрации электронов  $N$  (соответствующей плазменной частоте для зондирующей радиоволны), высота которой вдоль оси атмосферного волновода изменяется по квазисинусоидальному закону [1].

Зондирующая установка излучает импульсный сигнал в пределах диаграммы направленности антенны (ДНА) с полушириной  $\theta_0$ . Установкой принимаются только те отраженные радиолучи, для которых в месте отражения касательная плоскость к поверхности равной концентрации  $N$  строго ортогональна к их пространственному положению в выбранный момент времени. Иными словами, принимаются только те радиолучи, которые удовлетворяют условию обратного зеркального отражения. Поскольку с течением времени такая поверхность перемещается со скоростью ПИВ, радиолучи, излу-

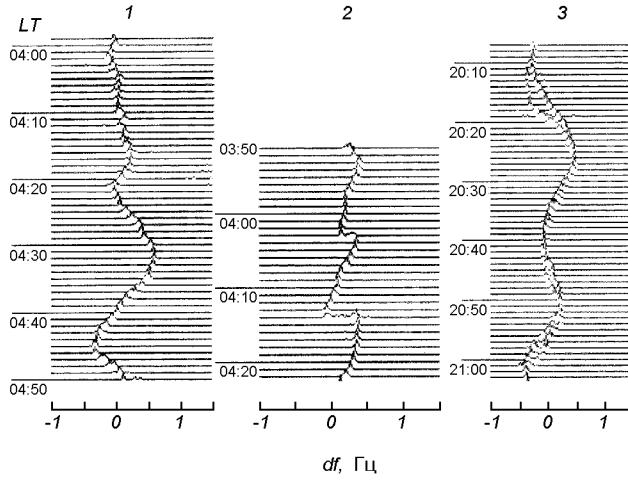


Рис. 1. Примеры временных вариаций доплеровских спектров. По вертикальной и горизонтальной осям указаны доплеровское смещение частоты в Гц и текущее время

ченные с разными наклонами, в различные моменты времени обеспечивают прием сигнала обратного зеркального отражения.

Для детального рассмотрения эффектов, наблюдаемых при обратном зеркальном отражении, зададим высоту поверхности равной концентрации в виде волны вдоль горизонтального направления  $x$ :

$$z_R(x, t) = z_0 + \Delta z \sin \Omega, \quad (1)$$

где

$$\Omega = \frac{2\pi}{L} x - \frac{2\pi}{T} t,$$

$T$  и  $L$  — соответственно временной и пространственный периоды ПИВ вдоль оси  $x$ ,  $\Delta z$  — амплитуда колебаний  $z_R$  относительно средней высоты отражения  $z_0$  для выбранной частоты зондирования  $f$ . Как несложно установить,  $\Delta z$  определяется относительной амплитудой ПИВ  $A_{\Delta N}$  и высотным градиентом  $G$  высотного распределения  $N(z)$  в диапазоне от  $z_0 - \Delta z$  до  $z_0 + \Delta z$ :

$$\Delta z = \frac{N_0}{G} A_{\Delta N}, \quad (2)$$

где  $N_0 = N(z_0)$ . Доплеровское смещение радиолуча, приходящего на приемную антенну с зенитным углом  $\theta$ , можно описать зависимостью

$$\delta f_\theta = -2 \frac{f}{c \cos \theta} \int_{z_n - \Delta z_{\text{TID}}}^{z_R} \frac{d}{dt} n(z, \theta) dz. \quad (3)$$

В этом выражении учтено, что с течением времени  $n(z)$  изменяется только в высотном интервале от

нижней границы ПИВ до высоты зеркального обратного отражения.

Далее получим связь  $\delta f_\theta$  с параметрами электронной концентрации  $N$ . С использованием (1), (2) и условия  $A_{\Delta N} \ll 1$  выражение (3) преобразуется к виду

$$\delta f_\theta = A_1 \cos \Omega + A_2 \sin 2\Omega. \quad (4)$$

Здесь

$$A_1 = -4\pi \frac{\Delta z_0 A_{\Delta N} \bar{f}_{\text{пл}}}{c T f n_L \cos \theta},$$

$$\Delta z_0 = z_0 - z_n + \Delta z_{\text{TID}},$$

$$A_2 = -\frac{A_1 \Delta z}{2 \Delta z_0},$$

$n_L$  — невозмущенное значение  $n$  на нижней границе атмосферного волновода,  $\bar{f}_{\text{пл}}$  — среднее значение плазменной частоты в волноводе ниже высоты отражения. Согласно расчетам, выполненным при  $G = 6.7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-4}$ ,  $A_{\Delta N} = 0.1$ , оказалось, что  $A_2/A_1 = 0.03$ . В ночных условиях величина  $G$  увеличивается примерно в 10 раз, а  $N_0$  — уменьшается в 10 раз, поэтому отношение  $A_2/A_1$  не изменяется. Профиль  $N(z)$  над измерительным пунктом можно определить, например, путем пространственной адаптации глобальной модели  $N$  при помощи низкоорбитальных навигационных ИСЗ серий «Цикада» и «Цикада-М» по методике, изложенной в работе [3]. При получении (4) полагалось, что в подынтегральном выражении (3) значение  $n$  можно заменить средним значением этой величины для верхнего и нижнего пределов интегрирования ( $n \approx n_L/2$ ). Определить, при каком значении  $\theta$  формируются амплитуды гармоник  $A_{1,2}$  в текущий момент, не представляется возможным: значение  $\theta$  может изменяться в интервале от  $-\theta_0$  до  $\theta_0$ .

Как видно из геометрии эксперимента, горизонтальное удаление от антенны участка поверхности  $z_R(x)$ , отражающей радиолуч с зенитным углом прихода  $\theta$ , определяется формулой  $x = |\mathbf{r}| \sin \theta$ , где  $z_R(x, t)$  описывается выражением (1), а  $|\mathbf{r}| = z_R(x, t)/\cos \theta$ . При  $z_0 = z_n$  и  $\Delta z = \Delta z_{\text{TID}} = 25 \text{ км}$  оказывается, что  $\Delta z/z_0 = 0.125$ . Поэтому можно заключить, что практически для всех возможных значениях  $\Delta z$  величину  $x$  можно заменить приближенным равенством

$$x \approx z_0 \operatorname{tg} \theta. \quad (5)$$

Формула (4) получена для идеализированного случая, когда ДНА аппроксимируется ступенькой с полушириной  $\theta_0$  и строго выполняется условие

зеркального обратного отражения. В реальном же случае ДНА близка к колоколообразной зависимости с полушириной  $\theta_0$  на уровне  $e^{-1}$ ; область отражения представляет собой круг с радиусом около 3 км (радиус первой зоны Френеля), поэтому прием лучей осуществляется в телесном угле (конусе) вокруг направления строго обратного зеркального отражения с шириной конуса около градуса. Все это приводит к появлению целого спектра частот, центральная из которых будет иметь значение, определяемое  $\theta_{\max}$ . Величина  $A_{\Delta N}$  вычисляется по амплитуде  $A_1$ :

$$A_{\Delta N} = \frac{A_1 c T f n_L \cos \theta_{\max}}{4\pi \Delta z_0 f_{\text{пп}}^2}, \quad (6)$$

$$0 \leq \theta_{\max} \leq \theta_0.$$

Выполним оценки  $A_{\Delta N}$  для значения  $A_1 = 1$  Гц, близкого к максимальным, которые иногда наблюдаются в экспериментах. Положим для дневных условий  $N(z_0) = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ ,  $z_0 = z_n = 200$  км,  $\Delta z_0 = \Delta z_{\text{пп}} = 50$  км,  $\theta_{\max} = 30^\circ$ . В этом случае по модели  $N(z)$  Ching-Chiu  $f_{\text{пп}} = 2.46$  МГц,  $n_L = 0.77$ . Для  $f$  и  $T$  выберем значение  $f = 3$  МГц (плазменная частота для  $z = z_n$ ),  $T = 30$  мин. В этом случае оказалось, что  $A_{\Delta N} = 0.3$ . При этом  $A_2 \approx 0.2$  Гц. Если же положить  $A_1 = 0.1$  Гц, то  $A_{\Delta N} = 0.03$ , а  $A_2 \approx 0.006$  Гц. Таким образом, вторая гармоника будет наблюдаться только при  $A_{\Delta N} \geq 0.3$ . Если использованные выше частотные амплитуды обнаруживаются при  $T = 3$  мин, то вычисленные значения  $A_{\Delta N}$  также уменьшаются в 10 раз.

### ОПТИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ШИРИНЫ ДНА

Из геометрии эксперимента видно, что зеркальное обратное отражение наблюдается при выполнении условия  $\theta = -\alpha$ , где угол  $\alpha$  наклона касательной плоскости в точке отражения радиолуча к поверхности равной концентрации (1). Этот угол определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dz_R(x, t)}{dx} = \frac{2\pi \Delta z}{L} \cos \left( \frac{2\pi}{L} x - \frac{2\pi}{T} t \right). \quad (7)$$

Из (7) вытекает формула для вычисления амплитуды изменения угла  $\alpha$ :

$$A_\alpha = \operatorname{arctg} \left( \frac{2\pi \Delta z}{L} \right). \quad (8)$$

Для того чтобы участок ПИВ с заданным значением  $A_\alpha$  был всегда виден в точке приема, должно

выполняться условие  $\theta_{\max} = -A_\alpha$ . Для его выполнения необходимо, чтобы указанный участок отстоял на расстояние  $x$  от приемной антенны на высоте  $z_0$  и  $\theta_0 \geq \theta_{\max}$ . Зависимость  $\theta(x)$  можно выразить упрощенной формулой

$$\theta(x) \approx \operatorname{arctg} \left( \frac{x}{z_0} \right). \quad (9)$$

Из (9) видно, что с повышением частоты зондирующей волны значения  $\theta(x)$  будут уменьшаться в результате увеличения средней высоты отражения  $z_0$ .

Рассмотрим условия, при которых наблюдаются очень большие значения  $A_{\Delta N} = 0.5$  ( $\Delta z = 30$  км) и  $L = 150$  км. В этом случае  $A_\alpha \approx 52^\circ$ . Для того, чтобы этот участок ПИВ был всегда виден в точке приема, значение  $\theta_0$  должно быть не менее  $52^\circ$ . При этом указанный участок ПИВ будет удален на расстояние  $x_{\max} \approx 300$  км. Для неоднородности с таким же пространственным периодом, но с  $A_{\Delta N} = 0.1$  ( $\Delta z = 6$  км)  $A_\alpha = 14^\circ$ ,  $\theta_0 \geq 14^\circ$ ,  $x_{\max} \approx 50$  км.

Все участки ПИВ на удалениях  $x > x_{\max}$  будут невидимы в точке приема, поскольку для них не будет выполняться условие обратного зеркального отражения. Таким образом, при монотонном повышении  $\delta f$  (или уменьшении) в случае нарушения условия  $\theta_0 \geq A_\alpha$  произойдет резкий переход отраженного радиолуча на участок ПИВ, который находится на противоположной стороне от приемной антенны (на удалении  $-x_{\max}$ ). Далее, будет наблюдаться аналогичное повышение (или понижение)  $\delta f$  вплоть до нового срыва (перехода). Такая зависимость иллюстрируется кривой 2 на рис. 1. Она соответствует случаю аппаратурного уменьшения амплитуды  $\delta f$ . Наблюдаемый период на доплерограмме в этом случае будет меньше истинного периода ПИВ. Поэтому пилообразные доплерограммы нельзя применять для определения  $T$  и вычисления  $A_{\Delta N}$ .

Описанная ситуация может наблюдаться как при больших значениях  $A_{\Delta N}$  (см. выше), так и при малых пространственных размерах ПИВ. Например, при уменьшении пространственного периода ПИВ до  $L = 15$  км резко увеличивается значение  $A_\alpha$ . Так, для  $A_{\Delta N} = 0.1 \dots 0.5$  имеем  $A_\alpha \approx 68 \dots 85^\circ$ . Поэтому доплерограммы для мелкомасштабных ПИВ ( $L = 10 \dots 50$  км) с большой амплитудой практически всегда будут иметь пилообразный вид. При уменьшении  $\theta_0$  до  $5 \dots 10^\circ$  частота наблюдения «пил» должна увеличиваться.

Таким образом, для диагностики параметров ПИВ с широким спектром амплитуд и размеров

можно рекомендовать широкие ( $\theta_0 \approx 50\ldots60^\circ$ ) ДНА. Однако при этом повышается неопределенность в определении  $A_{\Delta N}$  из-за разброса значений  $\cos \theta_{\max}$ . Уменьшить этот эффект можно одновременной регистрацией доплерограмм как при широкой ( $\theta_0 \approx 50\ldots60^\circ$ ), так и узкой ( $\theta_0 \approx 10\ldots20^\circ$ ) ДНА. Если для широкой и узкой ДНА обе доплерограммы окажутся синусоидальными, то для определения  $A_{\Delta N}$  необходимо выбирать доплерограмму, которая наблюдается при узкой ДНА. Пилообразные доплерограммы необходимо исключать из дальнейшей обработки. В случае одновременного применения узкой и широкой ДНА повышается как информативность измерений, так и точность определения параметров ПИВ.

### ОДНОМОДОВЫЕ И МНОГОМОДОВЫЕ ДОПЛЕРОГРАММЫ

Выше рассмотрено, как образуются одномодовые синусоидальные и пилообразные доплерограммы. В общем случае для ненаправленных передающей и приемной антенн число принятых мод определяется из решения уравнения [1]

$$\frac{2\pi z_0^2 \delta}{L} \cos \left( \frac{2\pi}{L} x - \frac{2\pi}{T} t \right) \times \\ \times \left[ 1 + \delta \cos \left( \frac{2\pi}{L} x - \frac{2\pi}{T} t \right) \right] = -x, \quad (10)$$

где  $\delta = \Delta z / z_0$ . Это уравнение вытекает из (1). Решением уравнения (10) являются абсциссы точек пересечения прямой

$$y_1 = -x \quad (11)$$

и осциллирующей зависимости

$$y_2 = \frac{2\pi z_0^2 \delta}{L} \cos \left( \frac{2\pi}{L} x - \frac{2\pi}{T} t \right) \times \\ \times \left[ 1 + \delta \cos \left( \frac{2\pi}{L} x - \frac{2\pi}{T} t \right) \right]. \quad (12)$$

Чем больше амплитуда ( $2\pi \delta z_0^2 / L$ ) осциллирующей зависимости (12), тем большее число раз пересечет ее прямая (11). Количество пересечений определяет число лучей. Для направленных приемо-передающих антенн число принятых лучей (мод) будет ограничиваться значением

$$x_{\max} \approx z_0 \operatorname{tg} \theta_0. \quad (13)$$

Например, при  $A_{\Delta N} = 0.1$  и  $A_{\Delta N} = 0.5$  для частного случая  $t = T/4$  наблюдается соответственно 1 и

5 мод. С течением времени при одних и тех же геофизических условиях число мод может изменяться. Так при  $t = T/2$  и  $A_{\Delta N} = 0.5$  число принятых мод всенаправленной приемо-передающей антенной увеличивается до 7. Подчеркиваем, что для направленных антенн число принятых мод ограничивается шириной ДНА. В точку приема приходят лишь те лучи, угол прихода которых не больше  $\theta_0$ . Так, например, при  $\theta_0 = 30^\circ$  и прежних параметрах ПИВ как в первом, так и во втором случае число лучей не будет превышать трех.

Анализ графических решений уравнений (11) и (12) показал, что с течением времени порождаются ситуации, при которых в отдельные периоды наблюдаются и двухмодовые, и даже трехмодовые сигналы. В момент близкого сопряжения производных к кривой  $y_2$  в ряде ее точек и прямой  $y_1$  может порождаться очень много мод. Такие регистрации наблюдались экспериментально. Это означает, что двухмодовость и многомодовость сигнала может быть обусловлена как геометрией обратного зеркального отражения, так и изменением геофизических условий.

При изменении частоты  $f$  до значений, при которых отраженный сигнал будет приходить с высот, расположенных ниже или выше атмосферного волновода, принятые сигналы окажутся в основном одномодовыми синусоидальными с незначительными максимальными отклонениями углов прихода. Это произойдет вследствие того, что в реальных условиях амплитуда ПИВ в атмосферном волноводе описывается не ступенчатой функцией (в нашей работе такая идеализация была принята для наглядности результатов), а плавной зависимостью (см., например, [4, 5]).

### ПОВЫШЕНИЕ ИНФОРМАТИВНОСТИ МЕТОДА ВЕРТИКАЛЬНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Измерение доплерограмм с широкой ДНА при  $\theta_0 \approx 50\ldots60^\circ$  более информативно, чем в случае, когда  $\theta_0 \approx 10\ldots20^\circ$ . Однако как при широкой, так и при узкой ДНА по доплерограммам невозможно установить направление движения ПИВ: знак  $\delta f$  определяется только случайным событием, когда радиолуч «находит» приемлемый участок отражения на искривленной поверхности равной концентрации, который может находиться как при  $x > 0$ , так и  $x < 0$ .

Если же осуществить наклон основного лепестка ДНА с шириной  $\theta_0 \approx 10\ldots20^\circ$  на угол  $\pm(30\ldots40)^\circ$  в направлениях север — юг, восток — запад, то ока-

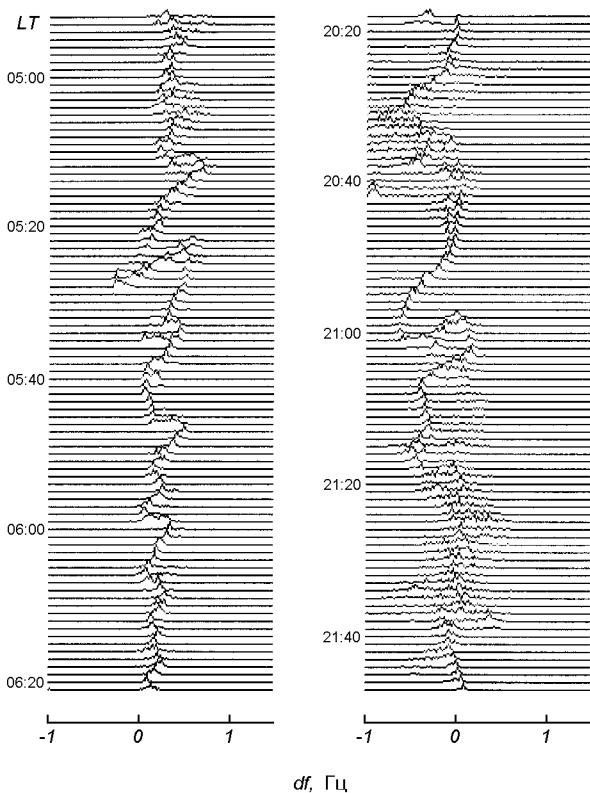


Рис. 2. Вариации доплеровских спектров, полученные 16 июля 2002 г при радиопросвечивании ионосферы когерентными сигналами навигационных спутников

жется возможным по знаку  $\delta f$  определять направление движения ПИВ. При этом следует оставить и вертикальное зондирование на узкую и широкую ДНА: осуществлять излучение в каждом из шести случаев (пять направлений, широкая и узкая ДНА в вертикальном направлении) при помощи серии последовательных импульсов, которая непрерывно повторяется для обеспечения одновременности всех шести доплерограмм.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 2 приведены квазипериодические вариации доплеровских спектров, обнаруженные в измерениях 16.07.02 в утренний (04:50—06:20) и вечерний (20:20—21:50) периоды на частоте  $f = 3.99$  МГц. Наличие пилообразных и двухмодовых спектров согласно вышеприведенным оценкам свидетельствует о больших ( $A_{\Delta N} > 0.1$ ) амплитудах ПИВ. Радиопросвечиванием ионосферы с борта навигаци-

онных ИСЗ серии «Цикада» (Россия) для вечернего периода наблюдений удалось установить пространственный период  $L$  и относительную амплитуду  $A_{\Delta N}$  над местом расположения доплеровского ВЧ-радара:  $\bar{L} \approx 115$  км,  $\bar{A}_{\Delta N} \approx 0.2$ . Эти данные получены для  $z_n = 200$  км и  $2\Delta z_{\text{TID}} = 100$  км.

Как отмечалось выше, пилообразные доплерограммы непригодны для вычисления параметров ВВ, поскольку их использование приводит к существенному занижению значений  $A_{\Delta N}$ . Для экспериментального подтверждения этого вывода из соотношения (6) вычислим  $A_{\Delta N}$  для значения  $A_1 \approx 0.44$  Гц, наблюдавшегося в вечерний период (см. рис. 2). При этом использованы следующие значения:  $\cos \theta_0 = 0.87$ ,  $f = 3.99$  МГц,  $T = 20$  мин,  $n_L = 0.91$ ,  $\bar{f}_{\text{пл}} = 2.8$  МГц,  $\Delta z_0 = 91.5$  км,  $z_0 = 241.5$  км. Параметры модели ПИВ приводились выше. В результате вычислений получены оценки  $A_{\Delta N} \approx 0.055\ldots 0.064$ , которые более чем в три раза меньше данных, полученных при помощи просвечивания с ИСЗ.

#### ОБСУЖДЕНИЕ

В работе применена модель криволинейного зеркального экрана, движущегося относительно наблюдательного пункта в горизонтальном направлении со скоростью ПИВ. Ее использование правомерно, поскольку частота зондирующих радиоволн в 1.5—2 раза меньше критической частоты основного максимума ионизации, а пространственный масштаб искривлений зеркала много больше радиуса первой зоны Френеля. Такой подход существенно упрощает понимание эффектов, наблюдавшихся при вертикальном и квазивертикальном зондировании, делает легко понятными предложения по усовершенствованию установок.

Важным обстоятельством применения этой, широко используемой ранее модели, является учет высотного распределения амплитуды ПИВ, экспоненциально уменьшающейся с удалением от высоты расположения центральной оси атмосферного волновода  $z_n$ . Такой учет объясняет, почему в предшествующих экспериментальных исследованиях наблюдаемые углы прихода зондирующих сигналов не превышали нескольких градусов, а относительные амплитуды ПИВ — единиц процентов. Ведь частоту зондирующего сигнала специально не выбирали такой, чтобы высота ее отражения была близкой к  $z_n$ . Наши численные эксперименты показали, например, что при отклонении частоты зондирующего сигнала примерно на 1.5 МГц от плазменной частоты (равной 4 МГц) на высоте  $z_n$

приводит к уменьшению в несколько раз значений  $\Delta z$  и максимальных углов прихода. В случае, когда частота зондирующего сигнала близка плазменной частоте на высоте  $z_n$ , доплеровское смещение частоты при  $A_{\Delta N} = 0.3$  может быть более 10 Гц.

В рамках использованной модели в численных экспериментах удалось подтвердить и происхождение пилообразных доплерограмм. Как отмечалось выше, их порождение обусловлено обрезанием диаграммой направленности приемно-передающей антенны углового спектра приходящих сигналов от ПИВ с относительной амплитудой более 0.3.

По результатам проведенных исследований сформулируем рекомендации для проведения корректных измерений.

- В ходе измерений контролировать плазменную частоту на высоте  $z_n$  (плазменную частоту на оси волновода).
- Частоту зондирующего сигнала выбирать близкой к плазменной частоте на оси волновода.
- Доплерограммы регистрировать одновременно для узкой ( $\theta_0 \approx 10\ldots20^\circ$ ) и широкой ( $\theta_0 \approx 50\ldots60^\circ$ ) диаграмм направленности приемно-передающей антенны.
- В приемно-регистрирующей системе следует расширить диапазон регистрируемых амплитуд доплеровского смещения до 20—30 Гц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате привлечения модели криволинейного зеркального экрана получена аналитическая зависимость, позволяющая выполнять оценки амплитуды перемещающихся ионосферных возмущений по доплеровскому смещению частоты, регистрируемому при вертикальном зондировании ионосферы. Выработаны рекомендации, направленные на повышение информативности измерений и адекватности вычисляемых параметров. В результате анализа экспериментальных данных авторов и других ис-

следователей подтверждено, что причиной вариаций доплерограмм являются перемещающиеся ионосферные возмущения, распространяющиеся в атмосферном волноводе с высотой центральной оси около 200 км и толщиной 50—100 км. Наблюдаемые временные периоды находились в интервале 10—40 мин, относительная амплитуда неоднородностей составляла несколько процентов, иногда достигала 10—30 процентов.

Работа выполнена при поддержке НТЦ Украины, проектное соглашение № 1772.

1. Афраймович Э. Л., Вугмайстер Б. О., Захаров В. Н. и др. Экспериментальное исследование флюктуаций доплеровских частот и углов прихода радиосигнала, отраженного от F-слоя ионосферы // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физ. Солнца.—1977.—Вып. 41.—С. 138—148.
2. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование естественно-возмущенной средней ионосферы // Радиофизика и радиоастрономия.—1999.—4, № 3.—С. 209—226.
3. Федоренко В. Н., Федоренко Ю. П., Шагимуратов И. И. Результаты исследования ионосферы, полученные при помощи пространственно разнесенного приема радиосигналов низкоорбитальных навигационных ИСЗ // Геомагнетизм и аэрономия.—1997.—37, № 3.—С. 121—126.
4. Iyer K. N. Effect of traveling ionospheric disturbances on HF phasepath measurements // Indian J. of Radio and Space Physics.—1983.—12.—P. 47—49.
5. Tedd B. L., Strangeways H. J., Jones T. B. The influence of largescale TIDs on the bearings of geographically spaced HF transmissions // J. Atmos. and Terr. Phys.—1984.—46, N 2.—P. 109—117.

## SOME RESULTS OF THE INVESTIGATION OF IONOSPHERE WAVE DISTURBANCES WITH THE USE OF THE DOPPLER HIGH-FREQUENCY RADAR

L. S. Kostrov, Yu. P. Fedorenko, L. F. Chernogor

Some effects observed in impulse vertical Doppler sounding are explained. We developed a procedure for determining the amplitude and direction of motion of moving ionosphere disturbances with the use of time dependences of the Doppler displacement of the sound signal frequency. Some recommendation for improving the accuracy of results of the determination of parameters of the disturbances under investigation are justified.

УДК 550.385.37:550.388.2

Д. А. Дзюбанов<sup>1</sup>, И. Г. Захаров<sup>2</sup>, М. В. Ляшенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут іоносфери Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України

<sup>2</sup>Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна

**Моделирование  
электронной  
области  
радара**      полуденных  
концентрации  
ионосферы  
некогерентного  
значений  
в  
по  
данным  
максимуме  
харьковского  
рассеяния

*Надійшла до редакції 31.03.04*

Для моделювання полуденних значень електронної концентрації у максимумі області F2 іоносфери використані дані харківського радара некогерентного розсіяння. Показано, що для адекватного опису залежності даних значень електронної концентрації в максимумі області F2 іоносфери ( $N_m$ ) необхідно використовувати поліном третього порядку. Значну увагу приділено оцінці надійності результатів розрахунків. Розраховано коефіцієнти регресії для усіх сезонів. Встановлено особливості сезонних варіацій  $N_m$  на різних фазах сонячного циклу. Показано, що їхньою основною причиною можуть бути припливні та планетарні хвилі.

## ВВЕДЕНИЕ

Задачи моделирования и прогнозирования в геофизике, как правило, являются многопараметрическими. Результаты моделирования отягощены погрешностями, главные источники которых — неполный учет факторов, влияющих на поведение данного параметра; взаимосвязь между факторами, причем часто неизвестного характера; пропуски в измерениях. Так, известные модели пространственно-временного распределения ионосферных параметров основаны на разложении поля в ряд по системе взаимно-ортогональных функций, обычно по сферическим гармоникам (см. [17]). Одним из основных источников погрешности является неравномерное распределение станций наблюдения по широте и долготе, в результате чего система нормальных уравнений, полученных по методу наименьших квадратов, часто становится плохо обусловленной. Для получения достоверных коэффициентов разложения ограничивают высший порядок используе-

мых функций, что приводит к огрублению моделируемых зависимостей. Так, широтные вариации электронной концентрации в максимуме области F2 в интервале средних широт в глобальных эмпирических моделях невелики и не согласуются с экспериментальными данными даже при использовании для расчетов медианных значений  $N_m$  [9, 28]. Сказанное относится как к одной из первых глобальных эмпирических моделей [21], так и к более поздним моделям [5, 19]. Показано также, что в этих моделях свойства ионосферы над регионами с наиболее густой сетью ионозондов «навязаны» регионам, где данных было существенно меньше [4, 23]. В частности, суточные вариации электронной концентрации  $N$  и температуры электронов  $T_e$  в средних широтах северного полушария практически полностью соответствуют особенностям североамериканского региона, где действует максимальное число ионозондов. Показано также, что более новая версия модели IRI, несмотря на использование дополнительного объема данных, не

привела к увеличению точности расчета полного электронного содержания ионосферы над восточной Европой, где новых данных было немного [7].

Таким образом, включение в ионосферные модели данных для регионов с более редкой сетью станций представляется одним из основных способов повышения точности современных глобальных ионосферных моделей. Данные Харьковского радара некогерентного рассеяния (НР) как нельзя лучше подходят для этой цели. Дело в том, что радар является единственным в среднеширотной Европе стабильным источником данных о процессах и параметрах среднеширотной ионосферы не только в ее максимуме, но и выше, до высоты 1000 км, где измерения с помощью ионозондов невозможны. Принимая во внимание [10, 27], что изменения ионосферных параметров подобны на расстояниях порядка 1000 км (за исключением высокоширотной ионосферы), данные радара могут быть использованы для создания региональной модели ионосферы, справедливой в пределах окружности с центром в г. Харькове и радиусом около 1000 км (напомним, что протяженность Украины примерно  $1000 \times 1000$  км). Региональные модели, представляя самостоятельный интерес для решения прикладных задач в заданном регионе, в данном случае центрально-европейском, могут оказаться полезными для корректировки глобальных моделей [15, 23].

Целью работы является моделирование полуценных значений электронной концентрации в области F2 ионосферы над центральной Европой по данным радара некогерентного рассеяния и оценка точности полученных результатов моделирования.

Полученные результаты в дальнейшем будут использованы для построения ионосферной модели для центрально-европейского региона.

## МЕТОДЫ И ИНСТРУМЕНТЫ

Для решения поставленной задачи использованы данные Харьковского радара НР Института ионосферы Национальной академии наук и Министерства образования и науки Украины [16] за 1986–2002 гг. (примерно 450 сеансов измерений). Географические координаты радара:  $49.6^\circ$  с. ш.,  $36.3^\circ$  в. д.; геомагнитные:  $\Phi = 45.4^\circ$ ,  $\Lambda = 117.7^\circ$ ; наклонение геомагнитного поля  $66^\circ$ , параметр Мак-Илвейна  $L \approx 1.9$ . Радар НР имеет крупнейшую в мире зенитную двухзеркальную параболическую антенну диаметром 100 м и предназначен для исследования ионосферы в интервале высот 100–1500 км. Рабочая частота радара — 158 МГц. Импульсная мощность радиопередающего устройства около

2 МВт. Длительность импульса может изменяться примерно от 40 мкс до 1 мс. Шумовая температура системы около 290 К.

Параметры радиолокатора были выбраны из условия получения максимального объема сведений об ионосфере в возможно более широком интервале высот. Для решения других задач, возникающих при исследовании ионосферы, используются иные режимы работы радара. Эти режимы отличаются длительностью зондирующего импульса, частотой повторения и временной расстановкой импульсов относительно друг друга.

Радар НР позволяет получать с высокой точностью (обычно 1–10 %) и разрешением по высоте (10–100 км в зависимости от режимов работы) следующие параметры ионосферы: электронную концентрацию  $N$ , температуры ионов  $T_i$  и электронов  $T_e$ , вертикальную составляющую скорости дрейфа плазмы  $V_d$  [16].

В нашем распоряжении были ионосферные данные харьковского радара, причем измерения проводились сериями по несколько дней и часто были приурочены к тем или иным геофизическим событиям, в том числе к периодам магнитных бурь (МБ). Вследствие этого невозможно было определить медианные значения параметров ионосферы, которые, как правило, и используются для создания моделей. Следовательно, пригодность и репрезентативность используемого массива для задач моделирования также подлежала оценке. Исходя из этого, на данном этапе мы ограничились моделированием только полуценных значений электронной концентрации в максимуме области F2 ионосферы ( $N_m$ ). Выбор параметра  $N_m$  был обусловлен также тем, что электронная концентрация в максимуме области F2 ионосферы является одним из основных параметров, определяющим характеристики распространения радиоволн, в том числе при транс-ионосферном распространении. Кроме того, этот параметр является наиболее доступным параметром ионосферы, получаемым на обширной сети станций ионосферного зондирования, что создает условия для сравнения модельных расчетов с экспериментальными данными в исследуемом регионе.

Для описания зависимости ионосферных параметров от уровня СА использованы усредненные за солнечный оборот значения индекса  $F_{10.7}$  (здесь и далее знак усреднения опущен). Как известно, этот индекс значительно лучше отражает изменения ионизирующего УФ-излучения, чем числа Вольфа  $W$  [15]. Использование усредненных за солнечный оборот значений  $F_{10.7}$  обусловлено тем, что изменения индекса  $F_{10.7}$  и УФ-интенсивности [15] за один

солнечный оборот значительно меньше его изменений в 11-летнем цикле СА, и не могло существенно повлиять на результаты расчетов.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

**Свойства исходного ряда данных.** Очевидной является зависимость  $N_m$  от трех основных параметров — сезона, солнечной и геомагнитной активности. Различные сезоны и даже отдельные месяцы представлены в исходных данных примерно с равной частотой. Распределение числа  $n$  наблюдений по уровням СА заметно различалось (см. рис. 1). Видно, что максимальное число измерений приходилось на минимальные и высокие значения индекса  $F_{10.7}$ , тогда как промежуточные значения встречались примерно в полтора раза реже. Отметим, что такая закономерность в частоте встречаемости различных значений индексов СА ( $F_{10.7}$ ,  $W$  и любых других) является общей и не может быть устранена увеличением длины ряда. Ее появление обусловлено тем, что в 11-летнем цикле СА наиболее медленные изменения индексов активности имеют место в фазы минимума и максимума, тогда как в фазы спада и роста они изменяются достаточно быстро.

Еще более неравномерным было распределение данных по уровням СА для отдельных месяцев: для многих интервалов  $F_{10.7}$  данные для данного месяца отсутствовали. Максимальный уровень СА, для которого имелись измерения, также заметно различался: от  $F_{10.7} = 199$  в апреле до  $F_{10.7} = 244$  в декабре.

Зависимость  $N_m$  от магнитной активности обусловлена использованием для расчетов не медианных, а измеренных (ежедневных) значений. Действи-

тельно, в большинстве случаев (примерно 2/3 от общего числа) наиболее высокие и наиболее низкие для данного уровня СА значения  $N_m$  наблюдались в течение геомагнитных возмущений. Однако значительная часть отклонений  $N_m$  (примерно 1/3) приходилась на низкие значения магнитного индекса  $A_p$ . Их причиной могли быть волновые процессы, почти постоянно происходящие в ионосфере. Поэтому независимо от уровня магнитной активности из исходного ряда были исключены те значения  $N_m$ , которые при данном уровне СА превышали уровень  $3\sigma$  ( $\sigma$  — среднее квадратичное отклонение). Всего было исключено 28 значений, или примерно 6 % от исходного объема данных. Далее полагалось, что  $N_m$  зависит только от двух параметров — сезона и уровня СА.

Коэффициенты регрессий определялись для каждого месяца отдельно. Ввиду существенной неоднородности данных по уровню СА нельзя гарантировать, что данная выборка в полной мере отражает свойства генеральной совокупности, поэтому для оценки достоверности, кроме стандартной оценки с использованием доверительных интервалов, использовались методы группировки [12] и изменения длины ряда [13]. Метод группировки состоит в том, что выявленные свойства геофизического объекта должны сохраняться в каждой из подгрупп исходного ряда. Изменение длины ряда на некоторую его часть позволяет оценивать устойчивость решения, например устойчивость пиков спектральной плотности.

В нашем случае метод группировки состоял в том, что тип зависимости  $N_m$  от СА для каждого месяца должен соответствовать выбранному для всего объема данных, а сезонные вариации коэффициентов регрессии должны быть сопоставимыми по характеру и относительной величине с известными сезонными вариациями исследуемого параметра.

Также использовался контроль результатов расчетов по независимой переменной: кроме соответствия коэффициентов регрессий  $N_m$  от СА заданному уровню значимости  $p < 0.05$ , рассчитанные по ним значения  $N_m$  должны отображать известные особенности сезонных вариаций этого параметра, хотя явно сезон при расчетах не учитывался.

**Выбор типа зависимости.** Для зависимости  $N_m(F_{10.7})$  выбран полином третьего порядка:

$$N_m = a + bF_{10.7} + cF_{10.7}^2 + dF_{10.7}^3 \quad (1)$$

Согласно опыту предыдущих исследований [19, 21] и предварительным оценкам для рассматриваемого ряда слагаемые выше третьего порядка не рассматривались. При использовании для расчетов

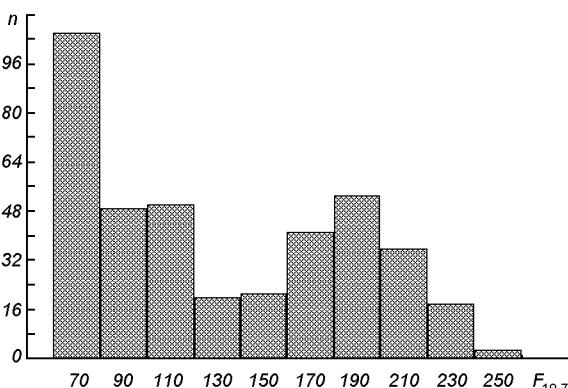


Рис. 1. Распределение числа  $n$  наблюдений по уровню солнечной активности ( $LT = 12^h$ )

всех данных все коэффициенты регрессии для полиномов от 1-го до 3-го порядков были достоверны ( $p < 0.001$ ,  $p < 0.05$  и  $p < 0.01$  соответственно). Средняя квадратичная погрешность восстановления исходного ряда была почти одной и той же, независимо от порядка полинома, однако характерные особенности зависимости  $N_m$  от СА, прежде всего, ограничение роста  $N_m$  при высоком уровне СА, отображалось только при использовании полинома третьего порядка.

При расчетах отдельно для каждого месяца коэффициенты регрессии были достоверными для полинома 1-го порядка в течение всего года и только зимой — для полинома 3-го порядка. Как зимой, так и в другие сезоны, несмотря на недостоверные значения коэффициентов регрессии, средняя квадратичная погрешность восстановления исходного ряда при использовании полинома 3-й степени оказалась несколько выше, чем при использовании полиномов 1-го порядка. Увеличение объема данных путем объединения данных в скользящие «сезоны», т. е. январь — март, февраль — апрель и т. д., не привело к увеличению точности, так как одновременно с увеличением объема данных увеличились их средние квадратичные отклонения относительно среднего за счет сезонного хода  $N_m$ .

Исходя из оценок достоверности и незначительной потери точности (при ее оценке для всех уровней СА), на основе известных подходов к регрессионному анализу и практике его применения в ионосферном моделировании [6, 12], для дальнейшего анализа следовало бы выбрать полином 1-го порядка. Однако расчеты показали, что для отдельных уровней СА рассчитанные с использованием линейной зависимости значения  $N_m$  отягощены существенными систематическими погрешностями, вследствие которых сезонный ход  $N_m$  при  $F_{10.7} < 120$  не соответствовал реальному, а при более высоком уровне СА был существенно искажен.

Для повышения точности модельного описания вариаций  $N_m$  были проанализированы причины снижения точности коэффициентов регрессии. Получено, что в наибольшей степени рассчитанные значения коэффициентов регрессии «выпадали» из регулярного сезонного хода для месяцев, в которые максимальные уровни СА заметно различались между собой. Так, минимальные значения коэффициента  $d$  регрессии (1) получены для апреля, когда не было значений  $N_m$  при  $F_{10.7} \geq 200$ , и поэтому еще не проявилось насыщение роста  $N_m$  при высоком уровне СА (зависимость  $N_m$  от СА близка к линейной). Кроме того, при исключении части исходного ряда (до 10 %) рассчитанные коэффици-

енты значительно изменялись, особенно если исключенные значения приходились на интервалы СА с малым числом измерений. При более равномерном распределении данных по уровням СА, включая максимальный, коэффициенты демонстрировали большую устойчивость.

Таким образом, погрешность расчета коэффициентов регрессии слабо зависела от объема данных, и сильно — от его неоднородности. Для ее устранения была проведена интерполяция данных по сезону для заданных интервалов СА. Интерполированные значения были добавлены в исходный ряд для данного месяца таким образом, чтобы на каждый интервал СА шириной  $\Delta F_{10.7} = 20$  приходилось не менее 4-х значений  $N_m$ . Для выравнивания условий в разные месяцы при высоком уровне СА из рассмотрения также были исключены данные с  $F_{10.7} > 230$ , для которых невозможно было получить интерполированные значения  $N_m$ .

Проведенная процедура позволила получить достоверные и устойчивые коэффициенты регрессии для всех месяцев ( $p < 0.01$  для зимы,  $p < 0.05$  для лета), а сезонные вариации  $N_m$ , рассчитанные с их помощью, полностью соответствовали экспериментальным при любом уровне СА (рис. 2). При исключении части данных новые значения коэффициентов не выходили за пределы, определяемые их доверительными интервалами при расчете по полному объему данных. Средняя квадратичная по-

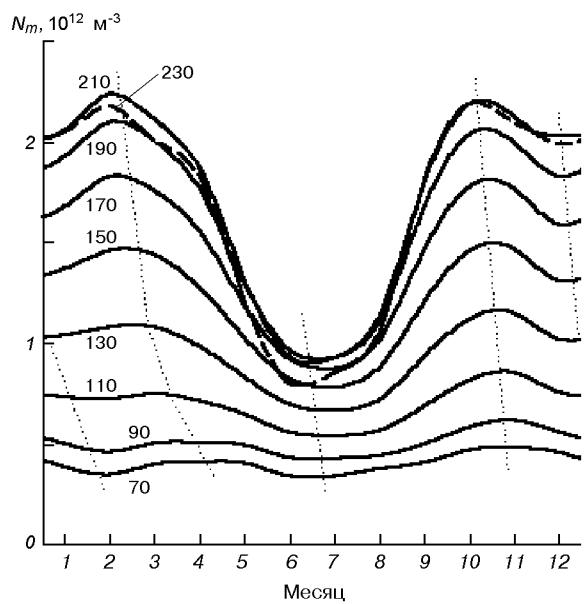


Рис. 2. Расчетные сезонные вариации полуденных значений  $N_m$  для различных уровней СА. Цифры у кривых — значения индекса  $F_{10.7}$

грешность расчета  $N_m$  составила  $2.3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ , или 23 %. Учитывая, что сравнение проводилось с реальными измерениями, а не с медианными значениями, как это делается обычно, полученную точность можно оценить как высокую.

Анализ относительного вклада слагаемых (1) в  $N_m$  показал, что при низком и среднем уровне СА зависимость  $N_m$  от СА определяется членами не выше второго порядка. Вклад слагаемого с третьей степенью  $F_{10.7}$  начинает резко увеличиваться при  $F_{10.7} \approx 170$  и при  $F_{10.7} \geq 195$  становится больше,

чем вклад линейного члена. Кроме того, учет членов выше первого порядка позволил снизить систематические погрешности расчета  $N_m$  при любом уровне СА, что особенно заметно при расчете сезонных вариаций  $N_m$  (рис. 2).

Как видно из рис. 2, при изменении уровня СА изменяется не только амплитуда, но и положение максимумов  $N_m$  по времени года. Для проверки устойчивости этой закономерности рассмотрим сезонный ход более детально.

На рис. 3 приведен сезонный ход рассчитанных значений  $N_m$  при различных уровнях СА. Отметим, что экспериментальные значения  $N_m$  имеют такой же сезонный ход. Выбор представленных данных (расчет) определяется только простотой расчета для заданного уровня СА. Видно, что фаза сезонных вариаций  $N_m$  смещается на более раннее время года; наиболее заметным смещением является для весеннего равноденственного максимума.

Таким образом, учет нелинейных членов регрессии позволил адекватно описать вариации  $N_m$  для всех сезонов. Необходимость их учета указывает на то, что состояние ионосферы, особенно дневной, в значительной мере определяется не только интенсивностью ионизирующего излучения, но и другими процессами. Наиболее значительными, особенно зимой [26], являются процессы переноса, обусловленные перестройкой глобальной термосферной циркуляции при изменении СА. Летом могут оказаться существенными изменения химического состава (увеличение относительного вклада тяжелых молекул), а также увеличение скорости рекомбинации электронов, вызванное возбуждением колебательных уровней  $N_2^+$ .

**Анализ погрешности.** Анализ погрешностей показал, что их распределение близко к нормальному (рис. 4): по критерию  $\chi^2$  экспериментальные и теоретические распределения для всех месяцев согласуются на уровне  $p < 0.01$ . Некоторое наруше-

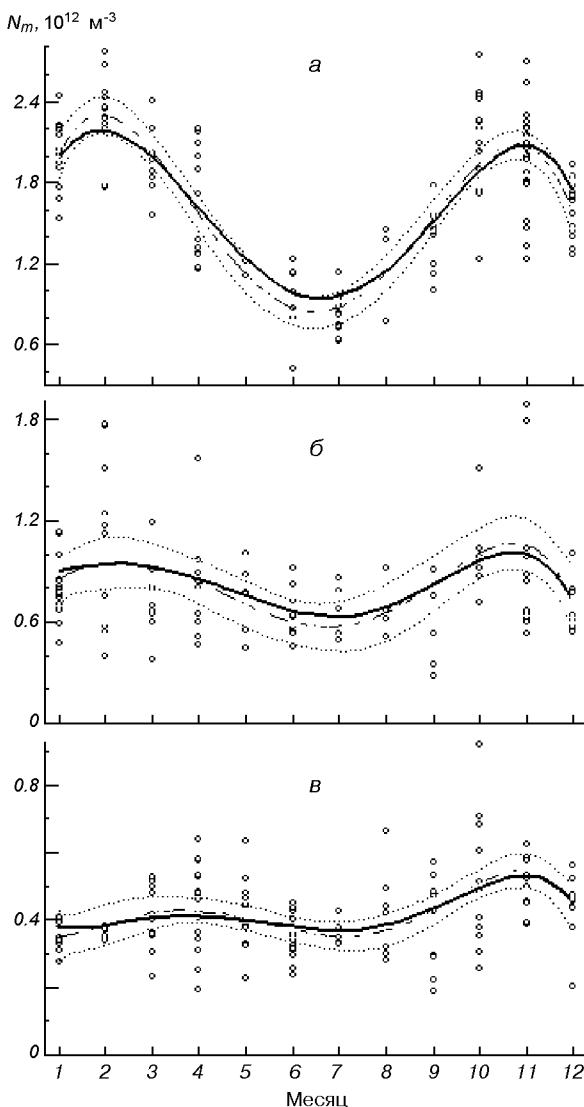


Рис. 3. Сопоставление рассчитанных и экспериментальных значений  $N_m$ : *а* — высокий уровень СА; *б* — средний уровень СА; *в* — низкий уровень СА. Сплошная кривая — расчет, штриховая — интерполяция по экспериментальным данным, пунктир — доверительный интервал  $2\sigma$

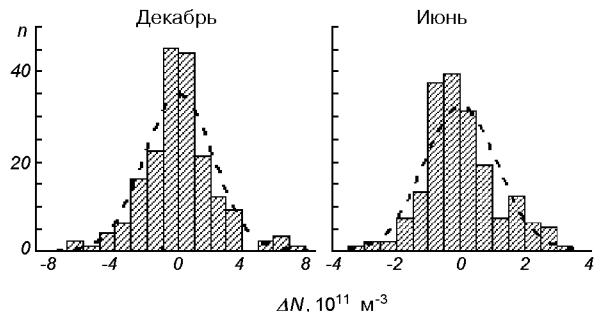


Рис. 4. Пример распределения погрешностей  $\Delta N = N_p - N_0$  для января и июня; штриховая линия — теоретическое нормальное распределение

ние симметрии вызвано прежде всего погрешностью расчета  $N_m$  для магнитовозмущенных условий. Наличие в разностях между рассчитанными и измеренными значениями  $N_m$  эффектов магнитных бурь указывает на то, что в полученной модели, несмотря на использование неусредненных значений  $N_m$ , в значительной мере удалось исключить влияние магнитных бурь, так что рассчитанные значения соответствуют спокойным условиям (точнее, типичным условиям для данного месяца при фоновом уровне геомагнитной активности). Необходимость такого уточнения станет очевидной из дальнейшего обсуждения.

## ОБСУЖДЕНИЕ

**Методика расчета.** Безусловно, что методологические трудности, которые пришлось преодолевать в рамках поставленной задачи, во многом обусловлены условиями данного исследования (особенностями базы данных). Вместе с тем на основе рассмотренной частной задачи могут быть сделаны некоторые обобщения. В основе методов математической статистики лежит допущение об однородности испытаний, которая достигается контролируемыми условиями эксперимента. Однако наблюдение не может быть полностью проконтролировано. Нельзя сказать, чтобы этот вопрос полностью игнорировался. Так, при разработке глобальных моделей данные для регионов с густой сетью ионозондов усредняют [12], добиваясь более равномерного «веса» отдельных регионов, однако подобную процедуру рассматривают как повышение эффективности собственно процедуры расчета, например, обеспечение хорошей сходимости в разных регионах земного шара. Как следствие, предпринимаются попытки (см. [2]) достичь повышения точности моделирования  $N_m$  и других ионосферных параметров только за счет усложнения используемого математического аппарата, хотя ясно, что повышение точности относится только к данной выборке и не гарантирует получения свойств генеральной совокупности.

Следовательно, процедуре расчета статистических характеристик в геофизике целесообразно предварять детальный анализ базы данных. Это может быть сделано на основе очевидных физических или морфологических свойств исследуемого объекта. В частности, в рассмотренной задаче это сделано на основе постоянного учета и контроля зависимости  $N_m$  от времени года — независимой переменной, которая явно не участвовала в расчетах. Отметим, что заполнение пропусков в зависи-

мости  $N_m$  от СА непосредственно интерполяцией по уровню СА не приводило к желаемому результату, так как для интерполяции необходимы знания, которые только предстояло получить на основе регрессионного анализа. В более общих задачах полезными будут методы разведочного анализа данных [18].

Но и после проведенного анализа и «выравнивания» исходного ряда нельзя гарантировать выполнения условия однородности, поэтому для контроля достоверности результатов решения целесообразно использовать дополнительные критерии. Отметим, что метод группировки (в литературных источниках встречаются и другие названия), можно рассматривать как применение определения научного результата (т. е. многократно воспроизводимого) к оценке качества проведенных расчетов [1].

*Сезонные вариации  $N_m$ .* Хорошо известным фактом является смещение равноденственных максимумов к зимнему солнцестоянию при увеличении СА вследствие расширения временного интервала, при котором реализуются условия для проявления эффекта сезонной аномалии [3]. Однако в рассмотренном случае смещение осеннего максимума не согласуется с данным процессом: наиболее заметной особенностью сезонных вариаций  $N_m$  является смещение равноденственных максимумов к началу года. Реальность такого смещения подтверждается тем, что смещается и положение минимумов. В результате все основные фазы сезонных вариаций  $N_m$  смещаются примерно на 20 сут, весной смещение более значительное. Кроме того, аналогичное смещение равноденственных максимумов  $N_m$  ранее было установлено по многолетним данным ионозонда ст. Москва [9], т. е. ионозонда, расположенного практически на той же долготе, несколько севернее харькова. Расчеты по модели IRI [19] показали, что данная модель не отражает отмеченные особенности сезонных вариаций  $N_m$ .

Таким образом, выявленная закономерность сезонного хода  $N_m$  не вызывает сомнения. Для ее объяснения обратимся к работам, в которых исследовались причины появления равноденственных максимумов электронной концентрации в области F2 [25]. Показано, что их появление определяется вкладом двух основных процессов: перестройки фонаевой (без учета периодов магнитных бурь) термосферной циркуляции при изменении уровня магнитной активности и дополнительного нагрева термосферы за счет подъема на ионосферные высоты и диссипации планетарных и приливных волн; роль второго процесса преобладает. Расчеты [20] для некоторого среднего уровня СА хорошо согласуются

с наблюдаемыми сезонными изменениями  $N_m$ .

Нам не известны исследования, в которых роль планетарных и приливных волн рассматривалась бы для разных уровней СА. На основании полученных результатов можно допустить, что при высоком уровне СА создаются условия для более быстрого подъема волн на ионосферные высоты, что может обусловить и более ранние равноденственные максимумы. Учитывая, что подъем волн из нижней в верхнюю атмосферу занимает не менее 20–30 сут [22, 24], необходимо также учитывать возможное влияние на подъем и диссиацию волн других причин. Весной данный процесс и процессы, определяемые сезонной аномалией, действуют в одном направлении, а осенью — в противоположном, поэтому смещение весеннего максимума  $N_m$  более выражено.

Благодаря тому что максимум магнитной активности в 11-летнем солнечном цикле запаздывает по отношению к максимуму СА, роль второго фактора — перестройки термосферной циркуляции — можно оценить по особенностям сезонных вариаций  $N_m$  на разных фазах 11-летнего солнечного цикла. Ранее выраженные различия сезонных вариаций ионосферных параметров на фазах роста и спада СА были получены для полного электронного содержания  $N_0$  [9], и менее заметные — для вариаций  $N_m$  в максимуме области F2. Показано, что с уменьшением геомагнитной широты эффект ослабевает. Учитывая, что основной вклад в  $N_0$  вносят слои ионосферы в окрестности и выше максимума области F2, можно ожидать, что именно они определяют различие значений  $N_0$  на разных фазах солнечного цикла. Соответственно в максимуме области F2 различия будут менее выражены. Данное допущение согласуется и с физической картиной рассматриваемого процесса: при более высоком уровне геомагнитной активности (фаза спада) скорость ветра, направленного в дневные часы на север, уменьшается, что приводит к подъему области F2 вверх вдоль силовых линий магнитного поля в область с меньшей скоростью рекомбинации. При этом, как и в положительную фазу ионосферной бури, основное увеличение электронной концентрации происходит выше максимума области F2 [1].

Проведенное оценивание сезонных вариаций электронной концентрации с использованием данных радара НР для разных фаз солнечного цикла в принципе подтверждает наличие различий (на фазе спада значения  $N_m$  на несколько процентов выше, чем на фазе подъема при одних и тех же значениях  $F_{10.7}$ ). Однако вследствие использования ежеднев-

ных значений  $N_m$  точность расчетов оказалась недостаточной для получения надежных выводов. Не исключено, что использование значений электронной концентрации для больших высот позволит получить более выраженные различия.

Наличие зависимости ионосферных параметров от фазы солнечного цикла, а также от фонового уровня геомагнитной активности указывает на то, что модели медианных параметров описывают состояние ионосферы для типичных (среднемесячных) значений уровня геомагнитной активности ( $K_p \approx 1\ldots3$  или  $A_p \approx 5\ldots15$ ) и не обязательно отражают состояние ионосферы в истинно спокойных условиях ( $K_p = 0$  или  $A_p = 0$ ), как это часто полагают.

## Выводы

1. Показано, что данные харьковского радара некогерентного рассеяния целесообразно использовать для повышения точности моделирования параметров ионосферы над центральной Европой. Отсутствие ежедневных измерений не позволяет рассчитывать медианные значения ионосферных параметров, что несколько усложняет процедуру моделирования. Однако при использовании методов разведочного анализа данных и дополнительного контроля за результатами расчетов это обстоятельство не препятствует получению надежных результатов. Примененные методики могут быть полезными и при решении других задач геофизики.

2. Выявлены закономерности сезонных вариаций электронной концентрации области F2, заключающиеся в систематическом смещении равноденственных максимумов, особенно весеннего, к началу года.

3. Показано, что смещение сезонных максимумов  $N_m$  над Харьковом аналогично установленным ранее для ст. Москва. Оно указывает на существенную роль планетарных и приливных волн в физике ионосферы и на зависимость этого процесса от уровня СА.

4. Высказано предположение, что вклад перестройки глобальной циркуляции в эти процессы на высотах максимума области F2 существенно меньше, что, однако, не исключает усиление роли этого процесса на больших высотах.

Авторы благодарят профессора Л. Ф. Черногора за ценные советы и замечания, а также Л. Я. Емельянова, И. Б. Склярова, С. В. Черняева за предоставление данных экспериментов.

1. Алимов Ю. И. Альтернатива методу математической статистики // Новое в жизни, науке и технике. Сер. «Математика и кибернетика». — М.: Знание, 1980.—№ 3.—64 с.
2. Афанасьев Н. Т., Межетов М. А., Базаржапов А. Д. Адаптивная региональная модель полного электронного содержания // Тр. VI Сессии молодых ученых «Волновые процессы в проблеме космической погоды»: БШФФ—2003. — Иркутск: Изд-во ИСЗФ СО РАН, 2003.—С. 82—84.
3. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. — М., 1988.—528 с.
4. ГОСТ 25645.146-89. Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов. — М.: Гос. комитет СССР по управлению качеством продукции и стандартам, 1990.—Т. 1—3.—656 с.
5. Григоренко Е. И., Дзюбанов Д. А., Лысенко В. Н. и др. Магнитная, ионосферная и атмосферная бури большой интенсивности в сентябре 1998 г. Сравнение результатов и моделирование // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 4.—С. 49—66.
6. Дрейпер Н., Смит Г. Прикладной регрессионный анализ. — М.: Статистика, 1973.—392 с.
7. Захаров И. Г., Ляшенко М. В. Сравнение экспериментальных и модельных значений полного электронного содержания в ионосфере над Восточной Европой // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 3.—С. 280—286.
8. Захаров И. Г., Тырнов О. Ф. Влияние фазы солнечной активности на сезонные изменения электронной концентрации области F2 ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1986.—26, № 5.—С. 847—849.
9. Захаров И. Г., Тырнов О. Ф. О возможности повышения точности моделей пространственно-временного распределения электронной концентрации ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1985.—25, № 2.—С. 323—324.
10. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В. Прогнозирование состояния ионосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.—190 с.
11. Капустина Н. И., Оше А. И., Шарапов И. П. Тонкость системного анализа и парадокс средней // Системный подход в геологии. — М., 1989.—С. 34—39.
12. Коен М. А. Моделирование ионосферы в прикладных задачах геофизики. — Иркутск, Изд-во Иркутского ун-та, 1983.—280 с.
13. Коноваленко З. П., Агарков С. Г. Применение показателя когерентности при исследовании природы многолетних колебаний стока // Тр. САРИГМИ.—1972.—Вып. 1(82).—С. 167—181.
14. Коченова Н. А., Гонсалес Х. С., Лазо Б. и др. Модельные представления суточных изменений летнего слоя F2 над Кубой // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—30, № 4.—С. 620—623.
15. Красинец М. В., Нусинов А. А. Зависимость  $F_{10.7}$  от индексов солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия.—1991.—31, № 4.—С. 741—742.
16. Таран В. И. Исследования ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове // Вестник Харьков. гос. политех. ун-та.—1999.—Вып. 31.—С. 3—9.
17. Чернышов О. В., Васильева Т. Н. Прогноз максимально применимых частот. — М.: Наука, 1973.—289 с.
18. Advances in Knowledge Discovery and Data Mining / Eds U. M. Fayyad, G. Piatetsky-Shapiro, P. Smyth, R. Uthurusamy. — Cambridge, MA: The MIT Press, 1996.
19. Bilitza D. International Reference Ionosphere 2000 // Radio Sci.—2001.—36, N 2.—P. 261—275.
20. Champion K. S. W. Recent advances in upper atmospheric structure // Adv. Space Res.—1985.—5, N 7.—P. 169—178.
21. Ching B. K., Chiu V. T. A Phenomenological Model of Global Ionosphere Electron Density in the E-, F1- and F2-Regions // J. Atmos. and Terr. Phys.—1973.—35, N 9.—P. 1615—1630.
22. Hooke W. H. Rossby-planetary waves, and gravity waves in the upper atmosphere // Upper Atmosphere and Magnetosphere, Studies in Geophysics. — Washington, National Academy of Sciences, 1977.—P. 130.
23. Kailiang D., Jinming M. Comparison of total electron content calculated using the IRI with observations in China // J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.—1994.—3.—P. 417—422.
24. Miyaki K., Hayakawa M., Molchanov O. A. The role of gravity waves in the lithosphere-ionosphere coupling, as revealed from the subionospheric LF propagation data // Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling / Eds M. Hayakawa, O. A. Molchanov. — Tokio, TERRAPUB, 2002.—P. 229—232.
25. Rishbeth H., Sedgemore-Schlüthess K. J. F., Ulich T. Semianual and annual variations in the height of the ionospheric F2-peak // Ann. Geophys.—2000.—18.—P. 285—299.
26. Sethia G. C., Bayley G. J., Moffett R. J., Hargreaves J. K. A modeling of the effects of neutral air winds on electron content at mid-latitudes in winter // Planet. Space Sci.—1984.—32, N 5.—P. 535—542.
27. Soicher H., Klobuchar J. A., Goodman J. M. Ionospheric effects on radio systems // Radio Sci.—1985.—20, N 3.—P. 259.
28. Zakharov I. G., Tyrnov O. F. A model of the total columnar electron content in the ionosphere for the latitudes 25 to 70° N // Telecommunications and Radio Engineering.—1999.—53, N 4—5.—P. 38—44.

#### THE SIMULATION OF NOON ELECTRON DENSITY VALUES OF THE F2 IONOSPHERIC PEAK WITH THE USE OF KHARKIV INCOHERENT SCATTER RADAR DATA

D. A. Dzyubanov, I. G. Zakharov, M. V. Lyashenko

The simulation of noon electron density values of the F2 ionospheric peak are performed on the basis of Kharkiv incoherent scatter radar data. It is shown that the third order polynomial is required for adequate description of dependency daytime values of electron density of the ionospheric peak F-region ( $N_m$ ). Much attention is given to the estimation of the reliability of results of calculations. Coefficients of the regression for all seasons are calculated. The features of the seasonal variations of  $N_m$  in the solar cycle different phases are determined. It is shown that tidal and planetary waves can be the main reason of the variations.

УДК 535.41:621.396

**А. С. Мазманишвили<sup>1</sup>, В. А. Пуляев<sup>2</sup>, Е. В. Рогожкин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут», Харків

<sup>2</sup>Інститут іоносфери Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України, Харків

**Особенности определения высотных зависимостей параметров ионосферной плазмы при некогерентном рассеянии радиоволн**

*Надійшла до редакції 10.12.03*

Представлено алгоритмічні процедури розв'язування зворотної задачі електродинаміки, пов'язаної із оцінкою структури і динаміки іоносферної плазми. Запропоновано метод регуляризації розв'язків зворотної задачі у дослідах з некогерентного розсіяння радіохвиль у іоносфері. Розглянуто кореляційний функціонал, визначений на комплекснозначному марківському процесі. Отримано аналітичні вирази, що описують статистичні характеристики такого функціоналу. Наведено приклад використання знайдених щільностей розподілу для підвищення вірогідності іоносферних вимірювань у методі некогерентного розсіяння радіохвиль.

## ВВЕДЕНИЕ

Радиолокационные системы, использующие метод некогерентного рассеяния (НР) радиоволн, позволяют наземными средствами исследовать ионосферу Земли в интервале высот до 1500—3000 км, который определяется потенциалом радиолокационной установки. Специализированные радиолокаторы НР имеют эффективную мощность излучения  $PG$  порядка 10 ГВт и используют уникальные антенны с эффективной поверхностью  $10^4$ — $10^5$  м<sup>2</sup>. Именно такие высокие параметры сделали возможным наблюдения эффекта рассеяния в ионосферной плазме [9].

Суть метода в том, что распространяющаяся в плазме радиоволна рассеивается на весьма незначительных неоднородностях электронной концентрации, которые создаются вследствие теплового движения заряженных частиц. Если радиоволна имеет длину, значительно большую дебаевского радиуса экранирования, то распределение мощности в спектре рассеяния определяется коллективными свойствами плазмы [6], которые, в свою очередь, определяются вектором локальных параметров плазмы и наличием внешних воздействий. Следовательно, есть принципиальная возможность по

сигналу НР определить характеристики рассеивающей среды, а по ним — и параметры ионосферы [11, 12]. Такие исследования необходимы для решения многих практических задач, например для калибровки результатов одновременных измерений легких ионов на спутниках NASA.

Проблема заключается в том, что сигнал рассеяния является случайным процессом, поэтому оценка вектора параметров  $\Theta$  также является случайной функцией. Кроме того, дисперсия оценки значительно увеличивается при малых соотношениях сигнал/шум, что характерно для предельно низких и предельно больших высот, а также при изучении быстропротекающих процессов в ионосфере.

Мощность передатчиков и эффективная поверхность антенн имеют ограничения, поэтому дальнейшее увеличение диапазона исследуемых высот, а также увеличение высотно-временного разрешения возможны на пути использования современных методологических подходов к обработке ионосферной информации. К ним относятся и алгоритмы идентификации, позволяющие находить параметры ионосферной плазмы по экспериментальным автокорреляционным функциям (АКФ) в случае относительно слабого, до 1 % от уровня шумов, сигнала рассеяния.

### АНАЛИЗ ПРОБЛЕМЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Процедура определения высотного распределения ионосферных параметров сводится к решению обратной задачи электродинамики. При этом минимизируется функционал, который определяет отклонение измеренных АКФ  $r_{\Theta}(\tau_i, h_r; \Theta)$  от соответствующих ординат некоторого набора теоретических АКФ  $r_T(\tau_i; \Theta)$ . Этот функционал имеет вид [5]

$$\chi^2(h_r; \Theta) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \left[ \frac{r_{\Theta}(\tau_i, h_r; \Theta) - r_T(\tau_i; \Theta)}{\Delta(\tau_i)} \right]^2, \quad (1)$$

где  $\Delta(\tau_i)$  — расчетная неуверенность измерений, или вес  $i$ -й ординаты АКФ (к примеру, величина, обратная АКФ огибающей зондирующего импульса). Решения с его помощью отыскиваются при анализе экспериментальных АКФ сигнала НР на всех  $n$  высотных участках с центрами на  $h_r$  ( $r = 1, \dots, n$ ), взятых через некоторый интервал.

В целом процедура расчета при НР представляет многократное решение прямой задачи, когда в физически обоснованных пределах [3, 5] варьируются составляющие вектора ионосферных параметров  $\Theta$ . Эта процедура приводит к неоднозначности решения, так как в принципе является некорректно поставленной. Неоднозначность всегда будет существовать из-за того, что изменение положения вектора  $\Theta$  в  $n$ -мерном пространстве за счет изменения одной из его составляющих может быть компенсировано изменением совокупности других составляющих.

Имеется много работ, посвященных методам построения устойчивых приближенных решений некорректно поставленных обратных задач (см. [10]), но в то же время среди них нет соответствующих функционалов, подходящих для нашего случая. Здесь мы рассматриваем схожую проблему минимизации функционала на примере решения обратной задачи теории антенн, в которой ставится условие надежной оценки распределения тока в прямолинейном стержне, порождающего заданную диаграмму направленности этой антенны. Задача решается путем введения регуляризирующих операторов.

Как оказалось, аналогичный подход можно применить и для решения проблемы устойчивости решения при минимизации разностного функционала (1). При этом ситуация неоднозначности решений частично будет разрешена на пути использования дополнительной априорной информации. Например, информации о монотонности парамет-

ров, которую можно получить из модельных представлений об ионосфере, или из анализа этих параметров на смежных высотных участках.

Особенностью импульсного зондирования также является различие условий (регулярных и случайных) формирования ординат АКФ сигнала рассеяния, что приводит к различиям их дисперсий, которые тем больше, чем больше задержка. Это связано с изменением рассеивающего объема, дающего коррелированный вклад при разных положениях зонда в ионосфере [6]. На статистический разброс АКФ оказывает влияние еще и степень коррелированности данных НР, поэтому необходимы исследования связи интервала разброса ординат АКФ с их доверительной вероятностью для уточнения значений  $\Delta(\tau_i)$ .

Цель работы заключается в том, чтобы провести такую модификацию методик обработки АКФ сигнала НР, используемых при решении обратной задачи электродинамики, чтобы, учитывая особенности некогерентного рассеяния радиоволн, повысить достоверности оценок основных параметров ионосферной плазмы.

### МЕТОД РЕГУЛЯРИЗАЦИИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ПРИ НЕКОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ

Реализовать устойчивость решения обратной задачи электродинамики можно за счет использования метода регуляризации. Прямая задача при НР состоит в определении нормированных АКФ  $r(\tau)$  сигнала рассеяния ионосферной плазмой с заданным параметрами  $P$ , совокупность которых можно обозначить вектором  $\Theta(P)$ . Задача сводится к вычислению функции

$$r(\tau) = A[\Theta]. \quad (2)$$

Обратная задача электродинамики подразумевает нахождение распределения параметров  $\Theta(P)$  точки  $M$ , порождающих заданную форму  $r(\tau)$ . Эта задача относится к типу задач минимизации функционала по аргументу, если необходимо найти такие параметры  $\Theta$ , на которых достигается минимум функционала  $F[|A[\Theta] - r(\tau)|]$ .

Известно, что в обратных задачах с приближенными исходными данными, сколь угодно близкими к точным, решения функционала могут различаться как угодно сильно. А это означает, что даже малым изменениям левой части уравнения (2) могут соответствовать большие изменения решения, выходящие за пределы допустимых значений. В результате данная система оказывается плохо

обусловленной, или некорректно поставленной, и применительно к электродинамике это вызвано следующими причинами.

Уравнение (2) имеет решение лишь для четко определенного класса функций, описывающих левые части. На практике же имеются свои особенности (например, нет аппаратурной возможности определять АКФ сигнала НР на бесконечном интервале задержек, конечным является и сам шаг по задержке, нарушаются условия нормировки АКФ при выборках конечной длительности и др.). Дополнительные условия накладываются и на распределение ионосферных параметров  $P$ . К ним относятся, например, требования работать с максимальной размерностью вектора  $\Theta(P)$ , соблюдать ограничения на значения каждого компонента вектора и на его градиенты, исключать совокупности таких значений параметров, которые не соответствуют физическим представлениям и т. д.

В связи с этим целесообразно несколько иначе сформулировать обратную задачу электродинамики. Ее решением будем называть параметры, реализующие минимум функционала (2), но с введением вспомогательных функций, которые должны отражать влияние рассмотренных выше ограничений.

Пусть  $F_i[r(\tau)]$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$  — функционалы, такие, что  $i$ -й функционал определен на функциях  $r(\tau)$ , удовлетворяющих  $i$ -му требованию, накладываемому на нормированные АКФ сигнала НР (или на АКФ флюктуаций электронной плотности). Функционалы характеризуют особенности этих функций. Аналогично, пусть  $\Psi_k[\Theta(M)]$ ,  $k = 1, 2, \dots, m$  — функционалы, каждый из которых определен на функциях  $\Theta[M]$ , удовлетворяющих условию, накладываемому на распределение ионосферных параметров. Эти функционалы характеризуют рассеивающую среду — плазму.

Обобщая, рассмотрим функционал

$$F_n[r] = \sum_{i=1}^n \beta_i F_i[r],$$

определенный на функциях, удовлетворяющих всем условиям, накладываемым на характер АКФ, и функционал

$$\Psi_m[\Theta(M)] = \sum_{k=1}^m \gamma_k \Psi_k[\Theta],$$

определенный на функциях, удовлетворяющих всем условиям, накладываемым на распределение параметров. В этих суммах  $\beta_i$  и  $\gamma_k$  — весовые множители, выбираемые согласно значимости и влиянию соответствующих условий. Отсюда следу-

ет, что приближенным решением обратной задачи электродинамики можно называть параметры  $\Theta(M)$ , реализующие минимум функционала

$$F[A(\Theta)] + \alpha \Psi[\Theta], \quad (3)$$

где  $F[*]$  — целевой функционал;  $\alpha$  — коэффициент или весовой параметр регуляризации, характеризующий влияние ограничений на распределение параметров, который согласован с задаваемой погрешностью  $\delta$  и может быть найден по минимуму невязки:

$$\rho_{\min}[|A(\Theta) - r(\tau)|] = \delta. \quad (4)$$

Таким образом, в то время как исходная задача (2) не обладает свойством устойчивости, задача минимизации функционала (3) приобретает устойчивость к малым изменениям  $r(\tau)$ . Эта устойчивость достигается сужением класса возможных решений с помощью введения функционала  $\Psi_m[\Theta]$  с описанными выше свойствами, который в нашем случае призван играть стабилизирующую роль.

Результаты дальнейших исследований позволили определить вид стабилизирующих функционалов применительно к анализу сигнала рассеяния. В работе [3] были разработаны структуры регуляризующих операторов, которые используют априорные сведения. Пример такого оператора, который учитывает высотный ход температур электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$  и корректирует отклонения температур  $T = (T_i, T_e)$  от априорного направления вектора  $\Theta$  в  $n$ -мерном пространстве, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \Psi[T] &= \chi_D^2(h_r, T_i, T_e) = \\ &= \left[ T_e(h_r) - \left\{ T_e(h_{r-1}) + [T_e(h_{r-1}) - T_e(h_{r-2})] \frac{h_r - h_{r-1}}{h_{r-1} - h_{r-2}} \right\} \right]^2 + \\ &+ \left[ T_i(h_r) - \left\{ T_i(h_{r-1}) + [T_i(h_{r-1}) - T_i(h_{r-2})] \frac{h_r - h_{r-1}}{h_{r-1} - h_{r-2}} \right\} \right]^2. \end{aligned} \quad (5)$$

В качестве регуляризующего оператора, позволяющего предотвратить недопустимо большие градиенты высотного хода компонентов ионного состава, например ионов гелия  $\text{He}^+(h_r)$ , можно использовать функционал вида

$$\Psi[\text{He}] = u''(h), \quad (6)$$

где  $u''(h)$  — вторая производная от функции, описывающей высотное распределение ионов гелия, которую можно получить из подтвержденных практикой моделей ионосферной плазмы.

### СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ СИГНАЛА РАССЕЯНИЯ

Статистические свойства ординат АКФ сигнала НР определим, исходя из дискретного представления сигнала рассеяния [1].

В силу свойств сигнала НР последовательность фиксируемых отсчетов  $\{z_1, z_2, \dots\}$  является случайной, следовательно, при выборках конечного объема случайны и оценки АКФ сигнала НР. В реальных ионосферных измерениях отсчеты являются комплекснозначными, так как соответствуют либо сигналам после синхронного детектирования, либо отсчетам на промежуточной частоте с интервалом, равным четверти ее периода [6].

В этой связи для выявления влияния степени коррелированности отсчетов рассмотрим аддитивный автокорреляционный функционал вида

$$K_i = \frac{1}{2N} \sum_{n=1}^N (z_{n+i}^* + z_n z_{n+i}^*), \quad (7)$$

где  $i = \tau/\Delta$  — индекс задержки,  $\Delta$  — шаг задержки,  $\{z_1, z_2, \dots, z_{2N}\}$  — выборка объемом  $2N$ , извлеченная из генеральной совокупности отсчетов нормального марковского процесса  $z(t)$  [7, 10] с нулевым средним, интенсивностью  $\langle |z(t)|^2 \rangle = \sigma^2$  и декрементом  $\nu$ . Такой набор переменных является достаточным для описания огибающих АКФ, наиболее близких к реальным АКФ флуктуаций электронной плотности, фиксируемых во время эксперимента на малых и средних ионосферных уровнях.

В силу статистической связи между значениями нормального марковского процесса распределение корреляционного функционала  $K_i$  будет иметь существенно различный вид в зависимости от  $2N$ ,  $i$  и параметров этого процесса.

Анализ статистических характеристик функционала (7) осуществим, опираясь на свойство гауссости случайного процесса  $z(t)$  и теорем, справедливых для сечений нормальных процессов.

**Теорема 1.** В принятых выше предположениях аддитивный функционал

$$K_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |z_n|^2 \quad (8)$$

имеет равновесную производящую функцию

$$Q_0(\lambda) = \langle \exp(-\lambda K_0) \rangle \quad (9)$$

вида

$$Q_0(\lambda) = \frac{(1 - q^2)R}{(a_+ - q^2)^2 a_+^{N-1} - (a_- - q^2)^2 a_-^{N-1}}, \quad (10)$$

где  $\lambda$  — производящий параметр,  $q = \exp(-\nu\Delta)$  — коэффициент корреляции соседних отсчетов и

$$a_{\pm} = \frac{1 + q^2 + N^{-1}\lambda\sigma(1 - q^2) \pm R}{2}, \\ R = \sqrt{[1 + q^2 + N^{-1}\lambda\sigma(1 - q^2)] - 4q^2}. \quad (11)$$

**Теорема 2.** Производящая (характеристическая) функция

$$Q_m(\lambda) = \langle \exp(-\lambda K_m) \rangle \quad (12)$$

случайных значений корреляционного функционала  $K_m$  для заданного интервала задержки  $m\Delta > 0$  имеет вид

$$Q_m(\lambda) = Q_0(\lambda_+) Q_0(\lambda_-), \quad (13)$$

$$\lambda_+ = \frac{\lambda}{2} [1 + \exp(-m\nu\Delta)], \quad (14)$$

$$\lambda_- = -\frac{\lambda}{2} [1 - \exp(-m\nu\Delta)],$$

которые выражаются через исходный производящий параметр  $\lambda$  в (9).

Доказательство теорем приведено в Приложении.

Дальнейшие исследования производящей (характеристической) функции (13)  $Q_m(\lambda)$  показывают, что плотность распределения вероятностей  $f_m(\eta)$  случайных значений  $\eta$  корреляционного функционала  $K_m$  можно интерпретировать как свертку плотностей распределения вероятностей  $f_+(\eta)$  и  $f_-(\eta)$ , связанных с корреляциями и антикорреляциями (штриховые линии на рис. 1) в случайном функционале  $K_m$ :

$$f(\eta) = [f_+(\eta)*f_-(\eta)](\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} f_+(\xi) f_-(\eta - \xi) d\xi \quad (15)$$

В свою очередь, функции  $f_+(\eta)$  и  $f_-(\eta)$ , как и сама плотность  $f_m(\eta)$ , определяются как результат обратного преобразования Лапласа (с учетом знака величины  $\lambda_-$ ) от соответствующих производящих

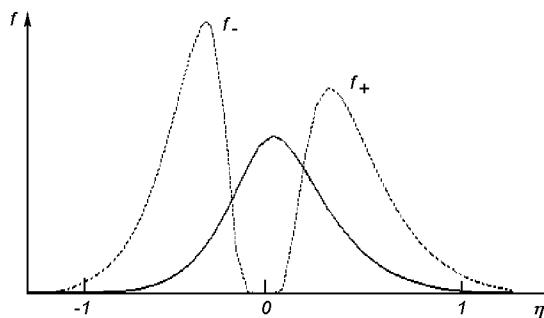


Рис. 1. Составляющие плотности распределения корреляционного функционала  $f(\eta)$

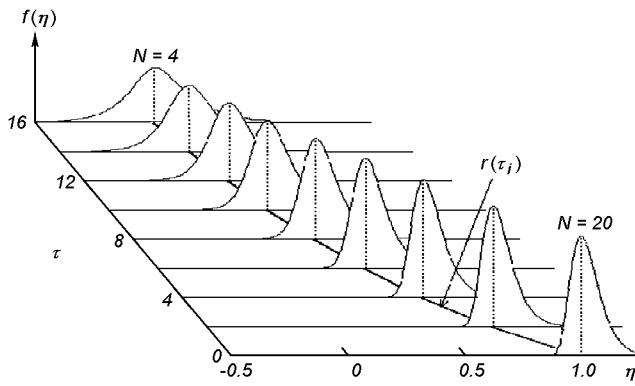


Рис. 2. Семейство плотностей распределения ординат корреляционного функционала сигнала НР при разном числе слагаемых  $N$

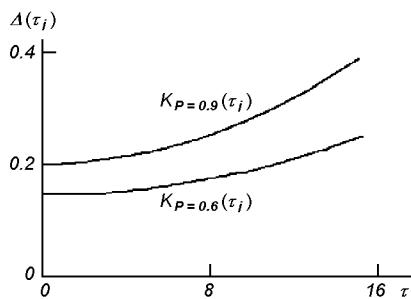


Рис. 3. Весовые коэффициенты  $\Delta(\tau_i)$

функций  $Q_0(\mathcal{A}_+)$  и  $Q_0(\mathcal{A}_-)$  с выбранным контуром интегрирования  $C$  на комплексной  $\lambda$ -плоскости.

На рис. 2 приведено семейство плотностей распределения  $f_m(\eta)$  в аддитивном корреляционном функционале (7) в зависимости от разного числа слагаемых  $N$  ( $N = 20, 18, \dots, 4$ ). Кривые рассчитаны для декремента  $\nu = 0.5$ , интенсивности  $\sigma = 1$  и значений задержек, приведенных к соответствующим задержкам  $\tau$  АКФ реального сигнала НР ( $\tau = 0, 2, \dots, 16$ ).

Как можно видеть, зависимости  $f_m(\eta)$  несут статистически исчерпывающую информацию и могут использоваться для задания доверительной вероятности  $p$ . Их можно использовать и для оценки веса ординат, который задают значения доверительных интервалов  $\Delta(\tau_i)$ . К примеру, на рис. 3 изображен набор интервалов  $\Delta(\tau_i)$ , полученных из плотностей распределения для доверительных вероятностей  $p$ , равных 0.6 и 0.9. Полученные в этом случае значения дисперсии  $K(\tau_i)$  можно принять в качестве весовых коэффициентов, отражающих статистический разброс ординат АКФ.

### ПРОЦЕДУРА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Согласно проведенным выше исследованиям предлагается модифицированная процедура оценки высотного распределения параметров ионосферной плазмы, которая реализует алгоритм решения обратной задачи электродинамики, используя функционал вида

$$\chi^2(h_r; \Theta) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \left[ \frac{r_C(\tau_i, h_r; \Theta) - r_{MT}(\tau_i; \Theta)}{K(\tau_i)} \right]^2 + \chi_D^2(h_r; \Theta), \quad (16)$$

где  $\chi_D^2(h_r; \Theta)$  — дополнительные составляющие функции невязки от использования операторов регуляризации,  $K(\tau_i)$  — расчетная дисперсия, приведенная на рис. 3.

В реальных экспериментах количество  $k$  ординат АКФ ограничиваются используемыми аппаратурной и алгоритмической реализацией. Минимальное количество ординат и шаг по задержке определяется характером кривой и интервалом корреляции. Как показывает практика измерений, при работе в реальном времени можно ограничить число ординат АКФ до 15...20, при этом их выбирают таким образом, чтобы охватить наиболее характерные участки исследуемой кривой [2].

На основании проведенных исследований была разработана блок-схема процедуры расчета параметров ионосферной плазмы на основе решения обратной задачи электродинамики. Она представлена на рис. 4.

В предлагаемой структуре вначале над набором теоретических АКФ  $r_T(\tau_i; \Theta)$  осуществляются вычислительные процедуры, повторяющие преобразования сигнала в аппаратуре с целью их максимального приближения к виду АКФ принятого сигнала. В блок-схеме используется и информация об оценках дисперсий ординат АКФ сигнала  $r_C(\tau_i, h_r; \Theta)$ , которые находятся из анализа плотности распределения корреляционного функционала.

Особенности функционирования приведенной процедуры заключаются в следующем.

В блоке 1 происходит разбиение потока входных сигналов, поступающих в течение каждой радиолокационной развертки дальности, на конечные отрезки (участки) и вычисление ординат АКФ с их усреднением на протяжении сеанса наблюдения. В блоке 2 происходит грубая оценка [3] граничных значений ионосферных параметров для данного типа эксперимента, а также анализ высотных изменений интенсивности  $\sigma(h_r)$  и декремента  $\nu(h_r)$ , определяющего форму АКФ. В блоке 3 согласно

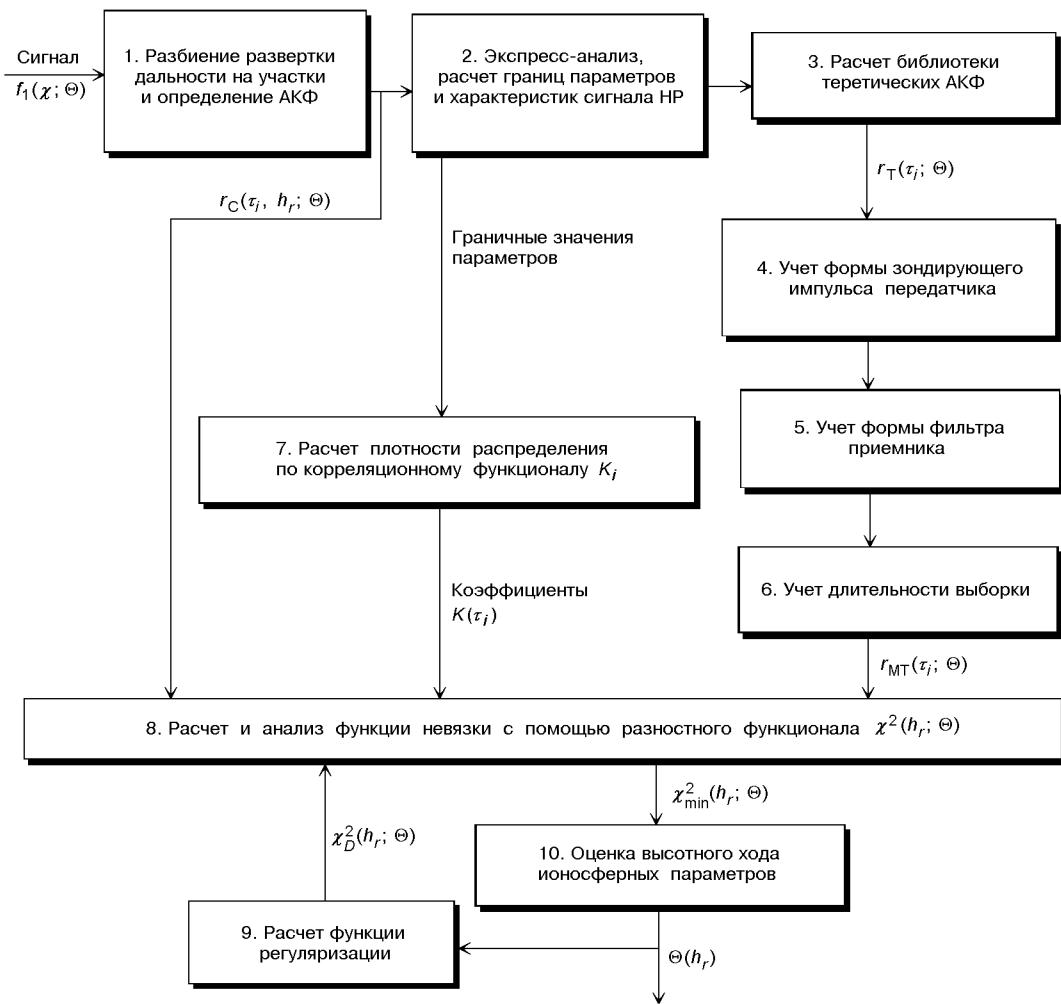


Рис. 4. Блок-схема процедуры расчета параметров ионосферной плазмы по АКФ сигнала НР

модели рассчитывается библиотека теоретических АКФ с минимально возможным (учитывая используемые ПК) шагом дискретизации в заданной области параметров. Блоки 4, 5 и 6 предназначены для модификации теоретических АКФ к виду  $r_{MT}(\tau_i; \Theta)$  путем преобразований, учитывающих форму зондирующего импульса, частотную характеристику фильтра приемной системы и длительность выборки [4]). В блоке 8 происходит сравнение АКФ сигнала с элементами модифицированной библиотеки с последующей оценкой геофизических параметров в блоке 10. Блоки 7 и 9 предоставляют дополнительные сведения: априорную информацию о высотном ходе параметров плазмы и информацию о доверительных интервалах для ординат корреляционных функций для заданной доверительной вероятности  $p$ .

Таким образом, приведенная блок-схема позволяет учесть стохастическую природу последовательности отсчетов входного сигнала в методе НР, обеспечить сходимость оценок и максимально приблизиться к однозначному решению обратной задачи электродинамики. Результатирующая погрешность в режиме оценки параметров ионосферной плазмы зависит от величины соотношения сигнал/шум и при длительности сеанса наблюдений около 15 мин не превышает 1–10 % [5].

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ИОНОСФЕРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Один из примеров рассчитанных параметров ионосферной плазмы в виде высотных изменений отношения сигнал/шум  $S/n$ , температур  $T_i$  и  $T_e$  и

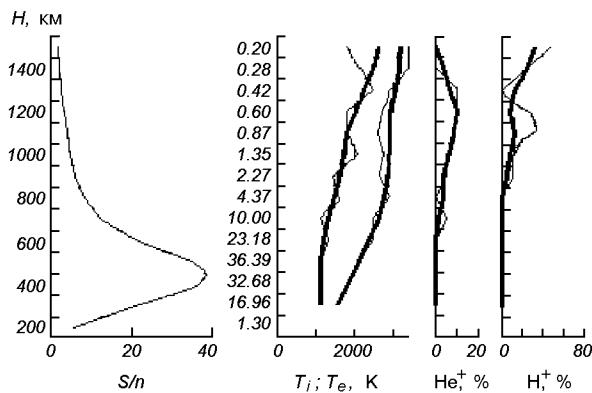


Рис. 5. Сравнение результатов расчета ионосферных параметров над Харьковом (ноябрь 1998 г.). Утолщенные линии соответствуют алгоритму (16)

относительного содержания ионов водорода  $H^+$  и гелия  $He^+$  приведен на рис. 5. Видно, что с увеличением высоты из-за уменьшения отношения сигнал/шум увеличивается разброс всех вычисляемых параметров. Предварительная обработка в целом демонстрирует характер поведения ионосферных параметров для этого времени суток, но не преодолевает неоднозначности решений в диапазоне высот 900–1300 км (нереальная инверсия температуры  $T_e$ , которая «скомпенсировалась» выбросом водорода  $H^+$ ). В случае же использования функционала (16) с регуляризирующим оператором (5) получен не противоречавший физическим представлениям высотный ход ионосферных параметров, что наблюдается на большом массиве результатов измерений.

## Выводы

В работе представлены алгоритмы обработки потоков ионосферной информации, использующие процедуры решения обратной задачи электродинамики, адаптированные к особенностям некогерентного рассеяния радиоволн при импульсном зондировании. С целью устранения неоднозначности решений использованы процедуры, обеспечивающие регуляризацию и сходимость оценок. Получены аналитические выражения для производящей (характеристической) функции сигнала и рассчитаны плотности распределения вероятностей случайных значений ординат корреляционного функционала сигнала НР. С его помощью получены и предложены к использованию семейства плотностей распределения, которые могут служить основанием для определения доверительной вероятности.

Подобные процедуры позволяют заметно увеличить объем и доверительность ионосферной информации. Они заложены в основу функционирования систем радара некогерентного рассеяния Института ионосферы НАН и МОН Украины (Харьков).

Дальнейшее развитие темы заключается в анализе статистических характеристик корреляционного функционала при учете большего разброса исходных данных, что соответствует предельно низким и предельно высоким ионосферным уровням и (или) сеансам малой длительности, которые используются при изучении быстропротекающих процессов в ионосфере.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

**Доказательство теоремы 1.** Для проведения вычислений в выражении (9) используем равновесную ( $k = 0$ ) и переходные ( $k = 1, 2, \dots, N$ ) плотности распределения вероятностей для соответствующих сечений используемого процесса:

$$f(z_0) = \frac{1}{\pi\sigma} \exp\left(-\frac{|z_0|^2}{\sigma}\right),$$

$$f(z_k, k\Delta; z_{k+1}, (k+1)\Delta) =$$

$$= \frac{1}{\pi(1-q^2)\sigma} \exp\left[-\frac{|z_{k+1} - qz_k|^2}{(1-q^2)\sigma}\right],$$

где  $q = \exp(-\nu\Delta)$  — коэффициент корреляции соседних отсчетов.

Введем обозначение для двух  $(N+1)$  — компонентных комплекснозначных векторов  $Z = (z_0, z_1, \dots, z_N)$  и  $U = (u_0, u_1, \dots, u_N)$ . В интегrale (9) выполним  $(N+1)$ -кратное фурье-преобразование относительно набора комплекснозначных переменных  $u_0, u_1, \dots, u_N$ , что даст в показателе экспоненты линейную комбинацию относительно случайного вектора  $Z$ :

$$Q_0(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2}U \times$$

$$\times \left\langle \exp\left(-\sum_{n=0}^N |u_n|^2 + i\sqrt{\frac{\lambda}{N}} \sum_{n=0}^N (u_n z_n^* + u_n^* z_n)\right) \right\rangle.$$

Это дает

$$Q_0(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2}U \exp\left[-\sum_{n=0}^N |u_n|^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{\lambda}{N} \left\langle \left| \sum_{n=0}^N (u_n z_n^* + u_n^* z_n) \right|^2 \right\rangle \right], \quad (\text{П1})$$

где обобщенный дифференциал имеет вид  $d^{2N+2}U =$

$= d^2u_0d^2u_1 \dots d^2u_N$ , а интегрирование ведется по набору из  $N + 1$  комплексных переменных. Пользуясь гауссостью вектора  $Z$ , получим из (П1)

$$Q_0(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2}U \exp \left[ -\sum_{n=0}^N |u_n|^2 + \frac{\lambda\sigma}{N} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N u_n u_m^* \exp(-|n-m|\nu\Delta) \right]. \quad (\text{П2})$$

такая статистическая конструкция окажется полезной ниже. Равенство (П1) имеет вид гауссова интеграла, поскольку в (П2) под экспонентой содержится линейное выражение относительно вектора  $Z$ , а весовые коэффициенты — нормальные. Поэтому

$$Q_0(\lambda) = \det(E + \lambda A)^{-1},$$

где  $A$  — матрица показателя экспоненты в выражении (П2).

Перейдем к нахождению искомого определителя  $\det(A)$ . Матрица  $A$  размером  $(N + 1) \times (N + 1)$  является трехдиагональной, она может быть записана в виде

$$A = \begin{pmatrix} \Lambda & -q & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -q & \Lambda + q^2 & -q & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -q & \Lambda + q^2 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \Lambda + q^2 & -q & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -q & \Lambda + q^2 & -q \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -q & \Lambda \end{pmatrix}, \quad (\text{П3})$$

где  $\Lambda = \lambda\sigma/N$ .

Для вычисления определителя  $\det(A)$  выделим в матрице (П3) блок-матрицу размером  $(N - 1) \times (N - 1)$  путем исключения верхней и нижней строк, а также левого и правого столбцов. Получившаяся матрица  $B_{N-1}$  имеет следующие матричные элементы:  $(B_{N-1})_{n,n} = \Lambda + q^2$  для диагональных матричных элементов,  $(B_{N-1})_{n,n+1} = (B_{N-1})_{n+1,n} = -q$  для наддиагональных и поддиагональных элементов,  $(B_{N-1})_{n,m} = 0$  — для остальных матричных элементов.

В силу (П3) имеем для искомого определителя матрицы  $A$

$$\det(A) = \Lambda \det(B_{N-1}) - 2q^2 \Lambda \det(B_{N-2}) + q^2.$$

Из вида матрицы  $B_{N-1}$  вытекает, что она является матрицей Якоби. Использование стандартной процедуры [4] позволяет найти определитель

$$\det B_k = R^{-1}(a^{k+1+} - a^{k+1-}), \quad 1 \leq k \leq (N - 1).$$

Нетрудно теперь убедиться в том, что

$$\det(A) = R^{-1}[(a_+ - q^2)^2 a_+^{N-1} - (a_- - q^2)^2 a_-^{N-1}].$$

С учетом условия нормировки  $Q_0(0) = 1$  для производящей функции функционала (9) приходим к выражению (10) для ПФ  $Q_0(\lambda)$ .

**Доказательство теоремы 2.** Для вычисления нового безусловного среднего (12) представим корреляционный функционал  $K_m$  в виде квадратичной формы:

$$K_m = \frac{1}{4N} \sum_{n=1}^N [|z_n + z_{n+m}|^2 - |z_n - z_{n+m}|^2].$$

Введем обозначение для двух  $(N + 1)$ -компонентных комплекснозначных векторов  $U = (u_0, u_1, \dots, u_N)$  и  $V = (v_0, v_1, \dots, v_N)$ . В интеграле — безусловном среднем (12) — выполним два  $(N + 1)$ -кратных фурье-преобразования относительно двух наборов комплекснозначных переменных, что даст в показателе экспоненты линейную комбинацию для случайного вектора  $Z = (z_0, z_1, \dots, z_N)$

$$Q_m(\lambda) = \pi^{-2N-2} \int d^{2N+2}U \int d^{2N+2}V \times \times \langle \exp \left( -\sum_{n=0}^N |u_n|^2 - \sum_{n=0}^N |v_n|^2 + W \right) \rangle, \quad (\text{П4})$$

где

$$W = i \sqrt{\frac{\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [u_n(z_n^* + z_{n+m}^*) + u_n^*(z_n + z_{n+m})] + i \sqrt{\frac{-\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [v_n(z_n^* - z_{n+m}^*) + v_n^*(z_n - z_{n+m})],$$

а интегрирование ведется по двум наборам из  $N + 1$  комплексных переменных. Случайная величина  $W$  является линейным функционалом случайного вектора  $Z$ , и в связи с этим также нормальна. Как можно убедиться, случайные величины

$$S_+ = \sum_{n=0}^N [u_n(z_n^* + z_{n+m}^*) + u_n^*(z_n + z_{n+m})],$$

$$S_- = \sum_{n=0}^N [v_n(z_n^* - z_{n+m}^*) + v_n^*(z_n - z_{n+m})]$$

являются взаимно некоррелированными. Поэтому из их нормальности вытекает, что они и взаимно независимы. Следовательно, усреднение в (П4) можно осуществлять раздельно, рассматривая две независимые случайные величины

$$W_+ = \sqrt{\frac{\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [u_n(z_n^* + z_{n+m}^*) + u_n^*(z_n + z_{n+m})],$$

$$W_- = \sqrt{\frac{-\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [v_n(z_n^* - z_{n+m}^*) + v_n^*(z_n - z_{n+m})],$$

что дает

$$Q_m(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2}U \left\langle \exp \left( -\sum_{n=0}^N |u_n|^2 + iW_+ \right) \right\rangle \times \\ \times \pi^{-N-1} \int d^{2N+2}V \left\langle \exp \left( -\sum_{n=0}^N |v_n|^2 + iW_- \right) \right\rangle. \quad (\text{П5})$$

Прямыми вычислениями моментов рассматриваемых случайных величин получим

$$\langle W_+ \rangle = 0, \\ \langle |W_+|^2 \rangle = \frac{1}{2N} [1 + \exp(-mv\Delta)] \sum_{n=0}^N |u_n|^2, \\ \langle W_- \rangle = 0, \\ \langle |W_-|^2 \rangle = \frac{1}{2N} [1 - \exp(-mv\Delta)] \sum_{n=0}^N |v_n|^2. \quad (\text{П6})$$

Основываясь на свойствах гауссовых интегралов, с помощью выражений (П6) получим для искомой производящей функции (П5). Поэтому интегрирование в (П5) сводится к произведению двух интегралов, которые имеют вид  $Q_0(\lambda_+)$  или  $Q_0(\lambda_-)$ . Отсюда и вытекает утверждение (12) теоремы.

1. Мазманишвили А. С. Коррелированные последовательности в задачах статистического оценивания // Доклады НАН Украины.—2001.—7.—С. 21—25.
2. Мазманишвили А. С., Пуляев В. А. Разработка информационных технологий оценки параметров ионосферной плазмы в методе НР радиоволн // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 4.—С. 51—58.
3. Пуляев В. А. Влияние аппаратурных факторов на выбор обработки сигнала НР // Вестн. ХГПУ: Сб. науч. тр.—1999.—Вып. 31.—С. 87—89.

4. Пуляев В. А. Алгоритм анализа функций невязки в процессе расчета ионосферных параметров по АКФ сигнала НР // Вестн. НТУ ХПИ: Сб. науч. тр.—2001.—Вып. 4.—С. 216—218.
5. Пуляев В. А. Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе НР радиоволн // Радиотехника.—2002.—Вып. 129.—С. 98—102.
6. Рогожкин Е. В. Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала НР // Ионосферные исслед.—1979.—27.—С. 46—54.
7. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. —М.: Наука, 1979.—404 с.
8. Ситенко А. Г. Электромагнитные флуктуации в плазме. —Харьков: ХГУ, 1965.—183 с.
9. Таран В. И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом НР // Геомагнетизм и аэрономия.—2001.—41, № 5.—С. 659—666.
10. Тихонов В. И., Миронов М. А. Марковские процессы. —М.: Сов. радио, 1977.—488 с.
11. Эванс Дж. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн // ТИИЭР.—1969.—57, № 4.—С. 139—171.
12. Farley D. T. Radio wave scattering from the ionosphere // Meth. Exp. Phys.—1971.—98.—P. 139—186.

#### PECULIARITIES OF DETERMINATION OF HIGH-ALTITUDE RELATIONS FOR IONOSPHERIC PLASMA PARAMETERS IN INCOHERENT RADIOWAVES SCATTER

A. S. Mazmanishvili, V. A. Puliaev, E. V. Rogozkin

The procedures for the solution of return problem of electrodynamics which are related to study of structure and dynamics of ionospheric plasma are presented. The regularization method of the return problem solution in experiments on incoherent scatter in the ionosphere is offered. The correlation functional determined on the complex-value normal Markov process is considered. Some analytical expressions describing statistical properties of such functional are derived. An example of the use of the retrieved distribution densities for increase of ionospheric measurement reliability in the incoherent scatter method is given.

УДК 551.510.41

Л. М. Белокриницкая<sup>1</sup>, И. Л. Галкина<sup>2</sup>, Г. М. Крученщицкий<sup>2</sup>

## Особенности вертикального распределения озона в канун весенней антарктической аномалии

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка

<sup>2</sup>Центральна аерологічна обсерваторія Росгідромету, Долгопрудний, Росія

*Надійшла до редакції 09.02.04*

За даними, що одержані з допомогою супутникової ІК-метричної апаратури CRISTA, в період її місяцій 1994 та 1997 р.р., проаналізовані особливості вертикального розподілу відношення суміші озону напередодні весняної озонової антарктичної аномалії (ВОАА) та одразу після її завершення. Показано, що утворення глибоких мінімумів вертикального розподілу відношення суміші озону, яке раніше спостерігалось лише під час ВОАА на зайнятих нею територіях, починається не менш ніж за 3 тижні до початку ВОАА на значно більших висотах, ніж під час ВОАА, причому на всій позатропічній території Південної півкулі. Оскільки процес утворення вказаних мінімумів глибоко сягає в зону полярної ночі, можна з певністю стверджувати, що їхня поява не може бути пояснена лише фреоновою версією походження ВОАА. Встановлено, що утворення мінімумів відбувається в двох просторово рознесених діапазонах висот та тісно пов'язане з характером та впорядкованістю атмосферних рухів.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Явление весенней антарктической озоновой аномалии (ВОАА), иногда называемой антарктической озоновой дырой, продолжает привлекать внимание исследователей. В настоящее время, когда содержание фреонов в стратосфере достигло максимума, несостоятельность или, по меньшей мере, существенная неполнота «фреоновой» версии разрушения озона стала совершенно очевидной. Ход развития ВОАА на протяжении 2002 и 2003 гг. показал, что при практически неизменном содержании окиси хлора в стратосфере время существования аномалии, дефицит озона относительно фиксированного уровня в ней, размеры затронутой территории и иные параметры ВОАА могут различаться самым кардинальным образом. Поэтому в настоящее время на первый план выходит изучение динамических факторов формирования ВОАА, и в этой связи особый интерес вызывает период ее формирования. Так как основным источником информации о состоянии глобального поля озона является спутниковая аппаратура TOMS (Total Ozone Measurement

System), функционирующая с небольшим перерывом с 1978 г., то в качестве критерия возникновения ВОАА выбран упомянутый выше фиксированный уровень общего содержания озона (220 е. Д.). Использование более тонких критериев, которые могли бы зафиксировать начальную fazу ВОАА на основе анализа вертикального распределения озона (ВРО), сдерживается отсутствием регулярной информации о глобальных полях ВРО, так как систематические измерения этого параметра осуществляются лишь станциями баллонного зондирования, которые продуцируют глобальный поток информации на уровне 10—20 профилей ВРО в неделю, и спутниковой аппаратурой SAGE (до двухсот профилей в неделю). Эти показатели дают очень низкое по сравнению с аппаратурой TOMS (100—150 км по данным интернет) горизонтальное пространственное разрешение. По таким данным сложно рассчитывать, эффективно обнаруживать профили, соответствующие более тонким критериям диагностики ВОАА. Здесь мы имеем в виду особенность профилей ВРО, наблюдаемых в Антарктиде во время ВОАА. В работе [1] отмечено, что провал

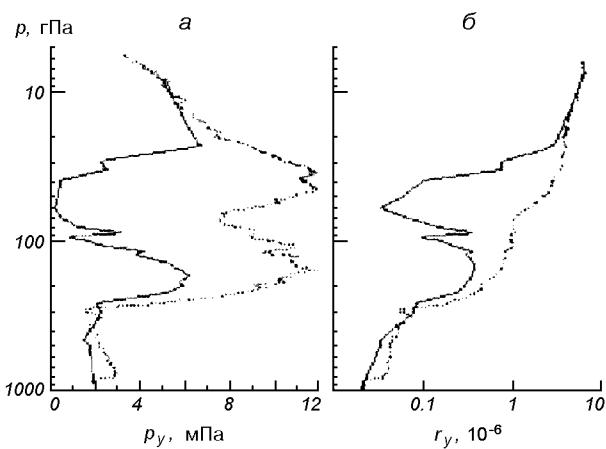


Рис. 1. Вертикальное распределение озона (а) и отношения смеси озона (б): пунктиры — наблюдения якутской аномалии 19 марта 1995 г. в Якутске, сплошные линии — наблюдения ВОАА 22 сентября 1998 г. на станции Сева

в максимуме концентрации озона наблюдается при озоновых аномалиях в различных регионах, а вот провал в максимуме отношения смеси озона — только в Антарктиде во время ВОАА. На рис. 1 из цитируемой работы приводятся профили ВРО (а) и отношения смеси (б), полученные в Якутске ( $62^{\circ}$  с. ш.,  $120^{\circ}$  в. д., 19 марта 1995 г. — пунктирная линия) во время самой сильной якутской озоновой аномалии и на японской антарктической станции Сева ( $69^{\circ}$  ю. ш.,  $40^{\circ}$  в. д., 22 сентября 1998 г. — сплошная линия) во время самой сильной ВОАА.

В настоящей работе предпринята попытка диагностировать раннюю фазу ВОАА с использованием этого критерия на основе данных двух краткосрочных миссий аппаратуры CRISTA (Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere) [4]. Эта аппаратура обеспечивает поток профилей ВРО с пространственным разрешением по горизонтали, близким к соответствующим показателям TOMS.

#### ИСХОДНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для исследования начальной фазы формирования ВОАА привлекались как данные ВРО, полученные при баллонном зондировании атмосферы в полном объеме базы данных Мирового центра данных об озне и УФ-радиации в Торонто (WOUDC), так и данные обеих миссий аппаратуры CRISTA. Аппаратура CRISTA записывает ИК-излучение малых газовых составляющих лимба атмосферы ( $O_3$ ,  $HNO_3$ ,  $CFC_{11}$ ,  $N_2O$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O_5$ ,  $ClONO_2$ ,  $NO_2$ ) и определя-

ет по их интенсивности профили вертикального распределения этих газов. Этот прибор производит также измерение вертикального распределения температуры (по эмиссии молекулы  $CO_2$ ) и давления атмосферы. К настоящему времени аппаратура CRISTA успешно осуществила две миссии. Первая из них выполнена с борта шаттла «Атлантис» с 4 по 12 ноября 1994 г., а вторая — с борта «Дискавери» с 8 по 16 августа 1997 г. В ходе первой миссии широтный охват зоны наблюдений составил около  $58^{\circ}$  от экватора, в ходе второй —  $74^{\circ}$ , а количество измеренных профилей ВРО — 43075 и 31436 соответственно. Почти все профили ВРО, привлекавшиеся для анализа, были обеспечены синхронными отсчетами температуры. Исключение составили примерно 200 профилей, измеренных на станции Payerne, для которых данные о температуре утеряны. Для обоснования эффективности предложенного критерия диагностики начальной фазы ВОАА была изучена степень уникальности провала в профиле отношения смеси озона. (Такие профили далее будем называть двухмодальными /дефектными, или сокращенно Д-профилями). Были проанализированы все профили отношения смеси, измеренные баллонным методом на всех внеантарктических станциях мировой сети, которые провели более 250 пусков с 1963 г. (начало регулярных баллонных измерений озона на мировой сети). Основные обстоятельства наблюдений приведены в таблице. Во избежание ложной диагностики Д-эффекта, обусловленной ошибками измерений, при

Станции баллонных измерений ВРО мировой сети

Номер п/п	Станция (номер)	Широта	Долгота	Число пусков
1	Kagoshima (7)	32	131	665
2	Sapporo (12)	43	141	603
3	Tateno (14)	36	140	903
4	Alert (18)	83	-62	619
5	Edmonton (21)	54	-114	960
6	Resolute (24)	75	-95	869
7	Boulder (67)	40	-105	1198
8	Goose Bay (76)	53	-60	1100
9	Curchill (77)	59	-94	863
10	Hohenpeissenberg (99)	48	11	3591
11	Wallop Island (107)	38	-75	452
12	Hilo (109)	20	-155	760
13	Payerne (156)	46	7	3682
14	Lindenberg (174)	52	14	1246
15	Naha (190)	26	128	434
16	Legionovo (221)	52	21	634
17	Laverton (254)	-38	145	360
18	Sodankyla (262)	67	27	628
Итого				19567

поиске профилей ВРО закладывалось требование, чтобы минимум, образовавшийся в результате Д-эффекта, не превышал по величине 50 % от меньшего из окружающих его максимумов, т.е. чтобы сам эффект составлял не менее 100 %. Из 19567 программно тестированных профилей оказалось всего 8 дефектных. Три из восьми профилей были измерены на станции Alert, остальные на станциях Resolute, Goose Bay, Hohenpeissenberg, Payerne и Laverton. Отметим, что лишь на двух из семи профилей есть температуры, при которых возможно образование полярных стратосферных облаков. Мы не станем обсуждать причины, по которым могли образоваться Д-профили, обнаруженные при баллонном зондировании, прежде всего потому, что по виду большинства этих профилей нельзя исключить возможность аппаратурных сбоев.

Из анализа данных баллонного зондирования с уверенностью можно сделать лишь вывод о том, что дефектность профиля в диапазоне высот баллонного зондирования представляет собой чрезвычайно редкое явление вне зоны действия ВОАА.

#### АНАЛИЗ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ И ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Чтобы изучить вопрос о том, насколько существование Д-профилей привязано по времени к ВОАА, с помощью специально разработанного программного обеспечения были проанализированы все профили ВРО, измеренные в ходе как второй миссии аппаратуры CRISTA (около трех недель до начала ВОАА 1997 г.), так и первой (первые дни после окончания ВОАА 1994 г.) на предмет выявления Д-профилей. Пример Д-профиля (с параллельными данными о ВРТ), измеренного аппаратурой CRISTA, приведен на рис. 2.

Всего таких профилей оказалось 511 (1.2 %) во время первой миссии и 475 (1.5 %) во время второй. Географическое расположение Д-профилей иллюстрирует рис. 3. Видно, что подавляющее большинство профилей во время второй миссии расположены во внутрополярных широтах Южного полушария, а распределение профилей во время первой миссии существенно ближе к равномерному с провалом в южной полярной области и выбросом в северной. Под высотой Д-профиля будем понимать высоту, на которой расположен минимум отношения смеси, разделяющий два максимума (например, на рис. 2 это 29 км). Высотное распределение Д-профилей имеет две интересные особенности. Во-первых, для обеих миссий оно является двухмодовым (рис. 3). Во-вторых, географическое

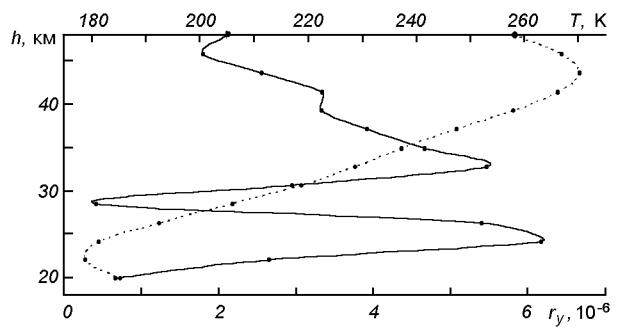


Рис. 2. Профиль отношения смеси с ярко выраженным Д-эффектом (сплошная линия) с данными о температуре (пунктир)

распределение высоты для первой миссии является квазислучайным (рис. 4, а), а для второй миссии оно сильно упорядочено вдоль меридианов (рис. 4, б). В распределении Д-профилей обращает на себя внимание то обстоятельство, что, по-видимому, некоторое количество таких профилей есть всегда, причем их минимумы расположены на высотах, превышающих высоты баллонного зондирования. Эти «заготовки для будущих дыр» в условиях замкнутой циркуляции (в циркумполярном вихре) успешно развиваются за счет нисходящих движений, а при разрушении вихря его обломки — «подвижки» — еще некоторое время содержат Д-профили. Результаты второй миссии убедительно свидетельствуют, что начальная фаза явления ВОАА возникает примерно на месяц раньше, чем это предполагалось, и на гораздо больших высотах, чем оно обычно наблюдалось. Дополнительного изучения, безусловно, заслуживает двухмодность высотного распределения минимумов Д-профилей. Отметим то обстоятельство, что «высокие» Д-профили в основном примыкают к полюсу, находящемуся в области полярной ночи.

Из рис. 3 хорошо видно, что начальная фаза образования ВОАА затрагивает гораздо большую широтную зону, чем его основная фаза. Очевидно, дальнейшее развитие ВОАА может осуществляться только в специфических условиях изолированной воздушной массы циркумполярного вихря. Еще одно важное обстоятельство, связанное с начальной фазой развития ВОАА, состоит в том, что она имеет место и в тех широтных зонах, где в это время наблюдается полярная ночь, т. е. уничтожение озона по сопряженному с фреоновой версией механизму [3] невозможно. Разумеется, априори нельзя отрицать возможности образования Д-профилей вне зоны полярной ночи и их проникнове-

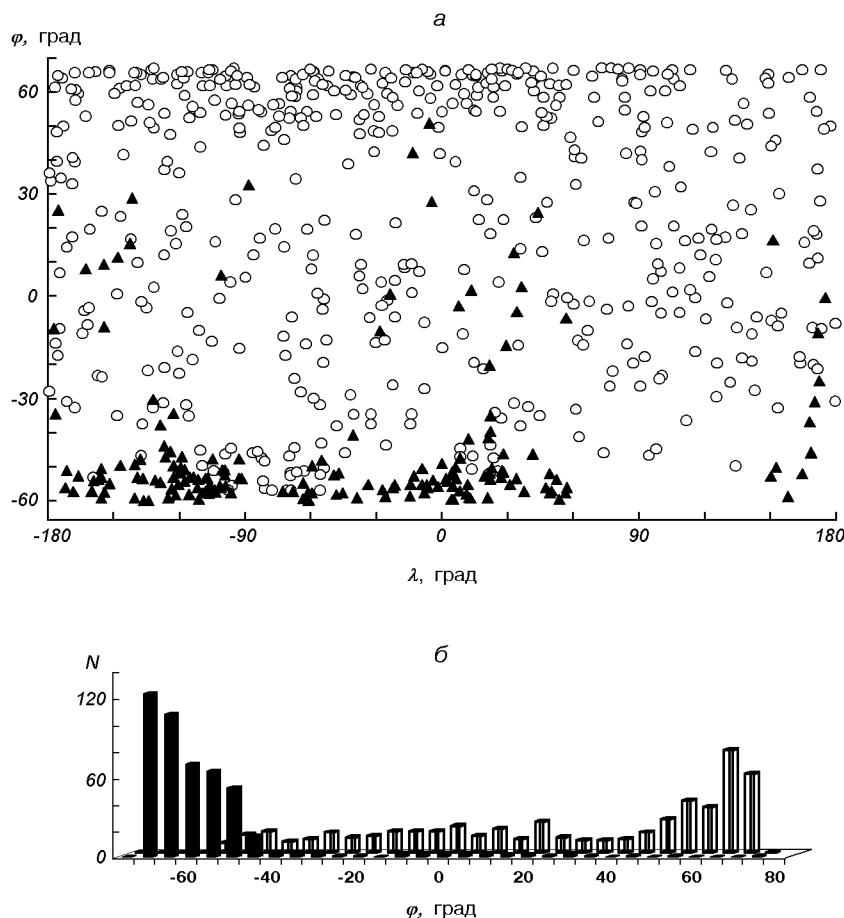


Рис. 3. Географическая привязка Д-профилей (а) и их распределение по широте (б). Светлые значки — первая миссия CRISTA, темные — вторая миссия

ния в эту зону за счет межширотного обмена. Но это означало бы серьезное нарушение изолированности циркумполярного вихря. По результатам первой миссии видно, что когда вихрь разрушен, межширотный обмен активно осуществляется за счет выноса субвихрей в область низких широт и даже за экватор. Впрочем, высокая степень «замороженности», изолированности и доминирования зональных движений гораздо в большей степени присущи южному циркумполярному вихрю, нежели северному. Процесс отделения «субвихрей» от последнего имеет место не только на стадии разрушения, но и на протяжении практически всего времени существования. Возможно, это объясняет (по меньшей мере отчасти) наличие Д-профилей с малой высотой минимума в Северном полушарии (темные области к северу от экватора на рис. 4, а).

## ВЫВОДЫ

Явление весенней антарктической озоновой аномалии начинается по меньшей мере на 2-3 недели раньше, чем обнаруживается по снижению общего содержания озона ниже порогового уровня 220 е. Д., и развивается на высотах, гораздо больших, чем те, где минимум отношения смеси размещается в развитой фазе ВОАА.

Наличие двухмодальных профилей отношения смеси озона, ранее наблюдавшихся только во время ВОАА, практически во всей внтропической области Южного полушария свидетельствует о том, что механизм уничтожения озона во время ВОАА, основанный на вскрытии резервуара хлористого нитразила и высвобождении окисла хлора за счет гетерофазных реакций на поверхности частиц по-

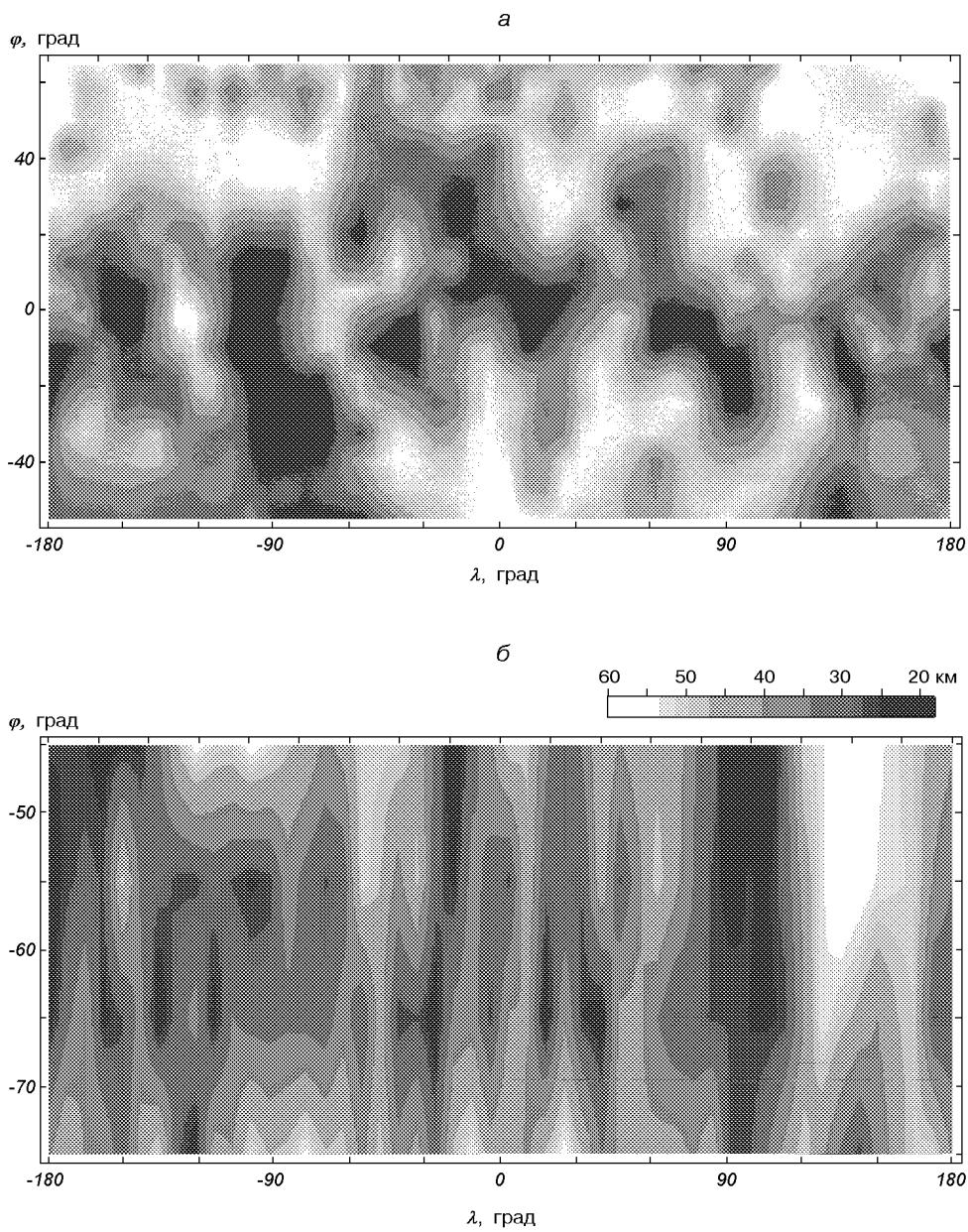


Рис. 4. Географическое распределение высот минимумов Д-профилей: *а* — первая миссия, *б* — вторая миссия

лярных стратосферных облаков (ПСО), явно не подходит для объяснения наблюдаемой ситуации. С одной стороны, сложно предположить наличие ПСО в умеренных широтах южного полушария, а с другой — Д-профили в области полярной ночи не могут быть объяснены с помощью этого механизма, так как он реализуется через фотохимические процессы.

В свете обнаружения Д-профилей ВРО наиболее вероятным представляется объяснение ВОАА, пред-

ложенное в работе [2]. Оно предполагает прямое разрушение молекул озона на частицах ПСО, поверхность которых активируется за счет процессов фотовозгонки в период антарктической весны. В рамках такого объяснения образование Д-профилей может также быть связано с прямым стоком озона на аэрозольные частицы различной природы, причем относительно малое количество Д-профилей в этом случае обусловлено отсутствием или незначительной интенсивностью процессов активации по-

верхности этих частиц. В таком случае Д-профили будут образовываться только за счет флюктуативно высоких концентраций стратосферного аэрозоля. Этот вопрос, как и вопрос о возможных альтернативных механизмах активизации его поверхности (например корпскулярном), безусловно заслуживает дальнейшего изучения.

1. Борисов Ю. А., Звягинцев А. М., Зуев В. В. и др. Тенденции изменений озонового слоя по наблюдениям с помощью спутниковой аппаратуры TOMS и наземной озонометрической сети // Изв. РАН. Исслед. Земли из космоса.—2000.—№ 6.—С. 23—32.
2. Звягинцев А. М., Зуев В. В., Крученецкий Г. М., Скоробогатый Т. В. О вкладе гетерофазных процессов в формирование весенней озоновой аномалии в Антарктиде // Изв. РАН. Исслед. Земли из космоса.—2002.—№ 3.—С. 29—34.
3. Anderson J. G., Brune W. H., Lloyd S. A., et al. Kinetics of O<sub>3</sub> destruction by ClO and BrO within the Antarctic vortex: An analysis based on in situ ER-2 data // J. Geophys. Res.—1989.—94.—P. 11480—11520.
4. Smith A. K., Riese M. Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere (CRISTA) observations of

tracertransport by inertially unstable circulations // J. Geophys. Res.—1999.—104, N D16.—P. 19.171—19.182.

#### SINGULARITIES OF VERTICAL OZONE DISTRIBUTION BEFORE SPRING ANTARCTIC HOLE

L. M. Belokrinitska, I. L. Galkina, G. M. Kruchenitsky

Based on the data from the IR measuring instrument CRISTA which were obtained during its 1994 and 1997 missions, the Features of the vertical distribution of the ozone mixing ratio immediately prior to and upon the cessation of the springtime Antarctic ozone anomaly (SAOA) are analysed. It is shown the formation of marked minima in the vertical distribution of ozone mixing ratio which was observed only during the SAOA period over the territories affected by it begins no less than three weeks prior to the SAOA period at much higher altitudes than during the SAOA and essentially throughout the extratropical territory of the Southern Hemisphere. As the formation of the minima mentioned above affects largely the polar night's area as well, it is clear that their occurrence cannot be accounted for by the theory of freon-based SAOA formation. The minima formation is found to take place within remote altitude ranges and to be closely connected with character of ordered atmospheric motions.

УДК 519.87+681.513

С. А. Смирнов<sup>1</sup>, Д. В. Москвічов<sup>2</sup>, Р. П. Терлецький<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Київ

<sup>2</sup>Фізико-технічний інститут Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», Київ

**Методика  
оптичної  
передатної  
оцінювання  
параметрів  
функції  
атмосфери**

*Надійшла до редакції 04.06.04*

Розроблено методику параметричної ідентифікації оптичної функції передачі модуляції атмосфери, для чого застосовано прямий підхід на основі МНК для розв'язання поставленої задачі. Його особливість пов'язана з вирішеннем нелінійних рівнянь, яке потребує складних комп'ютерних обчислень. Побудовано алгоритм оцінювання параметрів оптичної передатної функції (ОПФ). Визначено невідомі коефіцієнти ОПФ реальної атмосфери. Отримані результати можуть бути використані для попередньої обробки та атмосферної корекції аерокосмічних знімків високого розрізnenня.

**ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ З ВІДНОВЛЕННЯ СИГНАЛІВ**

Для опису процесів поширення випромінювання у земній атмосфері широко використовується поняття лінійної системи. Позначимо через  $s(x)$  закон зміни входної дії, а через  $f(x)$  — функцію на виході системи. Будемо називати  $s(x)$  сигналом, а  $f(x)$  — відгуком.

В лінійних системах співвідношення між змінами фізичних величин зображаються лінійними диференціальними рівняннями. Розглянемо звичайне лінійне диференціальне рівняння порядку  $n$  зі змінними коефіцієнтами:

$$a_0(x) \frac{d^n f(x)}{dx^n} + a_1(x) \frac{d^{n-1} f(x)}{dx^{n-1}} + \dots + a_n(x) f(x) = s(x) \quad (1)$$

і відповідне їому операторне рівняння з диференціальним оператором  $D$

$$Df(x) = s(x), \quad (2)$$

які зв'язують вихідний і входний сигнали деякої лінійної системи [1].

Припустимо спочатку, що граничних умов не має, і існує лише деякий оператор  $H$  такий, що  $DH = I$ , де  $I$  — одиничний оператор. Тоді формально можна записати

$$f(x) = Hs(x). \quad (3)$$

З'ясуємо зміст оператора  $H$ , поклавши, що вхідною дією є одиничний імпульс, який прикладений до деякої точки  $x = \xi$ , тобто сигналом є функція Дірака  $\delta(x - \xi)$ . Тоді вихідний сигнал  $h$ , як відгук системи в точці  $x$  на імпульсний вхідний сигнал в точці  $\xi$ , є функцією двох незалежних змінних  $x$  і  $\xi$  та повинен задовільняти рівняння

$$Dh(x, \xi) = \delta(x - \xi). \quad (4)$$

Якщо існує обернений оператор, то відгук повинен дорівнювати

$$h(x, \xi) = H\delta(x - \xi). \quad (5)$$

Представимо  $s(x)$  у вигляді інтегральної суми зміщених одиничних імпульсів та, враховуючи властивість суперпозиції, що дозволяє переносити оператор під знак суми, з (3) формально отримаємо

$$f(x) = H \left[ \int_{-\infty}^{\infty} s(\xi) \delta(x - \xi) d\xi \right] = \int_{-\infty}^{\infty} s(\xi) H[\delta(x - \xi)] d\xi.$$

Враховуючи рівність (5), знаходимо

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x, \xi) s(\xi) d\xi. \quad (6)$$

Таким чином,  $H$ -інтегральний оператор з ядром  $h(x, \xi)$ .

Інтеграл вигляду (6) звичайно виражає частковий фундаментальний розв'язок рівняння (1). Для отримання загального розв'язку до часткового розв'язку необхідно додати всі розв'язки однорідного рівняння

$$Df(x) = 0. \quad (7)$$

Якщо область значень незалежних змінних обмежена деяким проміжком  $[a, b]$  та задані визначені граничні умови (початкові або крайові), то загальний розв'язок рівняння (1) в припущені про неперервність всіх коефіцієнтів  $a_0(x), a_1(x), \dots, a_n(x)$  та функції  $s(x)$  буде

$$f(x) = \int_a^b h(x, \xi) s(\xi) d\xi + \sum_{i=1}^n c_i f_i(x), \quad (8)$$

де  $f_i(x)$  — лінійно незалежні розв'язки однорідного рівняння (7),  $c_i$  — постійні, що визначаються з граничних умов.

Іноді вдається визначити функцію  $h(x, \xi)$  таким чином, що сума у правій частині виразу (8) стає малою. Тоді частковий розв'язок

$$f(x) = \int_a^b h(x, \xi) s(\xi) d\xi \quad (9)$$

одночасно є і загальним розв'язком рівняння (1).

Розглянутий вище процес визначення відгуку  $f(x)$  за інформацією про входний сигнал  $s(x)$  складає зміст так званої прямої задачі.

Нас цікавить задача відновлення сигналу  $s(x)$  за інформацією про відгук  $f(x)$ , яка в даному розумінні є оберненою задачею [2]. Якби коефіцієнти  $a_0(x), a_1(x), \dots, a_n(x)$  диференціального рівняння системи були апріорно відомі, то розв'язання оберненої задачі — значення сигналу  $s(x)$  — можна було б знайти безпосередньо з рівняння (1). Але в практичній задачі відновлення вся інформація про характеристики системи спостереження звичайно зображається у вигляді вагової функції  $h(x, \xi)$ . В цьому випадку розв'язок оберненої задачі будемо називати основним інтегральним рівнянням оберненої задачі.

#### ВИМОГИ ДО ЧАСТКОВИХ КРИТЕРІЙВ ОЦІНКИ ЯКОСТІ СИСТЕМ

При безпосередньому оцінюванні якості системи, тобто оцінки за одним з часткових критеріїв, система, що досліджується, порівнюється з іншими

системами аналогічного призначення. Це необхідно для того, щоб з набору можливих систем вибрати одну, яка може врахувати конкретні умови експлуатації. Така постановка задачі є актуальною як на етапі проектування, коли відбувається вибір одного з декількох можливих варіантів, так і на етапах випробувань і експлуатації, коли необхідно вирішити, яку з наявних систем рекомендувати до використання.

Бажано, щоб вибраний критерій дозволяв отримати оцінку якості систем у вигляді одного числа. Обґрутований вибір того чи іншого критерію може бути проведений лише з урахуванням конкретного призначення системи та умов її експлуатації [8]. Основним призначенням розглянутих в даній роботі систем є побудова оптичних зображень об'єктів. Під якістю таких систем розуміють їхню властивість відображати у побудованих ними зображеннях з тою чи іншою імовірністю інформацію про геометричні та фотометричні властивості різних об'єктів.

При виборі критерію якості оптичних систем необхідно враховувати наступні фактори: характер сигналу, що попадає на вхід оптичної системи, вид обробки, якій підлягають входні сигнали та вихідне зображення, та ефект, який ми очікуємо отримати з досліджуваної оптичної системи. Критерій оцінки якості оптичної системи представляється в інтегральному вигляді, що дозволяє оцінювати якість системи по сукупності основних її параметрів, забезпечувати можливість встановлення взаємозв'язку між значеннями критерію та інформативністю зображення. Він також забезпечує можливість отримання характеристик якості ланок, побудованих на використанні різних фізичних принципів та застосування для оцінки якості зображення кожної ланки та всієї системи в цілому.

#### КРИТЕРІЇ, ОСНОВАНІ НА ВИКОРИСТАННІ ПОГРАНИЧНОЇ КРИВОЇ

В число характеристик якості зображення входить суб'ективна величина, що називається різкістю, яка характеризує зону переходу на кордоні між світлими і темними частинами зображення. Тому різкість тісно пов'язана з формою пограничної кривої. Але практика показує, що величина зони нерізкості пограничної кривої безпосередньо не корелює із різкістю осі, що сприймається суб'ективно. Тому використати саму пограничну криву для оцінки якості зображення в загальному випадку складно. В зв'язку з цим був запропонований цілий ряд чисельних оцінок, основаних на використанні

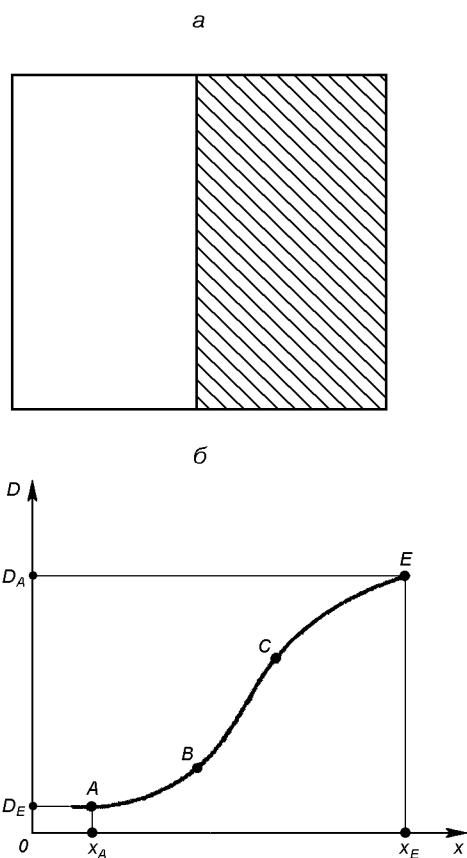


Рис. 1. Зображення півплощини — тест-об'єкта для вимірювання пограничної кривої (а) та графік пограничної кривої (б) ( $\Delta x = x_E - x_A$  — ширина пограничної кривої)

данних, отриманих з пограничної кривої.

Для знаходження самої пограничної кривої отримують зображення об'єкта, край якого є границею розподілення світлого та темного зображень (рис. 1, а), потім за допомогою мікрофотометра визначають зміну оптичної густини  $D$  в пограничній зоні, будують пограничну криву  $D = f(x)$  (рис. 1, б) і аналізують її. Розмах пограничної кривої  $\Delta D$  є мірою контрасту зображення, а її форма, кут нахилу прямолінійної ділянки та повна протяжність зони нерізкості — мірою різкості зображення. Якби система відображення була ідеальною, то між густинами в точках  $D_A$  і  $D_E$  спостерігався би різкий стрібок, але через різні похибки системи крива переходу від світлого зображення до темного має деякий нахил.

На графіку пограничної кривої (рис. 1, б) можна виділити три ділянки: початкова ділянка  $AB$ , прямолінійна  $BC$  та кінцева ділянка  $CE$ . Точки  $A$  та  $E$  вибираються в такому місці граничної кривої, де зміна оптичної густини складає 0.005 на 1 мкм.

Оскільки реакція зору, згідно з законом Вебера—Венхера [3], пропорційна логарифму освітленості, різкість зображення слідує оцінювати в значеннях градієнта густини  $dD/dx$  пограничної кривої. Реальні пограничні криві мають на різних ділянках різні градієнти густини.

Як міра різкості використовуються такі величини [7]: максимальний градієнт густини

$$G_{\max} = \left( \frac{dD}{dx} \right)_{\max} \quad (10)$$

та середнє квадратичне значення градієнтів граничної кривої:

$$A = \sqrt{G_x^2} = \sqrt{\frac{1}{x_E - x_A} \int_A^E \left( \frac{dD}{dx} \right)^2 dx}, \quad (11)$$

де  $x_A$  та  $x_E$  — точки початку і кінця згину пограничної кривої;  $\Delta G_{\max}$  — числове значення різкості за значеннями максимального градієнта густини.

Оцінка оптичних систем за пограничною кривою має такі особливості [5]:

- вона є об'єктивною, тобто не залежить від суб'єктивних особливостей спостерігача, а тому точніша при наявності відповідної апаратури та ретельному виконанні випробувань;
- оцінка якості оптичної системи може бути виконана без спеціальної міри, що істотно розширяє можливості використання методу в умовах реальної експлуатації.

Ще однією характеристикою якості оптичної системи є функція передачі модуляції (ФПМ). При використанні кривої ФПМ для оцінки оптичної системи можна отримати максимум інформації про передатні властивості цієї системи чи окремої її ланки та проводити вибір ланок та систем, виходячи з конкретних специфічних вимог. Зокрема, ФПМ є незамінним параметром для синтезу систем за окремими ланками [6].

Аналогічно до ФПМ характеристикою якості системи є оптична передатна функція (ОПФ) та частотно-контрастна функція (ЧКХ — нормована ОПФ). ОПФ описує процес передачі сигналу в просторово-частотній області і зв'язана з ФПМ через перетворення Фур'є.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ПАРАМЕТРИЧНОЇ ІДЕНТИФІКАЦІЇ ЧАСТОТНО-КОНTRASTНОЇ ФУНКЦІЇ

В роботі [6] досліджувалось поширення оптичного випромінювання в земній атмосфері, розглянуто основні типи механізмів трансформації оптичних

сигналів, пов'язаних із молекулярним, аерозольним та турбулентним розсіянням світла, та побудовано модель атмосфери. Для цієї моделі була побудована ОПФ з деякими невідомими параметрами, які на момент зйомки є невідомими і повинні визначатись додатково. Значення цих параметрів залежать від певних фізичних властивостей, що накладаються на передатну функцію. Тому визначення цих параметрів можливе лише для конкретного випадку.

В даній роботі демонструється можливість ідентифікації ОПФ шляхом оцінювання невизначених параметрів. Для цього необхідно розробити методику, яка була б найбільш пристосованою для задач такого типу.

Крім того, розроблений алгоритм має давати фізично коректний результат, тобто значення оцінених параметрів для конкретної задачі ідентифікації мають лежати в інтервалі установлених значень.

Для викладення методики розглянемо пограничну криву для деякого космічного знімка, що був отриманий при зйомці через атмосферу з частотно-контрастною характеристикою

$$H_1(\nu) = e^{-2000 \cdot \sigma} \left[ \frac{\nu \cdot 2000}{a} + \sqrt{1 + \left( \frac{\nu \cdot 2000}{a} \right)^2} \right]^{\sigma a / \nu}. \quad (12)$$

Сканер високого розрізnenня, що знаходиться на борту космічного апарату, сканує підстилачу поверхню перпендикулярно до руху апарату, формує і передає на Землю дані порядково. Тому є сенс обробляти космічний знімок також порядково. Будова сканера така, що зареєстрована інформація є дискретною, тобто в певному пікселі ми отримуємо деяке усереднене значення інтенсивності освітленості фрагменту поверхні [4]. Спотворення сигналу, які при цьому виникають, тут розглядатися не будуть. Погранична крива повинна будуватись за цими дискретними значеннями і відображати перехід освітленості на границі двох об'єктів у зображені.

На рис. 2 зображено деяку реалізацію пограничної кривої (крива 1).

Для аналітичної роботи з дискретною пограничною кривою нам необхідно апроксимувати її відомою функцією. Так, експериментально було підібрано таку трипараметричну сім'ю функцій:

$$f(x) = \frac{B - A}{\pi} \left[ \operatorname{arctg}(C \cdot x) + \frac{\pi}{2} \right] + A. \quad (13)$$

Параметри функції  $A, B, C$  визначають положення та вигляд пограничної кривої. Якби система відображення була ідеальною, то ми отримали б

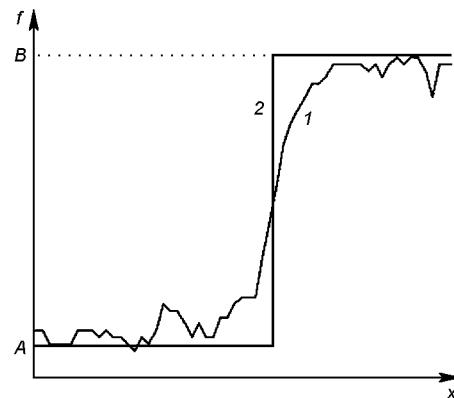


Рис. 2. Деяка реальна (1) та ідеальна (2) пограничні криві

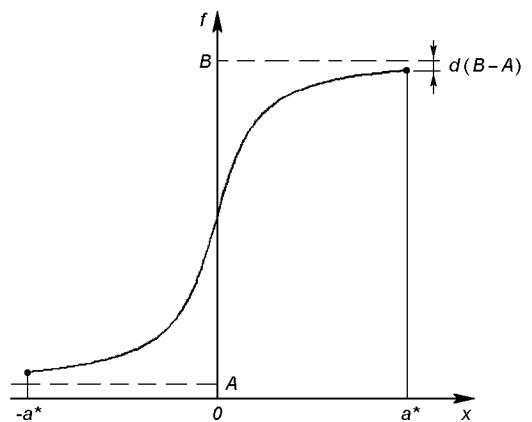


Рис. 3. Обмеження пограничної кривої

для цього ж знімка як пограничну криву так звану сходинку (рис. 3):

$$f(x) = \begin{cases} A, & x \leq 0, \\ B, & x \geq 0, \end{cases} \quad (14)$$

де  $A$  і  $B$  — значення оптичних густин на заданих проміжках. Тут між точками  $A$  і  $B$ , що виступають модельними значеннями оптичних густин, спостерігається різкий стрибок.

Отримана погранична крива знаходитьться в просторовій області, а контрастно-частотна характеристика (12) — в області просторових частот. Перехід від просторових до просторово-частотних змінних можна зробити, застосувавши до функції (13) перетворення Фур'є. Основна проблема цієї процедури — та, що отримані інтеграли не можливо порахувати аналітично.

Для розв'язання даної задачі необхідно зробити перехід від перетворення Фур'є до рядів Фур'є, та розглядати пограничну криву у певній обмеженій області.

Обмежимо цю область точками  $A$  і  $B$ , у яких погранична крива відхиляється від асимптот на деяку малу величину  $d(B - A)$  (рис. 3):

$$B - f(a^*) = d(B - A). \quad (15)$$

В даному випадку ширина області  $2a^*$  визна-  
чається з виразів (13) і (15):

$$a^* = \frac{1}{C} \operatorname{tg} \left[ \pi \left( \frac{1}{2} - d \right) \right]. \quad (16)$$

Після знаходження меж пограничної кривої мож-  
на записати функцію сходинки:

$$f(x) = \begin{cases} A, & -a^* \leq x \leq 0, \\ B, & 0 \leq x \leq 0. \end{cases} \quad (17)$$

При такій постановці задачі перехід від перетво-  
рення Фур'є до рядів Фур'є буде цілком законним.

### РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ

Розкладемо в ряди Фур'є вхідний сигнал (17):

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left( a_n \cos \frac{n\pi x}{a^*} + b_n \sin \frac{n\pi x}{a^*} \right), \quad (18)$$

де

$$a_n = \frac{1}{a^*} \int_{-a^*}^{a^*} f(x) \cos \frac{n\pi x}{a^*} dx, \quad (19)$$

$$b_n = \frac{1}{a^*} \int_{-a^*}^{a^*} f(x) \sin \frac{n\pi x}{a^*} dx, \quad (20)$$

Остаточно розклад функції (17) матиме вигляд

$$f(x) = \frac{A+B}{2} + \frac{2(B-A)}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{\sin \frac{(2n+1)\pi x}{a^*}}{2n+1} \right] \quad (21)$$

Сім'єю просторових частот у даному випадку є

$$\nu = (2n+1) \frac{\pi}{a^*}, \quad n \geq 0, \quad (22)$$

а коефіцієнти Фур'є функції (17) будуть такими:

$$f(\nu) = \begin{cases} \frac{2(B-A)}{\nu a^*}, & \nu = (2n+1) \frac{\pi}{a^*}, n > 0, \\ \frac{A+B}{2}, & \nu = 0, \end{cases} \quad (23)$$

Ряд Фур'є для функції (13) будемо обчислювати за такою ж самою схемою. В результаті отримаємо вираз

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( b_n \sin \frac{n\pi x}{a^*} \right), \quad (24)$$

де

$$b_n = \frac{1}{a^*} \int_{-a^*}^{a^*} \left[ \frac{B-a}{\pi} \left( \operatorname{arctg}(C \cdot x) + \frac{\pi}{2} \right) + A \right] \sin \frac{n\pi x}{a^*} dx. \quad (25)$$

Для частот (22) отримуємо відповідні амплітуди:

$$\begin{aligned} b_{2n+1} &= \frac{1}{a^*} \frac{B-A}{\pi} \int_{-a^*}^{a^*} \operatorname{arctg}(C \cdot x) \sin \frac{\pi(2n+1)x}{a^*} dx = \\ &= \frac{1}{a^*} \frac{B-A}{\pi} h_{2n+1}. \end{aligned} \quad (26)$$

### ОЦІНЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ

Спочатку визначимо співвідношення між функцією входу та виходу. З формули (6) випливає така рівність:

$$f_{\text{вх}}(\nu) H(a, \sigma, \nu) = f_{\text{вих}}(\nu), \quad (27)$$

де  $f_{\text{вх}}(\nu)$  — функція сходинки, а  $f_{\text{вих}}(\nu)$  — погранична функція зображення на виході передавальної системи, обидві функції визначені у просторово-частотній області. Частотно-контрастна характеристика атмосфери  $H(a, \sigma, \nu)$  визначена формулою (12).

Проялюструємо описаний метод проведення оцінення параметрів функції  $H(a, \sigma, \nu)$  на конкретному прикладі. Для цього розглянемо частину космічного знімка, отриманого за допомогою оптичного сканера високого розрізnenня МСУ-Е супутника «Метеор-3М».

Далі проведемо поетапний опис процедури.

1. Вибираємо частину зображення (рис. 4, a).
2. Відцифруємо зображення та приводимо до вигляду «відтінки сірого».
3. Вибираємо довільний рядок зсередини (наприклад 20-й) — далі він буде моделювати пограничну криву.
4. Визначаємо положення границі між середовищами. Для цього знаходимо максимальний перепад інтенсивності освітлення.
5. Знаходимо реальні значення параметрів апроксимаційної для пограничної кривої функції

$$A + \frac{B-A}{\pi} \left[ -\operatorname{arctg}(C \cdot x) + \frac{\pi}{2} \right]$$

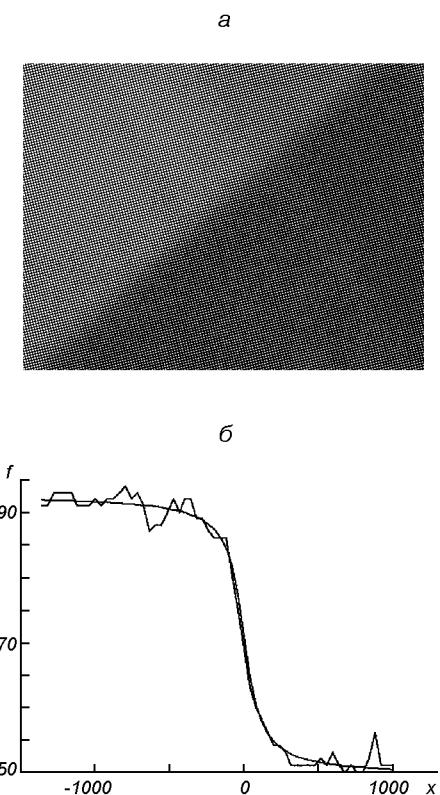


Рис. 4. Частина космічного знімка (а) та апроксимована погранична крива (б)

(знак мінус перед арктангенсом взято через те, що чорніша сторона знаходиться справа).

Вектор значень  $X$  формується так, що на границі середовищ він рівен нулю. Крок дискретизації вибрано 40 м (роздільна здатність камери).

6. Апроксимована погранична крива приведена на рис. 4, б. Її параметри:  $A = 49.246$ ,  $B = 92.689$  та  $C = 0.012178$ .

7. Визначаємо ефективні граници пограничної кривої  $a^*$  (формула (16)). Було вибрано  $d = 0.02$ , тоді  $a^* = 1305$ .

8. Підставляючи у формулу (27) вирази (23) та (26), отримуємо

$$-\frac{2(A-B)}{\pi(2n+1)} H(a, \sigma, \nu) = -\frac{B-A}{s^* \pi} h_{2n+1},$$

або

$$\frac{2a^*}{2n+1} H(a, \sigma, \nu) = h_{2n+1}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

За допомогою цього виразу будемо проводити ідентифікацію параметрів ОПФ.

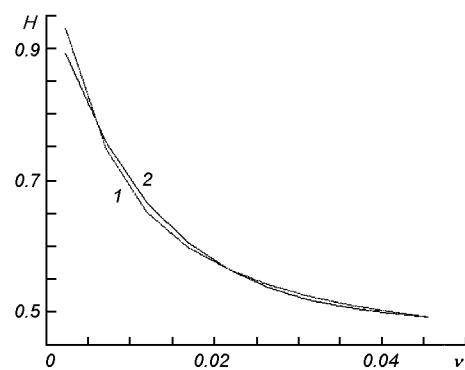


Рис. 5. Результати оцінювання: 1 — передатна функція з визначеними параметрами, 2 — відношення вихідної функції до вхідної

9. Обчислюємо величину  $h_{2n+1}$ .

10. Використовуємо функцію MatLab *nlinfit.m*, яка на основі МНК оцінює невідомі параметри передатної функції. Для досліджень взято 10 гармонік. Початкові значення параметрів  $\sigma = 0.0002$ ,  $a = 3$ .

Отримані результати зображені на рис. 5. Тут лінія 2 — це відношення вихідної функції до вхідної, а 1 — передатна функція з визначеними параметрами  $\sigma = 0.00046$ ,  $a = 6.2477$ .

Отже, за допомогою розробленого методу ідентифікації вдалось оцінити значення коефіцієнтів, що входять у частотно-контрастну характеристику атмосфери, яка визначається формулою (12).

Підсумуємо схему алгоритму ідентифікації параметрів частотно-контрастної характеристики атмосфери  $H(a, \sigma, \nu)$ .

1. Підбираються найкращі параметри функції (13) для пограничної кривої.

2. За розташуванням та виглядом пограничної кривої визначаються коефіцієнти  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , що входять в функцію (13).

3. Встановлюється значення параметра  $d$ , що визначає відхилення значення пограничної кривої від її асимптотики. За значеннями параметрів  $A$ ,  $B$ ,  $C$  та  $d$ , визначаємо ефективну довжину пограничної кривої за формулою (16).

4. Будеться сходинка, яка є пограничною кривою для ідеальної передавальної системи. Будеться функція, що описує сходинку (17).

5. Функції (13) та (17) переводяться у просторово-частотну область — обчислюються коефіцієнти їхніх рядів Фур'є.

6. З фізичних властивостей та загального вигляду частотно-контрастної характеристики атмосфери  $H(a, \sigma, \nu)$  (12) оцінюються початкові значення параметрів  $a$ ,  $\sigma$ .

7. За значеннями коефіцієнтів рядів Фур'є функцій (13) та (17) для виразу (17), застосовуючи функцію *nlinfit.m* із Statistics Toolbox математичної системи MatLab, оцінюються параметри  $a$ ,  $\sigma$ .

## **ВИСНОВКИ ТА ПЕРСПЕКТИВИ**

В даній роботі запропоновано методику оцінювання невідомих коефіцієнтів передатної функції. Ці параметри характеризують стан атмосфери і швидко змінюються, тому вони можуть бути визначені лише для конкретного знімка. Розроблену методику перевірено на практиці для частини реального космічного знімка з однією пограничною кривою та реалізовано за допомогою програми MatLab.

В подальшому, використовуючи цю методику, планується проводити атмосферну корекцію космічних знімків високого розрізнення. Для цього потрібно розбити знімок на окремі ділянки, однорідні за якістю зображення, визначити положення границь розділу на них, отримати відповідні пограничні криві, виконати процедуру ідентифікації оптичної передатної функції та провести корекцію (наприклад, по методу інверсної фільтрації), при необхідності на кожній ділянці окремо.

## ДОДАТОК

## Текст програми:

## Функція myfum.m

```
function Y=myfun(p,x)
Y=p(1)+(p(2)-p(1))/pi*(-atan(p(3)*x)+pi/2);
```

## Функція `ident.m`

```

function H=ident(Par,nu)
z=(2000/Par(2))*nu;
H=exp(-2000*Par(1)).*(z+(1+z.^2).^(0.5)).^(Par
(1)*Par(2)*(1./nu));

```

## Функція fint.m

```

function Y=fint(x,p,a,hh)
global p;
global a;
global hh;
Y=atan(p(3)*x).*sin((2*hh-1)*pi*x/a);

```

1. Василенко Г. И. Теория восстановления сигналов. — М.: Сов. радио, 1979.—312 с.
  2. Василенко Г. И., Тараторин А. М. Восстановление изображений. — М.: Радио и связь, 1986.—304 с.
  3. Кононов В. И., Федоровский А. Д., Дубинский Г. П. Оптические системы построения изображений. — Киев: Техника, 1981.—134 с.

4. Прэtt У. Цифровая обработка изображений: Пер. с англ. — М.: Мир, 1982.—Т. 2.—306 с.
5. Пытев Ю. П. Задача улучшения качества изображений // Докл. АН СССР.—1979.—245, № 1.—С. 42—46.
6. Смирнов С. А., Терлецький Р. П. Математична модель оптических передатних характеристик земної атмосфери // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 4.—С. 64—72.
7. Шадэ О. Новая система определения и измерения четкости изображения // Оценка качества оптического изображения. — М.: Геодезиздат, 1959.—С. 243—274.
8. Шейк Р. В. Предлагаемый подход к оценке качества изображения // Оценка качества оптического изображения. — М.: Геодезиздат, 1959.—С. 291—303.

**A METHOD FOR PARAMETERIZATION  
OF THE ATMOSPHERE OPTICAL TRANSFER FUNCTION**

**S. A. Smirnov, D. V. Moskvichev, R. P. Terletsky**

A method of parametrical identification of optical modulation transfer function is developed with the use of the direct way on the basis of the method of least squares (LSM). The LSM's feature is concerned with solving nonlinear equations, which requires difficult computations. Parameters estimation algorithm of optical transfer function (OTF) is developed and unknown coefficients of the real atmosphere OTF are determined. Our results can be applied to the preprocessing and atmospheric correction of high-quality aerospace images.

УДК 66.017:543.2:532.6

Ю. В. Найдич, И. И. Габ, В. А. Евдокимов,  
Д. И. Куркова, Т. В. Стецюк, Н. Ф. Григоренко,  
Е. П. Черниговцев, В. С. Журавлев, В. П. Красовский

Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, Київ

Форма поверхности жидкости  
и капиллярные явления при пониженні сили  
тяжести или в невесомости применительно  
к проблемам космического материаловедения  
(технологии порошковой металлургии:  
пропитка, жидкофазное спекание; сварка, пайка)

*Надійшла до редакції 03.02.04*

Вивчено капілярні явища, форми поверхонь та менісків рідин, процесів змочування при зниженному та нульовому значенні прискорення вільного падіння тяжіння (невагомість). Теоретично — на основі комп'ютерного інтегрування класичних рівнянь капілярності за створеними програмами та вар'іюя значення прискорення  $g$ , та експериментально, моделюючи невагомість на Землі (застосовуючи малі об'єми — краплі рідини з пониженою гравітацією дією — або створюючи міжфазні граници між рідинами рівної густини, що не змішуються між собою), знайдені форми поверхні рідких фаз (для розплавлених металів) в найбільш характерних системах: крапля на поверхні твердого тіла, меніск рідини в циліндричному каналі. Проведені експерименти відносно дискутуемої сьогодні залежності крайового кута від сили тяжіння (показана незмінність крайового кута від величини та напрямку дії гравітаційного вектору). Спеціально вимірюні також крайові кути в модельних системах при гравітаційному нульовому тиску, що має принципове значення для теорії капілярності. Результати використані в технології паяння матеріалів, порошковій металургії, при виготовленні пористих капілярних структур теплових труб, маочі на увазі реалізацію цих технологій в умовах космічного простору (мікрогравітації).

Поверхностные и капиллярные явления играют ключевую роль при пайке материалов и в ряде процессов порошковой металлургии как технологии дисперсных систем. При получении паяных соединений кварцевого стекла и металла (иллюминаторы космических кораблей) для уменьшения напряжений в соединениях, снижающих необходимые высокие оптические свойства прозрачного элемента, применяются широкие, не капиллярные в земных условиях, зазоры — 3—10 мм и более. При толщине стекла от 10 до 50 мм возникают трудности удержания припоя в таком зазоре: припой вытекает

из зазора под действием гидростатического давления. В условиях невесомости эти трудности автоматически устраняются.

Высота поднятия жидкости в цилиндрической трубе (или плоском зазоре) определяется известной формулой:

$$H = \frac{2\sigma \cos \theta}{rg\rho}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкости,  $\theta$  — краевой угол смачивания,  $r$  — радиус трубы,  $\rho$  — плотность жидкости,  $g$  — ускорение свободного падения.

Расчеты для жидких металлов показывают, что при хорошем смачивании в плоском зазоре значительного сечения (3–5 мм) высота поднятия расплава при нормальной гравитации составляет всего 2–3 мм. В условиях невесомости высота подъема жидкости становится бесконечной (разумеется, при хорошем смачивании жидкостью стенок трубы) и определяется только количеством жидкой фазы, а пропитка пористого каркаса, например жидким металлом, осуществляется на неограниченную высоту (длину) изделия при любом размере частиц твердой фазы. Кинетические зависимости пропитки для двух крайних случаев схематически представлены на рис. 1. Кривые 1 ( $g = 9.81 \text{ м/с}^2$ ) и 2 ( $g = 0$ ) при небольших  $H$  близки, поэтому, если технология пропитки осуществляется для производства небольших изделий, то влияние силы тяжести невелико. Однако в ряде случаев, когда длина изделия, например тепловой трубы, составляет порядка метра, гравитационные эффекты могут быть существенными. Форма сечения сварного шва, выполненного в космических условиях (микрогравитация), будет отличаться от формы валика расплава, полученного при земной силе тяжести.

Таким образом, изучение капиллярного поведения жидкостей (форма поверхностей и менисков,

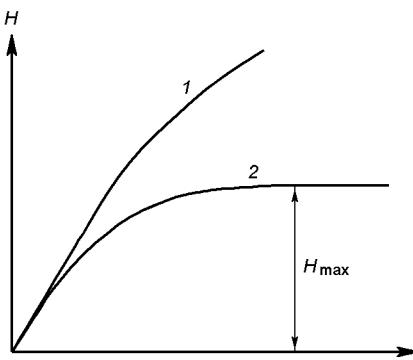


Рис. 1. Кинетика пропитки снизу: высота фронта жидкости, поднимающейся по пористому телу, в зависимости от времени — 1 — сила тяжести отсутствует, 2 — при действии силы тяжести

капиллярные процессы) в условиях изменяющейся гравитации или при ее отсутствии представляется весьма важным элементом космических технологий. Разумеется, наиболее полное изучение этих явлений возможно только в условиях космических полетов или на Луне, либо в сложных специальных экспериментах, где невесомость создается в течение короткого периода времени (падающая капсула или специальная траектория полета самолета). Тем не менее, ряд важных результатов может быть полу-

чен как путем теоретического анализа уравнений, описывающих форму жидкой поверхности, так и в специально поставленных наземных экспериментах. В таких экспериментах условия невесомости могут моделироваться двумя путями.

1. Путем применения малых объемов жидкости, когда вектор силы тяжести  $\rho gh$  мал, а кривизна поверхности значительна, лапласово давление велико (число Бонда, равное отношению силы тяжести к капиллярным силам, мало); здесь  $h$  — высота столба жидкости в трубе или высота капли жидкости, расположенной на твердой поверхности;

2. Путем помещения жидкости в среду (также жидкую, но не смешивающуюся с первой) с равной плотностью.

В настоящей работе рассмотрены теоретические подходы и методы моделирования невесомости для определения капиллярных свойств систем жидкость — твердая поверхность и некоторые результаты теоретических исследований и модельных экспериментов, которые могут быть использованы в технологиях пайки и сварки материалов и порошковой металлургии.

Термодинамика и устойчивость капиллярных систем изложена в работах Эверета и Хейнса [3, 5, 7] и Педдея [8]. В частности, Хейнс предлагает в качестве основного комплексного параметра использовать величину «эффективной площади»:  $S_{\phi} = S_{жг} - S_{жт}\cos\theta$ , где  $S_{жг}$  и  $S_{жт}$  — площади контакта жидкости с газовой и твердой фазой соответственно;  $\theta$  — краевой угол смачивания. Устойчивость системы определяется знаком вторых производных от этой величины по некоторым параметрам. Следует отметить, что величина  $S_{жг} - S_{жт}\cos\theta$  автоматически входит в формулы при расчете свободной энергии капиллярной системы, однако такой подход (вычисление эффективной площади) и использование его в теории распространения в литературе не получили.

Характеризуя данные исследований капиллярных явлений при  $g \rightarrow 0$ , можно отметить, что вопросам степени смачиваемости жидкостью твердой фазы уделялось недостаточно внимания.

В большинстве случаев краевой угол полагается равным нулю (стенки топливного контейнера ракеты, например, действительно полностью смачиваются жидким водородом и кислородом). В то же время во многих системах краевой угол может быть большим. Исследования смачивания, формы поверхности и менисков в расплавленных металлах при высоких температурах практически не проводились.

Отметим наконец, что тематика нашей работы относится к статике капиллярных явлений при

$g \sim 0$ . Вопросы динамики жидкостей здесь не затрагиваются.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Форма поверхности жидкости описывается уравнением Лапласа—Эйлера, которое для капли жидкости, покоящейся на твердой поверхности, может быть записано в виде:

$$\sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{2\sigma}{R} + gz(\rho_1 - \rho_2), \quad (2)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — главные радиусы кривизны в данной точке поверхности,  $R$  — радиус кривизны при вершине капли (или мениска),  $z$  — вертикальная координата точки,  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкости,  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотность жидкости и окружающего газа соответственно ( $\rho_2$  можно считать близким к нулю) (рис. 2).

Величины кривизны выражаются через первые и вторые производные функции  $z$ :

$$R_1 = \frac{(1 + z'^2)^{3/2}}{z''}, \quad (3)$$

$$R_2 = \frac{x(1 + z'^2)^{1/2}}{z'}, \quad (4)$$

(рассматривается оссиметрическая задача; ось проходит через вершину капли).

Таким образом, уравнение (2) является дифференциальным уравнением в частных производных второго порядка и не интегрируется в элементарных функциях. Мы использовали компьютерное интегрирование уравнения (2). Использовался метод Башфорта [4], а расчеты осуществлялись с помощью алгоритма, который входит в программное обеспечение. По значению координат  $x$ ,  $z$ ,  $\varphi$  точек поверхности капли вычисляется коэффициент  $\beta$  формы капли по заранее найденным коэффи-

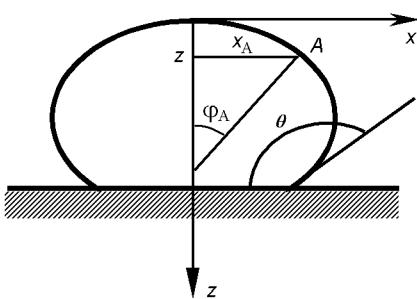


Рис. 2. Капля жидкости на твердой поверхности

циентам полинома:  $\beta = \sum a_i(x/z)^i$  (ошибка определения  $\beta$  меньше  $5 \cdot 10^{-3}\%$ ). Затем с использованием угла  $\varphi$  как независимой переменной по методу Рунге—Кутта—Фельдберга четвертого порядка с автоматическим изменением шага (модифицированный вариант программы [1]) интегрируется указанное уравнение. Оно связывает координаты  $x$ ,  $z$ ,  $\varphi$  с поверхностным натяжением  $\sigma$  жидкости на границе со средой, плотностью  $\rho$  жидкости и ускорением свободного падения  $g$ . То есть, измерив координаты точки на поверхности жидкости, можно определить капиллярную постоянную  $a^2 = \sigma/\rho g$  и поверхностное натяжение жидкости. Но можно решить и обратную задачу: по заданному поверхностному натяжению, плотности и величине ускорения земного тяготения построить координаты точек поверхности капли. Именно эта последняя задача и решалась в данной работе. Величина  $g$  рассматривалась как переменный параметр. Варьируя его, можно определить форму поверхности жидкости и капель для каждого значения ускорения силы тяжести.

С помощью указанных приемов были построены контуры капель жидких металлов при  $g = 9.81 \text{ м/с}^2$  и для разных значений объема  $V$ , а также капель одинакового объема для разных  $g$ . Построены контуры капель разных металлов и воды для разной

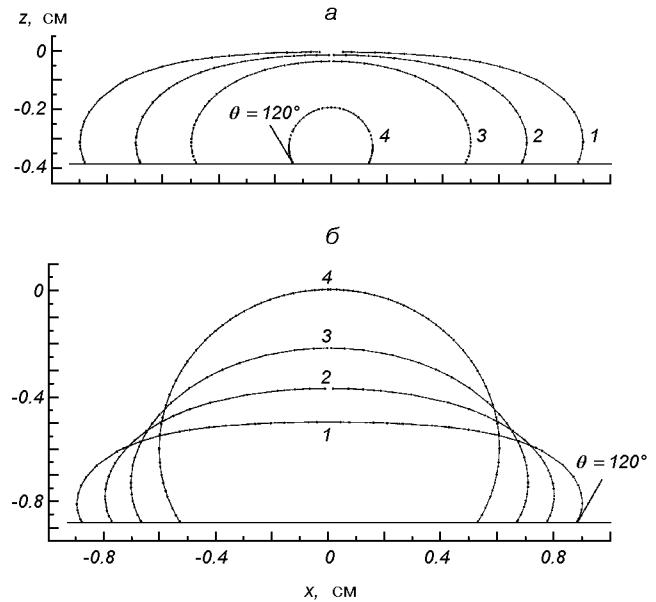


Рис. 3. Рассчитанные формы капель расплавленного свинца ( $\sigma = 447 \text{ мДж/м}^2$ ,  $\rho = 10.69 \text{ г/см}^3$ ,  $\sigma/\rho = 41.81$ ), опирающегося на твердую поверхность: *а* — для капель 1—4 различного объема  $V = 0.76, 0.43, 0.20, 0.0099 \text{ см}^3$  соответственно при  $g = 981 \text{ см/с}^2$ ; *б* — для одной капли  $V = 0.76 \text{ см}^3$  при разных значениях ускорения  $g = 980, 490, 196, 9.8 \text{ см/с}^2$  (случаи 1—4)

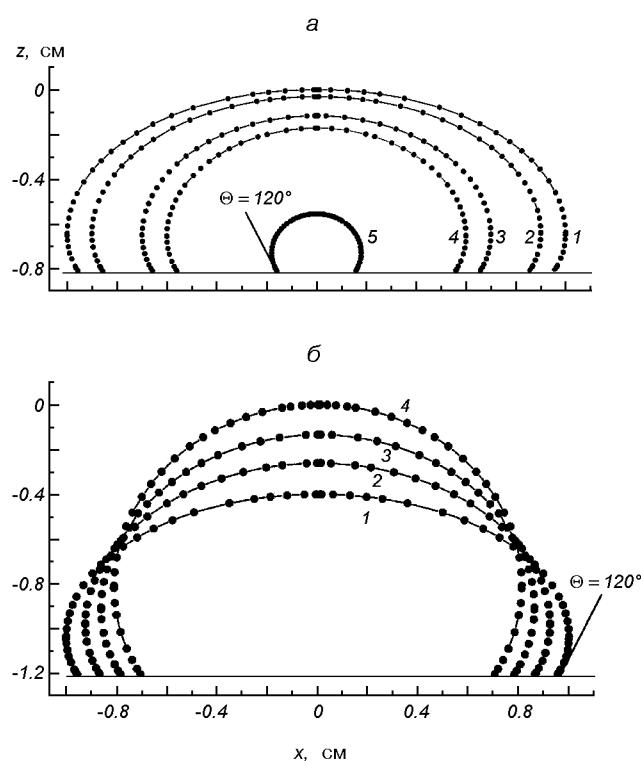


Рис. 4. Рассчитанные формы капель расплавленного железа ( $\sigma = 1856 \text{ мДж/м}^2$ ,  $\rho = 7.05 \text{ г/см}^3$ ,  $\sigma/\rho = 263.26$ ), опирающегося на твердую поверхность: *а* — для капель 1—5 разного объема  $V = 1.87, 1.45, 0.78, 0.53, 0.02 \text{ см}^3$  соответственно при  $g = 981 \text{ см}/\text{с}^2$ , *б* — для одной капли  $V = 1.87 \text{ см}^3$  при разных значениях ускорения свободного падения  $g = 981$  (1г), 490 (0.5г), 196 (0.2г), 9.81 см/с<sup>2</sup> (0.01г) (случаи 1—4)

степени смачивания твердой поверхности. Результаты для свинца и железа представлены на рис. 3, 4.

Форма капли (для  $\theta > 90^\circ$ ) может быть охарактеризована параметром сферичности — отношением  $x/z$ , где  $x$  — половина экваториального диаметра капли,  $z$  — расстояние от экватора до вершины. При малом значении  $g$  или малом объеме капли имеют форму, близкую к сфере. При  $g = 0$  образуется идеальная сфера. Экспериментально ситуацию для газовой окружающей среды можно наблюдать лишь в условиях космического полета. Эксперимент для капли с малым объемом можно провести на земле, изменяя объем капли. Малые капли с  $x/z \approx 1$  эквивалентны каплям с малым  $g$  (при том же значении  $x/z$ ). Таким образом, возникает возможность моделирования в земных условиях разного гравитационного воздействия на жидкость.

Аналогично были рассчитаны формы менисков жидкости в цилиндрической трубе для разной сте-

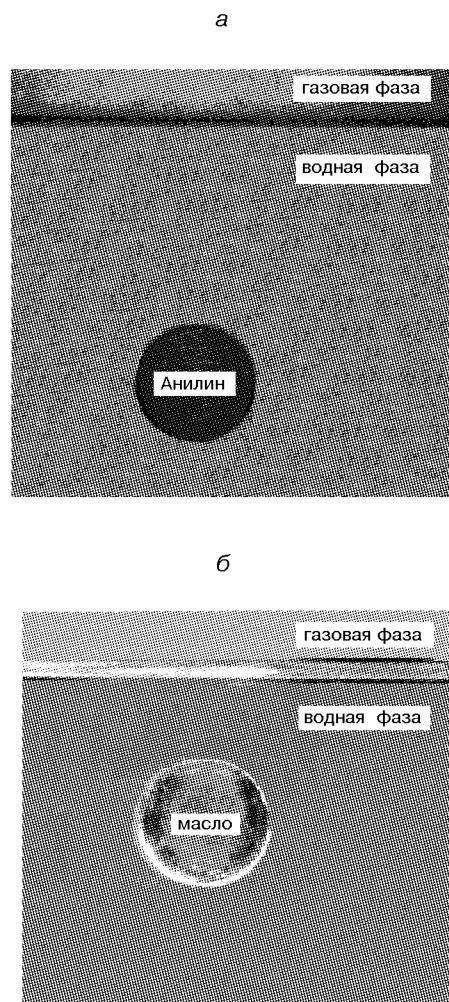


Рис. 5. Капли анилина (*а*) и масла (*б*), взвешенные в водной среде той же плотности

пени смачивания. Был предложен упрощенный, но столь же точный, метод расчета формы мениска для случая малых  $g$  и его расположения по сравнению с мениском для  $g = 9.81 \text{ м}/\text{с}^2$ . Для случая  $g = 0$  форма мениска является сферической для любого диаметра трубы.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Были проведены опыты типа Плато, но для систем с участием твердой фазы, смачиваемость которой была различной (в зависимости от свойств твердой фазы).

Первоначальные опыты (их можно рассматривать как калибровочные) были проведены для двухфаз-

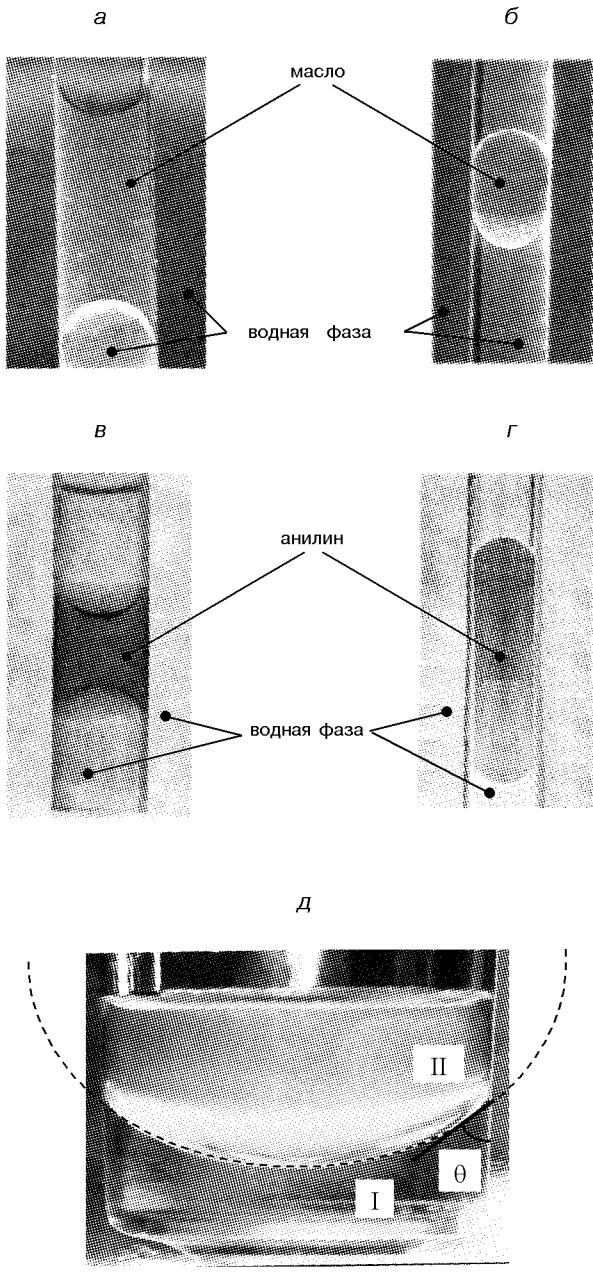


Рис. 6. Формы менисков жидкости в условиях невесомости в цилиндрической трубе диаметром 20 мм (использованы прозрачные материалы — стекло и органическое стекло): а, в — случай высокой смачиваемости основной жидкостью стенок трубы органического материала ( $\theta \approx 0^\circ$ ); б, г — несмачивание основной жидкостью стенок стеклянной трубы ( $\theta = 120^\circ$ ); д — формы менисков на границе масла — водная среда в стеклянном сосуде I и масло — воздух в сосуде II

ных систем — двух жидкостей равной плотности: масло — смесь воды со спиртом и анилина — раствор NaCl в воде.

Получены строго сферические капли ( $\varnothing$  2–3 см) масла и анилина в водной среде, не движущиеся по вертикали, что подтверждает равенство плотностей обеих жидких фаз. Капли фотографировались на специально созданной установке, используя прозрачность жидких сред (рис. 5). Затем были проведены опыты по определению формы менисков анилина и масла в водной среде в трубах разных диаметров: 13–40 мм (рис. 6). При равенстве плотностей обеих жидких фаз мениск имеет точно сферическую форму для разных краевых углов смачивания. Координаты трехфазной линии контакта совпадают с вычисленными теоретически (рис. 7).

Для расчета капиллярных систем (расплав металлов в паяном зазоре, жидккая фаза в пористом каркасе) кроме поверхностного натяжения жидкости необходимо знать краевой угол смачивания жидкостью поверхности твердого тела, определяемый уравнением Юнга:

$$\cos\theta = \frac{\sigma_{\text{тр}} - \sigma_{\text{тж}}}{\sigma_{\text{жг}}}, \quad (5)$$

где  $\theta$  — краевой угол смачивания,  $\sigma_{\text{тр, тж, жг}}$  — поверхностные энергии на границах твердое тело—газ, твердое тело—жидкость, жидкость—газ.

В уравнение (5) гравитационный вектор не входит. Тем не менее, некоторые исследователи утверждают, что  $\theta$  должен зависеть от  $g$ . Дискуссии относительно справедливости уравнения Юнга возникают периодически со времени его формулировки [10]. В работе [9] утверждается, что краевой угол несомненно должен зависеть от силы тяжести. Последовательная проверка уравнения Юнга может быть проведена лишь в условиях космического полета путем специальных измерений одного и того

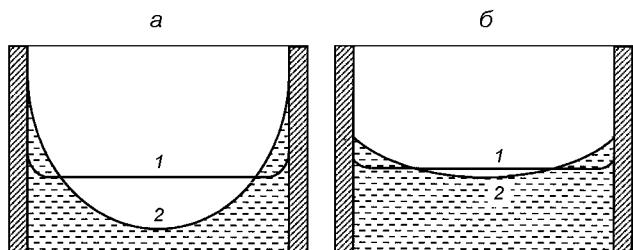


Рис. 7. Форма мениска расплавленного олова ( $T = 232^\circ\text{C}$ ) в трубе при изменении ускорения свободного падения  $g = 981 \text{ см}/\text{c}^2$  (1),  $g = 0$  (2) для разных степеней смачивания: а —  $\theta \approx 0^\circ$ , б —  $\theta \approx 60^\circ$

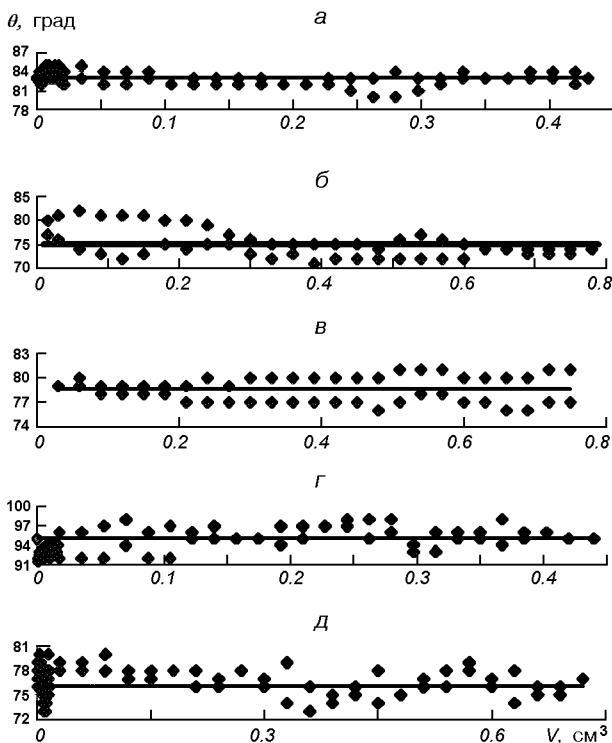


Рис. 8. Значения краевого угла  $\theta$  смачивания капли воды разного объема, находящимися на подложках из разных материалов: *а* — медь, *б* — нержавеющая сталь, *в* — сталь, *г* — парафин, *д* — фторопласт

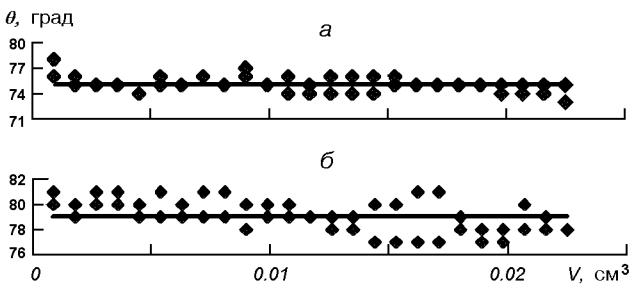


Рис. 9. То же для капель глицерина: *а* — на парафине, *б* — на фторопласте

же образца: капли жидкости на твердой поверхности. Технически это очень трудно, тем более что есть и принципиальные трудности. Наши расчеты формы капель (рис. 3, 4) показывают важную особенность: при уменьшении  $g$  реализуется краевой угол оттекания, и наоборот, при увеличении  $g$  наблюдается натекание капли на твердую поверхность. Таким образом, в измерения вносит влияние гистерезис смачивания, что очень затрудняет трактовку результатов. Указанные трудности могут быть устранены при моделировании изменения силы тяжести в земных условиях путем изменения

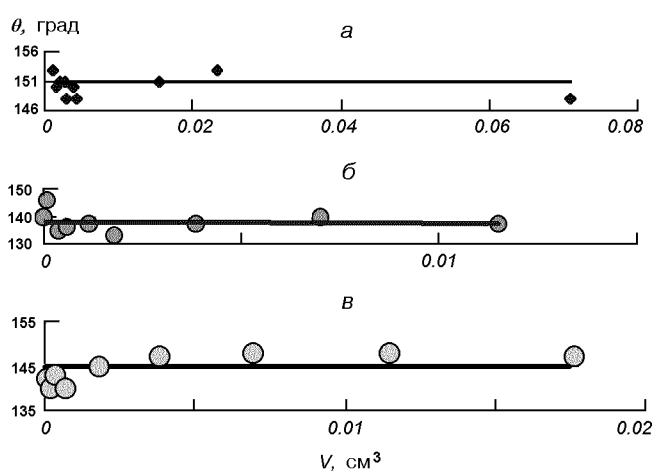


Рис. 10. То же для капель золота (*а*), олова (*б*) и индия (*в*) на кварце

объема капли и определения краевого угла для каждого значения этого объема. На основе предложенного метода в настоящей работе выполнены эксперименты для нескольких высокотемпературных и низкотемпературных систем ( $\text{Sn}-\text{SiO}_2$ ;  $\text{In}-\text{SiO}_2$ , вода—парафин, фторопласт, некоторые металлы; глицерин—твердая поверхность), где краевой угол измерен для капель разных размеров (объемов). Для экспериментов с низкотемпературными контактными системами была разработана специальная фотооптическая аппаратура, в которой предусматривалась возможность непрерывного изменения объема капли (объем капли менялся в одном опыте в требуемых интервалах) с помощью дозирующего устройства (подачи жидкости снизу или сверху в каплю). Применялась цифровая фотокамера, соединенная с компьютером, так что увеличенное изображение капли воспроизводилось на дисплее. Краевой угол измерялся непосредственно на экране дисплея графическим («компьютерным») методом проведения касательной к контуру капли.

Таким образом, можно было получить большое количество экспериментальных точек на кривых зависимости  $\theta$  —  $V$  для одной и той же поверхности твердого тела и данной жидкости. Для расплавленных металлов использовалась имеющаяся вакуумная высокотемпературная фотоаппаратура [2]. Капли расплавленного металла различных объемов получали путем помещения на поверхность твердого тела взвешенных количеств металла. Кроме этих данных были измерены краевые углы смачивания при разных направлениях действия гравитационного вектора — перпендикулярно к поверхности твердой фазы в направлении вдавливания капли (положительное направление) и в обратном направлении.

Таблица 1. Краевой угол капли между двумя параллельными горизонтальными пластинами  
(вектор  $g$  действует «положительно» — нижняя пластина и «отрицательно» — верхняя пластина)

Система	Температура $T, ^\circ\text{C}$	Зазор, м	Подложка	Время выдержки $\tau, \text{мин}$		
				1	30	60
				Краевой угол смачивания $\theta, \text{град}$		
Сапфир — вода	20	—	верхняя	32	32	—
		—	нижняя	33	33	—
Кварц — вода	20	—	верхняя	12	12	—
		—	нижняя	12	11	—
Стекло — вода	20	—	верхняя	11	11	—
		—	нижняя	13	13	—
Титан — вода	20	—	верхняя	16	18	17
		—	нижняя	17	17	17
Сапфир — глицерин	20	—	верхняя	$\tau = 5; 71$	64	—
		—	нижняя	$\tau = 5; 71$	65	—
Кварц — глицерин	20	—	верхняя	41	38	35
		—	нижняя	41	39	36
Титан — глицерин	20	—	верхняя	18	18	16
		—	нижняя	20	17	16
Кварц — олово	800	2.71	верхняя	—	148	—
		—	нижняя	—	145	—

Таблица 2. Величины краевых углов смачивания при действии вектора  $g$  перпендикулярно к межфазной поверхности твердое тело — жидкость (положительное направление) и параллельно границе твердое тело — жидкость при измерении краевого угла у вертикальной стенки

Система	Вектор действует «положительно»		Вектор действует вдоль вертикальной стенки			
	Время выдержки $\tau, \text{мин}$					
	1	30	60	1	30	60
Краевой угол смачивания $\theta, \text{град}$						
Сапфир — вода	30	30	30	27	26	—
Кварц — вода	10	10	10	10	10	—
Стекло — вода	11	11	11	9	10	10

нии, когда гравитация «отрывала» каплю жидкости от твердой поверхности (отрицательное направление) — при этих опытах капля помещалась между параллельно и горизонтально расположенными пластинами твердой фазы. Краевой угол измерялся также в условиях, когда сила тяжести действовала вдоль межфазной поверхности твердое тело / жидкость — краевой угол мениска жидкости у вертикально расположенной частично погруженной в жидкость пластины твердого тела. Результаты

представлены на рис. 8—10 и табл. 1, 2.

Данные свидетельствуют, что для объемов капель от 0.01 до 2–3  $\text{см}^3$  краевой угол практически не изменялся (систематически), по крайней мере в пределах ошибок эксперимента, обусловленных физико-химическими причинами (некоторая неоднородность смачиваемой поверхности, гистерезисные явления и др.) и составляющих для разных систем 1...3°. Большой разброс для значений краевого угла отмечается для капель особо малых размеров. Нам известна лишь одна работа [6], где краевой угол измерялся для капель ртути разных объемов на поверхности кварцевого стекла. Также обнаружено большее расхождение значений для малых капель. При увеличении размера капель значения краевого угла стабилизируются, и угол остается постоянным. Близкие значения краевых углов получены для капель, расположенных между горизонтальными пластинами для верхней и нижней поверхности (противоположное действие силы тяжести). Те же значения краевого угла сохраняются и для углов мениска жидкости у вертикальной стенки (действие силы тяжести — по касательной к межфазной поверхности, табл. 2).

Общий вывод, который может быть сделан на основании проведенных опытов, заключается в том, что краевой угол смачивания твердого тела жидкостью не зависит от величины и направления действия силы тяжести как для низкотемператур-

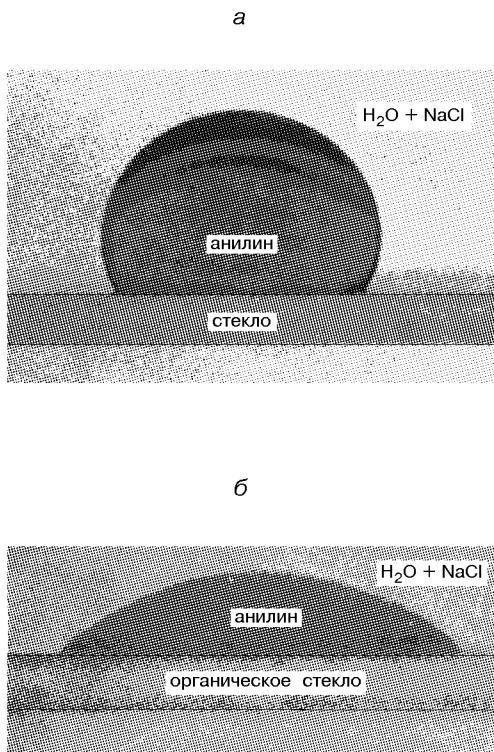


Рис. 11. Смачиваемость твердого тела жидкостью (анилином) в условиях моделированной невесомости (среда —  $H_2O + NaCl$ ): *а* — твердая фаза — стекло ( $\theta = 124^\circ$ ), *б* — твердая фаза — органический материал ( $\theta = 32^\circ$ )

ных, так и для высокотемпературных контактных систем.

Следует подчеркнуть, что во всех опытах условия проведения эксперимента близко соответствуют натеканию жидкости на твердую поверхность (т. е. измерялся краевой угол натекания), таким образом, гистерезисные явления практически не проявлялись. Очевидно, именно гистерезисом краевых углов смачивания можно объяснить наблюдавшиеся давно и приводимые в работе [9] доводы в пользу влияния гравитации на краевой угол явления различий краевого угла смачивания по разные стороны капли, расположенной на наклонной твердой поверхности.

В связи с дискуссией о возможной зависимости краевого угла от величины силы тяжести представляется принципиально важным измерить краевые углы при полном отсутствии тяготения. Мы получили такие данные для систем твердое тело—анилин—водный раствор  $NaCl$ . На рис. 11 представлены фотографии капли анилина на не смачиваемой (стекло,  $\theta = 124^\circ$ ) и смачиваемой (органическое вещество,  $\theta = 32^\circ$ ) твердой поверхности при  $20^\circ C$ .

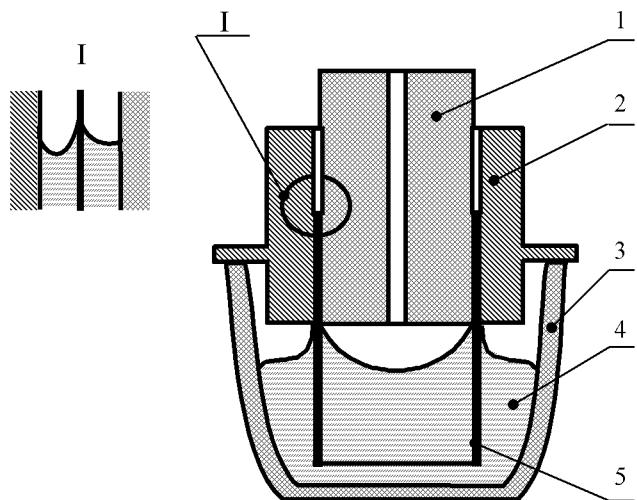


Рис. 12. Схема сборочного узла керамика-металл для принудительной подачи припоя в паяный зазор: 1 — стекло или керамика, 2 — металлическая обойма, 3 — керамический вспомогательный тигель, 4 — припой, 5 — металлические проводники, по которым транспортируется припой

В этих экспериментах сила тяжести на капли не действует. Эти данные имеют фундаментальное значение при рассмотрении зависимости краевого угла от величины дальнодействующих сил жидкость—твердое тело (ван-дер-ваальсово взаимодействие), которые могут маскироваться силой тяжести [8]. Однако тогда дискутируемый вопрос о зависимости краевого угла смачивания от ускорения свободного падения может быть поставлен в совершенно иной плоскости и выходит за рамки настоящей статьи.

Полученные результаты могут быть использованы при создании и развитии космических материаловедческих технологий, в том числе в порошковой металлургии и технике пайки и сварки. Так, найденные формы мениска жидкости в условиях микрогравитации приводят к выводу, что при пайке с широким (кольцевым) зазором при совершенном смачивании ( $\theta = 0^\circ$ ) будут образовываться выемки — пустоты в зазоре, т. е. зазор будет лишь частично заполнен припоеем. При необходимости большего заполнения следует применять сплавы или создавать условия для реализации больших (в разумных пределах) значений краевого угла.

При выполнении операций пайки в невесомости возникают и некоторые другие проблемы — подачи припоя в зазор (в земных условиях для этого часто используют гравитацию). В связи с этим были разработаны методы подачи припоя через специальные проводники, смачиваемость которых высока (реализуется положительный коэффициент расти-

кания:  $S = W_A - W_K$ , где  $W_A$  и  $W_K$  — работа адгезии жидкости к твердому телу и работа когезии в самой жидкости). По этим проводникам припой «ползет» в нужном направлении (даже обратном направлению гравитации). Результаты таких экспериментов представлены на схеме (рис. 12).

При исследовании действия гравитации на процесс пайки были также разработаны усовершенствованные методы получения паяных соединений в земных условиях, среди которых отметим следующие.

1. Был разработан метод герметичного соединения деталей из кварцевого стекла и металла при сборке деталей перед пайкой с помощью специальных уплотнительных паст; это позволило, в частности, получить спай кварцевого окна диаметром 50 мм и толщиной (высотой паяного зазора) 50 мм при ширине зазора около 10 мм и спай кварцевого окна диаметром 260 мм с зазором 6 мм.

2. Было рекомендовано использовать в ряде случаев в качестве припоев более легкие сплавы. Так, для индия ( $\sim 7 \text{ г}/\text{см}^3$ ) гидростатическое давление в паяном зазоре будет в 1.7 раза меньше, чем для традиционного припоя свинца ( $\sim 11 \text{ г}/\text{см}^3$ ). Такую металлическую жидкость легче удержать в высоком некапиллярном зазоре.

Разработан также ряд других приемов удержания расплавленного припоя в широком и высоком паяном зазоре.

Вычисленные формы капли расплава при пониженном значении ускорения свободного падения (рис. 3) могут быть использованы при реализации электросварочных процессов в условиях микрогравитации. В известном процессе создания утолщений листового материала — нанесение порции расплавленного металла на поверхность листа — в космических условиях форма капли будет существенно отличаться от «земной». Капля будет иметь значительно большую высоту и меньшую площадь основания. Так, для железа при одном и том же объеме капли  $1.87 \text{ см}^3$  высота при  $g = 0$  оказывается на 50 % больше, а диаметр основания — на 26 % меньше, чем для случая  $g = 9.81 \text{ м}/\text{с}^2$ .

Таким же образом можно рассчитать форму сварного шва или валика наплавленного металла при ускорении земного тяготения  $g = 9.81 \text{ м}/\text{с}^2$  и  $g = 0$ .

Данная работа выполнена по проекту УНТЦ NN-35.

1. Дьяконов В. П. Справочник по алгоритмам и программам для персональных ЭВМ. — М.: Наука, 1987.—240 с.
2. Найдич Ю. В. Контактные явления в металлических расплавах. — Киев: Наук. думка, 1972.—196 с.
3. Хайнс Дж. Капиллярные явления в условиях микрогравитации // Космическая технология / Под ред. Л. Стера. — М.: Мир, 1980.—437 с.
4. Bashforth F., Adams J. C. An attempt to test the theories of capillary action. — Cambridge: Univ. Press, 1883.—139 p.
5. Everet D. H., Haynes J. M. The Thermodynamics of Fluid Interfaces in a Porous of Medium Part. I. General Thermodynamic Considerations with Figures // Z. Phys. Chem.—1972.—82, N 36.—P. 36—48.
6. Frich B., Hargater E. Zur Randwinkelmessung des Liegenden Tropfens, dargestellt am System alpha-Aluminiumoxid-Quecksilber // Dtr. deutsch. Keram. Ges.—1963.—40, N 8.—P. 460.
7. Haynes J. M. Capillary instabilities in 1g and 0g // Proc. of the Second European Symposium on Material Sciences in Space. European Space Agency Special publ.—1976.—N 114.—P. 467—471.
8. Padday J. F. Capillary forces and Stability in Zero-gravity Environments // Proc. of the Second European Symposium on the Material Sciences in Space. European Space Agency Special publ.—1976.—N 114.—P. 447—454.
9. Yixiong Liu, German R. M. Contact angle and solid-liquid-vapor equilibrium // Acta Mater.—1996.—44, N 4.—P. 1657—1663.
10. Young T. An Essay on the Cohesion of Fluids // Trans. Roy. Soc. London.—1805.—94.—P. 65.—(Read December 20, 1804).

#### THE FLUID SURFACE SHAPE AND CAPILLARY PHENOMENA UNDER LOWERED GRAVITY OR WEIGHTLESSNESS WITH APPLICATION TO SPACE MATERIALS SCIENCE (POWDER METALLURGY TECHNOLOGY: IMPREGNATION, LIQUID-PHASE SINTERING; WELDING, BRAZING)

Yu. V. Naidich, I. I. Gab, V. A. Evdokimov, D. I. Kurkova, eT. V. Stetsyuk, N. F. Grigorenko, E. P. Chemigovtsev, V. S. Zhuraviev, V. P. Krasovsky

Some capillary phenomena, shapes of surfaces and menisci of liquids, wetting processes under lowered or zero value of earth gravitation acceleration (weightlessness) are studied. Theoretically, on the basis of computer integration of classic capillarity equations using previously created programs and varying acceleration  $g$  values, and experimentally, modelling weightlessness on the Earth (using small volumes, namely drops of a liquid under lowered gravitation action, or creating interphase boundaries between nonmiscible liquids of equal density), the shape of liquid phases surface (for molten metals) are studied in most typical systems: a drop on a solid surface and liquid meniscus in a cylindrical channel. The experiments concerning to wetting contact angles dependence on gravitation discussed today were carried out (independence of wetting contact angle on value and direction of gravitation vector action is shown). The wetting contact angles in model systems are specially measured also at zero gravitational pressure, which is of basic importance for the theory of capillarity. The results are used in technology of materials brazing, powder metallurgy, in manufacturing of heat pipes porous capillary structures with an eye to implementation of these technologies in space environments (microgravitation).

УДК 629.7

А. Н. Машенко<sup>1</sup>, А. И. Федякин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

<sup>2</sup>Інститут технічної механіки Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, Дніпропетровськ

## Методологические проектирования по критерию аспекти ракеты-носителя экономической эффективности

Надійшла до редакції 10.02.04

Запропоновано моделі для визначення техніко-економічних характеристик систем комерційних ракет-носіїв за критерієм чистого доходу. Як параметр, що зв'язує дохід та собівартість з технічними характеристиками, використовується надійність. Розглянуто можливість обґрунтування ціни запуску з урахуванням конкурентоздатності, яка оцінюється з урахуванням системи пріоритетів суб'єкта, що приймає рішення.

Создание высокоэффективных коммерческих ракет-носителей (РН) нового поколения — одна из важнейших задач, стоящих перед ракетно-космической отраслью Украины. Ее решение возможно только при использовании всего комплекса методических, технических, информационных средств, организационных мероприятий и целенаправленного финансирования.

Методическим вопросам исследования эффективности РН с учетом экономических факторов посвящено большое число работ [1, 3, 4, 8, 10, 13, 15]. Однако в них не рассматривались такие важные аспекты, как прибыль, конкурентоспособность, их оценка и связь с технико-экономическими показателями систем РН (массой, ценой, надежностью, себестоимостью и др.). В нашей работе [9] предложен подход к проектированию РН по критерию чистого дисконтированного дохода. Здесь в развитие идей работы [9] рассматриваются основные методологические аспекты определения технико-экономических характеристик РН. В качестве критерия эффективности используется чистый доход

$$\Delta = (\varphi - c)Q, \quad (1)$$

где  $\varphi$ ,  $c$  — цена и себестоимость пуска,  $Q$  — объем продаж РН, который без потери общности предполагается равным количеству изготовленных РН.

В соответствии с [9] на первом этапе проводится обоснование массы полезной нагрузки  $m_h$ : для всех рассматриваемых альтернативных вариантов РН, отличающихся массой полезной нагрузки  $m_h$ , компоновочной схемой, видом топлива, комплектующими и т. д., на основании прогноза рынка запусков определяется величина дохода (1) на предлагаемый период эксплуатации и выбирается вариант, для которого чистый доход максимален. Для определения исходных данных, необходимых на этой итерации внешнего проектирования, целесообразно использовать следующую информацию.

Значение цены пуска может быть найдено по статистической зависимости, найденной, например, по данным 13 РН среднего класса различных государств мира:

$$\varphi = -148.7 + 38.2 \ln(m_h) + 217.2p, \quad (2)$$

где  $m_h$  — масса полезной нагрузки, выводимой на переходную орбиту,  $p$  — значение полетной надежности РН, в качестве которого принято среднее между нижней и верхней доверительными границами  $p_1$  и  $p_2$ , которые определяются из уравнений Клоппера — Пирсона [11].

Квадрат множественного коэффициента корреляции, характеризующий вклад факторов  $m_h$  и  $p$  в

общий разброс цены пуска, соответствующий выражению (2), оказался равным 0.87.

Значение себестоимости РН определяется укрупненно [13, 14] на основании статистических зависимостей предприятия-разработчика.

Объем продаж  $Q$  зависит от суммарной потребности рассматриваемого класса РН, их конкурентоспособности, производственных мощностей изготавителей, а также политических, экономических и других факторов. Объем продаж коммерческой РН определяется ее коэффициентом конкурентоспособности  $\xi_0$ , суммарной потребностью системы  $Q_\Sigma$ , зависящей от прогнозируемого числа пусков космических аппаратов (КА) определенной массы, числом  $N_k$  пригодных для выполнения этой задачи РН-конкурентов и их конкурентоспособностью  $\xi_i$  ( $i = 0, 1, \dots, N_k$ ) [9]:

$$Q = Q_\Sigma \frac{\xi_0}{N_k} \cdot \frac{1}{\xi_0 + \sum_{i=1}^{N_k} \xi_i}. \quad (3)$$

Количественная оценка конкурентоспособности, зависящей от многих факторов (технических, экономических, нормативных, экологических и др.) — один из ключевых моментов процесса проектирования. Оценка коэффициента конкурентоспособности должна основываться на формализованной процедуре с учетом системы предпочтений лица, принимающего решение, а не на существующих методиках, основанных на использовании интуитивных предположений о «весах» локальных критериев (например [5]), либо на умалчивании о их одинаковой значимости [17]. Применим подход построения интегральных критериев, разработанный в многокритериальной теории полезности [7, 12], для оценки коэффициента конкурентоспособности ракеты-носителя с учетом трех показателей: массы полезной нагрузки  $m_h$ , надежности  $p$  (вероятности безотказной работы при подготовке к пуску и полете); цены пуска  $u$ . Для установления формы интегрального критерия необходимо проверить условие независимости по предпочтению [12].

Пусть для фиксированного значения  $u = 40$  млн \$ лицо, принимающее решение (ЛПР), сформировало два эквивалентных вектора:  $\eta' = (4.7 \text{ т}, 0.95, 40 \text{ млн \$})$  и  $\eta'' = (6.1 \text{ т}, 0.87, 40 \text{ млн \$})$ . Заменим в  $\eta'$  и  $\eta''$   $u = 40$  млн \$ на 35 млн \$. Как и ранее, ЛПР считает новые векторы  $\eta' = (4.7 \text{ т}, 0.95, 35 \text{ млн \$})$  и  $\eta'' = (6.1 \text{ т}, 0.87, 35 \text{ млн \$})$  эквивалентными:  $\eta' \sim \eta''$ . Пусть его мнение не изменилось также и при подстановке в  $\eta'$  и  $\eta''$  значений  $u = 30, 25$  и  $20$  млн \$. Это говорит о том, что критериаль-

ные величины  $m_h$  и  $p$  не зависят по предпочтению от величины  $u$  [12]. Аналогично устанавливается независимость по предпочтению пары  $(m_h, u)$  от критерия  $p$ .

В этом случае интегральный критериальный показатель конкурентоспособности  $\xi(m_h, p, u)$  может быть представлен в аддитивной форме

$$\xi(m_h, p, u) = \omega_1(m_h) + \omega_2(p) + \omega_3(u), \quad (4)$$

где  $\omega_i$  — функции, определяемые на основании опроса ЛПР.

Для построения критерия (4) воспользуемся алгоритмом согласованного шкалирования [12].

1. Пусть области возможных значений показателей  $m_h$ ,  $p$ ,  $u$  равны  $M = \{3.5 \text{ т}, 6.5 \text{ т}\}$ ,  $p = \{0.8, 0.99\}$ ,  $u = \{23 \text{ млн \$}, 40 \text{ млн \$}\}$ . Так как  $m_h$  и  $p$  удовлетворяют принципу «чем больше, тем лучше», а  $u$  — принципу «чем меньше, тем лучше», то начальными точками функций  $\omega_i^0$  будут:  $m_h^0 = 3.5 \text{ т}$ ,  $p_0 = 0.8$ ,  $u_0 = 40 \text{ млн \$}$  и  $\omega_1^0(3.5) = \omega_2^0(0.8) = \omega_3^0(40) = 0$  (см. рис. 1–3).

2. Для базового критериального показателя  $m_h$  зададим значение  $m_h^1 = 4.8 \text{ т}$  и положим  $\omega_1^1(4.8) = 1$ . Отметим эту точку на рис. 1.

3. По мнению ЛПР выполняются условия  $(4.8 \text{ т}, 0.8, 40 \text{ млн \$}) \sim (3.5 \text{ т}, 0.88, 40 \text{ млн \$})$ ;  $(4.8 \text{ т}, 0.8, 40 \text{ млн \$}) \sim (3.5 \text{ т}, 0.8, 35 \text{ млн \$})$ , из которых имеем  $p_1 = 0.88$  и  $u_1 = 35 \text{ млн \$}$ , т. е.  $\omega_2^1(0.88) = \omega_3^1(35) = 1$ . Отмечаем эти точки на рис. 2 и 3.

4. По мнению ЛПР выполняется условие  $(4.8 \text{ т}, 0.88, 40 \text{ млн \$}) \sim (5.3 \text{ т}, 0.8, 40 \text{ млн \$})$ , откуда имеем  $m_h^2 = 5.3 \text{ т}$ ,  $\omega_1^2(5.3) = 2$  (третья точка на рис. 1).

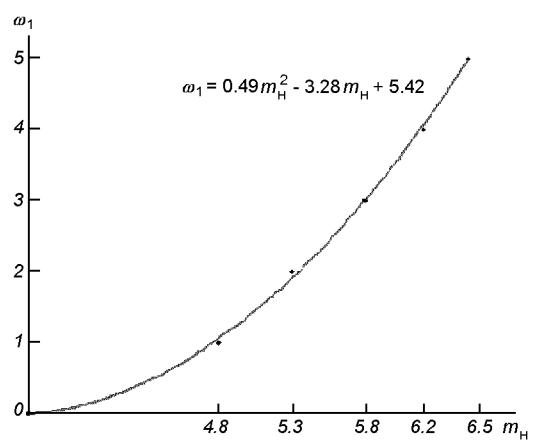
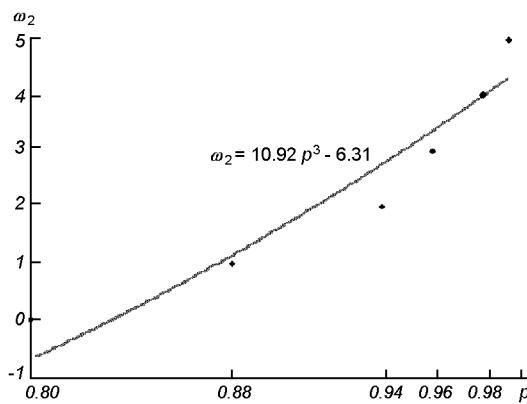
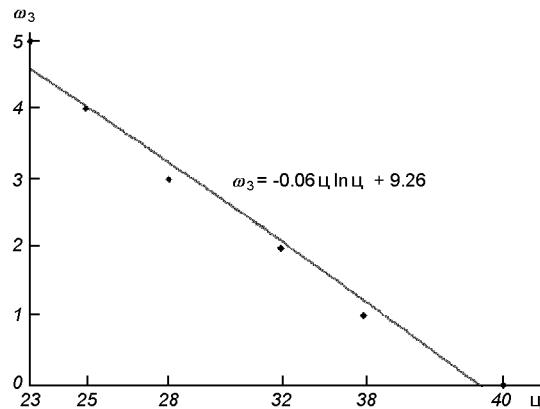


Рис. 1. Построение функции  $\omega_1(m)$

Рис. 2. Построение функции  $\omega_2(p)$ Рис. 3. Построение функции  $\omega_3(u)$ 

5. По мнению ЛПР выполняются условия  $(5.3 \text{ т}, 0.8, 40 \text{ млн \$}) \sim (3.5 \text{ т}, 0.94, 40 \text{ млн \$})$ ;  $(5.3 \text{ т}, 0.8, 40 \text{ млн \$}) \sim (3.5 \text{ т}, 0.8, 32 \text{ млн \$})$ , откуда следует  $p_2 = 0.94$ ,  $u_2 = 32 \text{ млн \$}$  и  $\omega_2^2(0.94) = \omega_3^2(32) = 2$ . Наносим эти точки на рис. 2 и 3.

6. По мнению ЛПР выполняются условия  $(5.3 \text{ т}, 0.88, 40 \text{ млн \$}) \sim (5.8 \text{ т}, 0.8, 40 \text{ млн \$})$ ;  $(5.8 \text{ т}, 0.8, 40 \text{ млн \$}) \sim (3.5 \text{ т}, 0.96, 40 \text{ млн \$})$ ;  $(5.8 \text{ т}, 0.8, 40 \text{ млн \$}) \sim (3.5 \text{ т}, 0.8, 28 \text{ млн \$})$ . Следовательно, на рис. 1–3 наносим точки  $m_{h3} = 5.8 \text{ т}$ ,  $\omega_1^3(5.8) = 3$ ;  $p_3 = 0.96$ ,  $\omega_2^3(0.96) = 3$ ;  $u_3 = 28 \text{ млн \$}$ ,  $\omega_3^3(28) = 3$ .

7. Последующие точки будем находить по исходному вектору  $(m_{h3}, p_1, u_0) = (5.8, 0.88, 40)$ . С учетом мнения ЛПР подбираем для него три эквивалентных вектора  $(m_{h4}, p_0, u_0)$ ,  $(m_0, p_4, u_0)$  и  $(m_0, p_0, u_4)$  с компонентами  $m_{h4} = 6.2$ ,  $p_4 = 0.98$ ,  $u_4 = 25 \text{ млн \$}$ , и следовательно,  $\omega_1^4(6.2) = \omega_2^4(0.98) =$

$= \omega_3^4(25) = 4$ . Аналогично находятся точки  $m_{h5} = 6.5$ ,  $p_5 = 0.99$ ,  $u_5 = 23$  и  $\omega_1^5(6.5) = \omega_2^5(0.99) = \omega_3^5(23) = 5$ .

По полученным точкам строятся аналитические зависимости, которые в рассматриваемом случае имеют вид

$$\begin{aligned}\omega_1 &= 0.49m_h^2 - 3.28m_h + 5.42, \\ \omega_2 &= 10.92p^3 - 6.31, \\ \omega_3 &= -0.06u \ln u + 9.26.\end{aligned}\quad (5)$$

Отметим, что для расчета коэффициентов конкурентоспособности разрабатываемых альтернативных вариантов РН показатели надежности на данной итерации проектирования определяются по данным об аналогах.

После выбора варианта облика РН, для которого прогнозируемое значение чистого дохода (1), рассчитанное с учетом (2), (4), (5), оказывается максимальным, проводится традиционное проектирование РН с учетом определенной на предыдущем этапе величины полезной нагрузки. При этом могут использоваться два показателя — стартовая масса и себестоимость. В последнем случае используются статистические зависимости себестоимости от основных проектных параметров [4, 13].

Цель следующего этапа — оптимизация полученных после традиционного проектирования параметров системы РН по критерию чистого дохода (1).

Отмечая значительную громоздкость «прямого» решения данной задачи, проведем ее декомпозицию.

Учтем, что параметром, связывающим доход и себестоимость с технико-экономическими характеристиками РН, является надежность (как функция кратности и вида резервирования, геометрических размеров несущих конструкций, режимов работы, стоимости отработки и др.). Поэтому после установления таких функций представляется целесообразным найти оптимальные нормы надежности, а затем — соответствующие им технико-экономические показатели систем РН.

Целевой функцией при этом является чистый доход (1), а ограничениями — масса полезной нагрузки и параметры орбиты. С учетом полученных результатов традиционного проектирования эти два ограничения могут быть заменены одним — требуемой конечной скоростью  $V$ , приближенно определяемой по формуле Циолковского

$$V = -\sum_{s=1}^n w_s \ln \frac{m_s^k}{m_s^0}, \quad (6)$$

где  $n$  — количество ступеней РН,  $w_s$  — удельный

импульс тяги ступени  $s$ ,  $m_s^k$  и  $m_s^0$  — конечная и начальная масса ступени  $s$ . Одними из основных исходных данных для решения этой задачи являются соотношения «масса — надежность» и « себестоимость — надежность». Методики оценки надежности, которые могут использоваться для определения этих соотношений с точностью, необходимой при инженерном проектировании, даны в работе [6]. Методики основаны на применении большого объема информации, полученного в результате традиционного проектирования и применении принципа гарантированного результата [2, 6]. Как показывают численные расчеты [6], зависимости «масса  $m_j$  — надежность  $p_j$ » и « себестоимость  $c_j$  — надежность  $p_j$ » систем РН (включая топливо) могут быть аппроксимированы выражениями вида

$$\begin{aligned} m_j &= a_j + b_j \ln(1 - p_j), \\ c_j &= \alpha_j + \beta_j \ln(1 - p_j), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $a_j$ ,  $b_j$ ,  $\alpha_j$ ,  $\beta_j$  — коэффициенты, определяемые методом наименьших квадратов по результатам расчетов масс систем и соответствующих им показателей надежности и себестоимости.

С учетом (1)–(7) математическая модель рассматриваемой задачи имеет вид

$$\begin{aligned} &\left[ u_3 + u_2 p - \sum_{j=1}^{n_c} \beta_j \ln(1 - p_j) \right] \times \\ &\times Q_\Sigma \frac{\Omega_0 + \Omega_1 p + \Omega_2 p^2}{\Omega_0 + \Omega_1 p + \Omega_2 p^2 + \sum_{i=1}^{n_k} \xi_i} \rightarrow \max_{p_j} \end{aligned} \quad (8)$$

при условии

$$V = - \sum_{s=1}^{n_s} w_s \ln \frac{a_\Sigma^{sk} + \sum_{j=1}^{n_{sk}} [b_j \ln(1 - p_j)] + m_{hs}}{a_\Sigma^{so} + \sum_{j=1}^{n_{co}} [b_j \ln(1 - p_j)] + m_{hs}}, \quad (9)$$

где  $p_j$  — значение показателей надежности системы РН,  $n_{sk}$ ,  $n_{so}$  — количество систем (без систем полезной нагрузки  $s$ -й ступени), соответствующие конечной и начальной массам ступени  $s$ ,  $n_c = n_{so} n$  — количество систем РН,  $m_{hs}$  — масса полезной нагрузки  $s$ -й ступени,  $p = \prod_{i=1}^{n_c} p_i$ ,  $u_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) и  $\omega_{ij}$  ( $i = 1, 2, 3$ ,  $j = 0, 1, 2$ ) — численные коэффициенты в выражениях (2) и (5) при переменных  $m_h$ ,  $p$  и  $u$  соответственно,

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= \omega_{10} + \omega_{11} m_h + \omega_{12} m_h^2 + \omega_{20} + \omega_{30} + \\ &+ \omega_{31}(u_0 + u_1 \ln m_h) + \omega_{32}(u_0 + u_1 \ln m_h)^2, \\ \Omega_1 &= [\omega_{31} u_2 + 2\omega_{32}(u_0 + u_1 \ln m_h) \cdot u_2] + \omega_{21}, \\ \Omega_2 &= \omega_{32} u_2 + \omega_{22}, \\ a_\Sigma^{sk} &= \sum_{j=1}^{n_{sk}} a_j, \quad a_\Sigma^{so} = \sum_{j=1}^{n_{so}} a_j. \end{aligned}$$

Использование метода неопределенных множителей Лагранжа для отыскания максимума (8) при условии (9) приводит к необходимости решения громоздкой системы  $n_c + 1$  трансцендентных уравнений. Более целесообразным является применение следующего приближенного алгоритма.

### 1. С учетом зависимостей (7) по выражению [6]

$$p_{ti} = \frac{p_{ti} \sum_{i=1}^{n_c} \beta_i}{p_{ti} \left( \sum_{i=1}^{n_c} \beta_i - \beta_j \right) + \beta_j} \quad (10)$$

для 5–10 значений текущего интегрального показателя надежности РН  $p_{ti}$  определяются показатели надежности систем  $p_j$ , которые доставляют минимум суммарной себестоимости  $c_i(p_{ti})$ :

$$c_i(p_{ti}) = \sum_{j=1}^{n_c} [\alpha_j + \beta_j \ln(1 - p_{ji})] \rightarrow \min_{p_{ji}} \quad (11)$$

при условии

$$p_{ti} = \prod_{j=1}^{n_c} p_{ji}, \quad p_{ji} > 0$$

находим зависимость « себестоимость — надежность» РН в виде

$$c(p_i) = A + B \ln(1 - p_i). \quad (12)$$

Здесь  $A$ ,  $B$  — коэффициенты, найденные методом наименьших квадратов по некоторому количеству расчетных значений пар  $(c_i, p_{ti})$ .

2. Для каждого набора  $p_{ji}$ , соответствующих  $p_{ti}$ , с использованием зависимостей (7) определяются интегральные показатели для ступеней РН:

$$\begin{aligned} m_{si}^0 &= \sum_{j=1}^{n_{so}} m_{ji}(p_{ji}), \quad p_{si}^0 = \prod_{j=1}^{n_{so}} p_{ji}, \\ m_{si}^k &= \sum_{j=1}^{n_{sk}} m_{ji}(p_{ji}), \quad p_{si}^k = \prod_{j=1}^{n_{sk}} p_{ji}, \end{aligned}$$

по которым находятся зависимости

$$\begin{aligned} m_s^k &= a_{sk} + b_{sk} \ln(1 - p_{sk}), \\ m_s^0 &= a_{s0} + b_{s0} \ln(1 - p_{s0}), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $a_{sk}$ ,  $b_{sk}$ ,  $a_{s0}$ ,  $b_{s0}$  — коэффициенты, определяемые методом наименьших квадратов.

3. Подставляем полученные выражения (13) в ограничения по конечной скорости каждой ступени, получаем уравнения для нахождения оптимальных значений показателей надежности каждой сту-

пени  $p_s^*$  и всей РН  $p_v^* = \prod_{s=1}^{n_s} p_s^*$ . Заметим, что в случае, когда в составе систем ступеней учитываются массы окислителя и горючего со своими вероятностями  $p^o$  и  $p^r$ , то для определения  $p_v^*$  необходимо провести несколько итераций для нахождения оптимальных  $p^{o*}$  и  $p^{r*}$ .

Таким образом определяются значения надежности РН  $p_v^*$  (и надежности системы  $p_j^*$ ), доставляющие минимум себестоимости (12) учетом ограничения по конечной скорости (9).

4. Для определения значения надежности РН, доставляющего безусловный максимум чистому доходу (1), необходимо подставить в (8) зависимость (12). При этом получаем уравнение чистого дохода с одним неизвестным  $p$ , значение  $p$ , доставляющее экстремум (8), обозначим через  $p_D^*$ .

5. При  $p_D^* > p_v^*$  за оптимальное решение принимается значение  $p_v^*$ . При этом выполняется ограничение по конечной скорости и имеется возможность повышения расчетного значения чистого дохода за счет снижения надежности и масс систем РН с одновременным увеличением массы полезной нагрузки. В противном случае может оказаться целесообразным снижение массы полезной нагрузки и увеличение масс и надежности системы.

Таким образом, определив оптимальное значение показателя надежности РН, по выражению (10) определяются показатели надежности соответствующих систем, а по выражениям (7) — их массы и другие параметры.

Отметим, что использование в качестве критерия оптимальности среднего значения при принятии решений не многократного, а единичного характера, может приводить к недостаточно точным результатам [16].

Поэтому с учетом случайного характера факторов, определяющих доход и затраты в условиях рыночной экономики, а также уникальности [7] проблемы обоснования разработки РН, в качестве

критерия оптимальности может быть принят квантиль чистого дохода  $D_\gamma$ , который определяется из выражения

$$\gamma = \int_{D_\gamma}^{D_0} f(D) dD = \int \int \int_{(u-c)Q \geq D_\gamma} f(u, c, Q) du dc dQ, \quad (14)$$

где  $D_0$  — максимально возможное значение дохода, соответствующее наиболее благоприятному сочетанию факторов,  $f(D)$ ,  $f(u, c, Q)$  — плотности распределений,  $\gamma$  — требуемая вероятность получения величины дохода не менее  $D_\gamma$ .

Методы обоснования законов распределения и вычисления интегралов типа (14) рассмотрены в работе [6]. Алгоритм решения задачи в такой постановке основывается на применении метода неопределенных множителей Лагранжа и численном дифференцировании.

В заключение заметим, что предложенный подход позволяет также определить рациональную величину цены пуска  $u^*$ , которая доставляет максимум величины дохода с учетом конкурентоспособности и системы предпочтений ЛПР. Уравнение для определения  $u^*$  имеет вид

$$\left( u^* Q_\Sigma \frac{\xi_0(u^*, m, p)}{N_k} \right)' = 0.$$

$$\xi_0(u^*, m, p) + \sum_{i=1}^{N_k} \xi_i$$

Если полученные оптимальные значения надежности и цены приводят к изменению оптимального значения массы полезного груза, найденного на первом этапе, то проводятся последующие итерации рассмотренного процесса проектирования.

1. Волков Е. Б., Дворкин В. З. и др. Технические основы эффективности ракетных систем. — М.: Машиностроение, 1989.—256 с.
2. Гермейер Ю. Б. Введение в теорию исследования операций. — М.: Наука, 1975.—384 с.
3. Дракин И. И. Основы проектирования беспилотных летательных аппаратов с учетом экономической эффективности. — М.: Машиностроение, 1973.—224 с.
4. Келле Д. Е. Модели стоимости в ракетно-космической технике // Вопросы ракетной техники.—1972.—№ 12.—С. 3—63.
5. Кононенко И. Метод экспресс-анализа уровня конкурентоспособности продукции // Экономика Украины.—1998.—№ 2.—С. 80—83.
6. Конюхов С. Н., Федякин А. И. Вероятностно-статистические методы проектирования систем космической техники. — Днепропетровск: Ин-т техн. мех. НАН Украины и НКА Украины, 1997.—250 с.
7. Ларичев И. О. Петровский А. Б. Системы поддержки принятия решений для слабоструктурированных проблем: Требования и ограничения // Человеко-машины процес-

- дурь принятия решений: Сб. тр. — М.: ВНИИСИ, 1988.— С. 4—13.
8. Матвеевский С. Ф. Основы системного проектирования комплексов летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1987.—240 с.
9. Машченко А. Н., Федякин А. И. Основные этапы проектирования ракет-носителей по экономическому критерию // Техническая механика.—2001.—№ 2.—С. 134—138.
10. Мишин В. П. Основы проектирования летательных аппаратов (транспортные системы). — М.: Машиностроение, 1985.—360 с.
11. Мюллер П., Нойман П., Штурм Р. Таблицы по математической статистике. — М.: Финансы и статистика, 1982.— 278 с.
12. Николаев В. И., Брук В. М. Системотехника: методы и приложения. — Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1985.—199 с.
13. Раш Б. С., Брэкен Д., Маккорник Г. П. Оптимизация проектных параметров ракет-носителей по критерию минимальной стоимости // Вопросы ракетной техники.— 1968.—№ 2.—С. 16—29.
14. Саркисян С. А., Минаев Э. С. Экономическая оценка летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1972.— 180 с.
15. Синюков А. М., Волков Л. И., Львов А. И., Шишкевич А. М. Баллистическая ракета на твердом топливе. — М.: Воениздат, 1972.—512 с.
16. Таха Х. Введение в исследование операций. — М.: Мир, 1985.—496 с.
17. Фасхиев Х. Оценка конкурентоспособности новой техники // Маркетинг.—1998.—№ 6.—С. 25—35.

---

**METHODOLOGICAL ASPECTS FOR DESIGNING  
A LAUNCH VEHICLE THROUGH THE EFFICIENCY  
CRITERION**

A. N. Maschenko, A. I. Fediakin

Models for the determination of the technical and economical characteristics of systems of commercial launch vehicles through the net income criterion are proposed. Reliability is used as a parameter relating the income and cost with technical characteristics. The possibility to validate the launch cost with allowance made for competitiveness is examined. It is assessed taking into account priorities of a decision-making person.

УДК 550.38; 550.380

В. Є. Корепанов<sup>1</sup>, Л. М. Литвиненко<sup>2</sup>, В. А. Литвинов<sup>3</sup>,  
Г. П. Мілінєвський<sup>3, 4</sup>, Ю. М. Ямпольський<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Львівський центр Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Львів

<sup>2</sup>Радіоастрономічний інститут Національної академії наук України, Харків

<sup>3</sup>Український антарктичний центр, Київ

<sup>4</sup>Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

## Електромагнітний супутниковых на Українській полігон наземної експериментів антарктичній підтримки станції

*Надійшла до редакції 05.05.04*

Головним сучасним напрямом наукових досліджень Української антарктичної станції «Академік Вернадський» (УАС) є електромагнітний моніторинг процесів, що відбуваються в атмосфері та близькому космосі. Описано електромагнітне обладнання УАС, його основні параметри, режими роботи та ряд отриманих оригінальних фізичних результатів. Підкреслено важливість використання електромагнітного полігону УАС для створення системи наземної наукової підтримки майбутніх українських космічних місій. Сформульовані перспективи розвитку експериментальної бази та головні проблеми, які необхідно розв'язати для збільшення ефективності використання УАС у цій ролі.

### ВСТУП

Українська антарктична станція «Академік Вернадський» (УАС) з'явилася на карті Антарктики в лютому 1996 р., коли на станції «Фарадей» було спущено британський прапор і піднято український. Від того часу на УАС активно проводиться широке коло різноманітних оригінальних досліджень з метою вивчення довкілля шостого континенту. Винятково чисте у електромагнітному відношенні середовище було основним фактором, який стимулював створення на УАС науково-дослідного електромагнітного (ЕМ) полігону для вивчення дуже слабких ЕМ-сигналів, які відображають фундаментальні процеси у природній системі «літосфера—атмосфера—іоносфера—магнітосфера» (ЛАІМ).

Для обладнання полігону необхідно було створити пристрої ЕМ-вимірювань обсерваторського класу з гранично низьким рівнем власних шумів. Крім того, потрібно було організувати відповідну систему збирання та обробки даних, яка дозволяла б проводити безперервний моніторинг ЕМ-оточення та накопичувати дані вимірювань у постійно поповнюва-

ний архів. Важливою умовою при цьому була точна синхронізація процесу реєстрації зі світовим часом (UT) та організація регулярної передачі даних як в Україну, так і до світової мережі центрів даних (WDC).

Метою детального дослідження системи ЛАІМ було вивчення та ідентифікація фізичних процесів у її верхніх ділянках та на поверхні Землі. Зокрема йшлося про магнітосферні резонанси та збурення магнітного поля, глобальну грозову активність, потужні атмосферні фронти тощо. При цьому деякі результати вдалося отримати вперше.

Вигідне географічне розташування, сучасне наукове обладнання та безперервний режим реєстрації — все це створює передумови використання УАС як ЕМ-полігону для вивчення сонячно-земних зв'язків, який може працювати паралельно та синхронно з проведеним наукових експериментів на борту штучних супутників Землі. Враховуючи, що у 2004 р. буде здійснено запуск ШСЗ «Січ-1М» з науковим експериментом «Варіант» на борту, вперше підготовленим Україною [4], ЕМ-полігон УАС набуде особливого значення для здійснення назем-

ної підтримки експерименту. Синхронна робота приладів на УАС і на борту ШСЗ дозволить провести інтеркалібрування вимірювальних систем УАС та ШСЗ. Проведення одночасних вимірювань на поверхні Землі і в космосі на одній вертикальній або вздовж однієї силової лінії магнітного поля Землі дозволить також дослідити *in situ* розвиток процесів у системі ЛАІМ.

Нижче викладені особливості побудови системи ЕМ-моніторингу на УАС та деякі оригінальні результати, які ілюструють можливості спостережень в Антарктиці.

#### АПАРАТУРНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ЕМ-ПОЛІГОНУ УАС

На сьогодні станція «Академік Вернадський» обладнана комплексом апаратури українського виробництва для ЕМ-дослідження, у який входять:

- два автоматичні трикомпонентні ферозондові магнітометри постійного поля типу LEMI008;
- п'ять індукційних магнітометрів змінного поля типу LEMI-112;
- двокомпонентний електрометр для вимірювання напруженості телуричних полів;
- два когерентні короткохвильові приймачі дослідження динаміки процесів на іоносферних рівнях;
- системи збору, синхронізації, накопичення та попередньої обробки інформації.

Функціональна схема ЕМ-комплексу наведена на рис. 1.

Всі ці прилади і відповідне програмне забезпечення створені в Україні. Крім того, в межах міжнародної кооперації Геологічна служба Сполучених Штатів Америки (USGS) надала Українському антарктичному централі систему автоматичної передачі даних через американський супутник GOES-1.

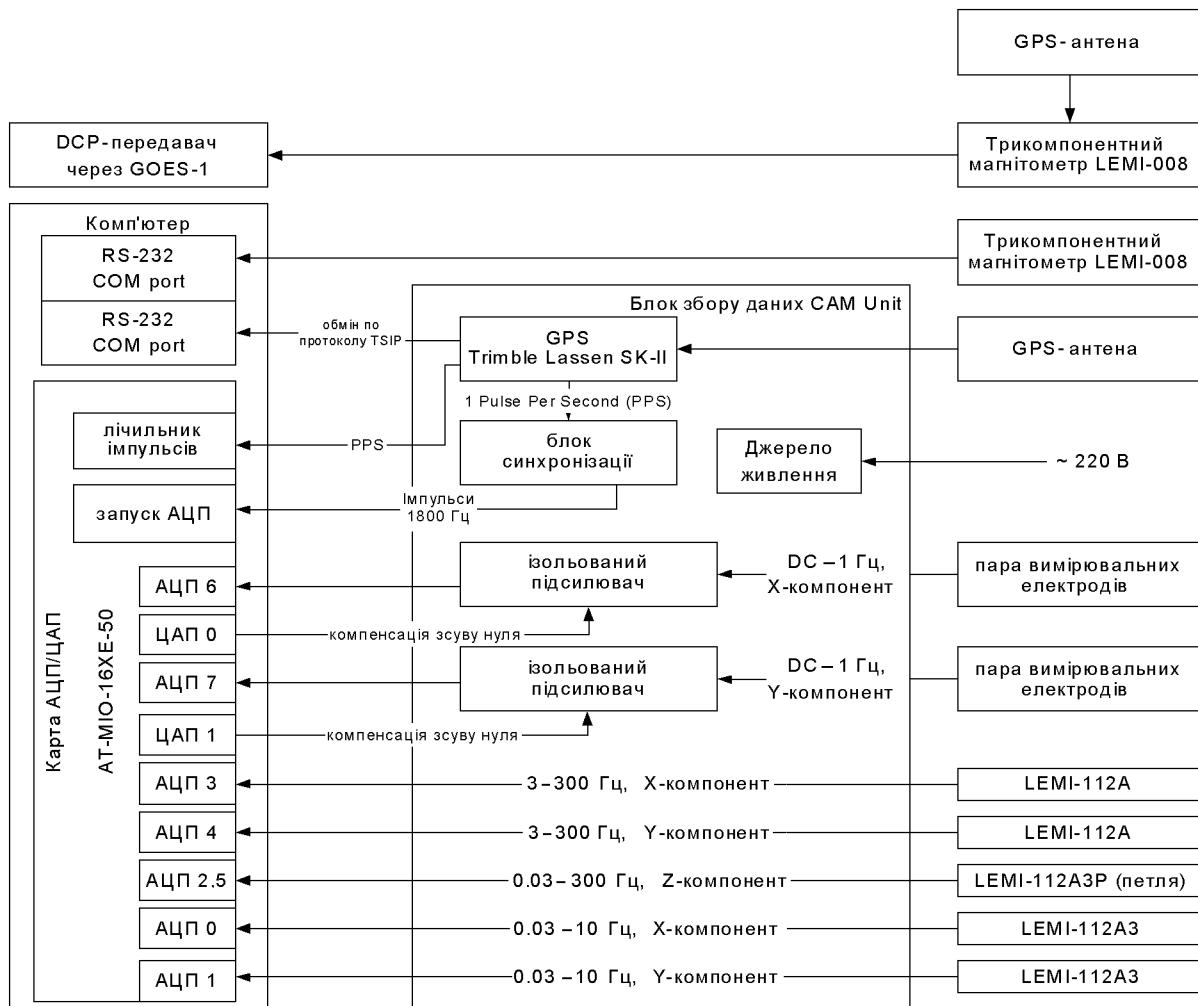


Рис. 1. Функціональна схема ЕМ-комплексу УАС

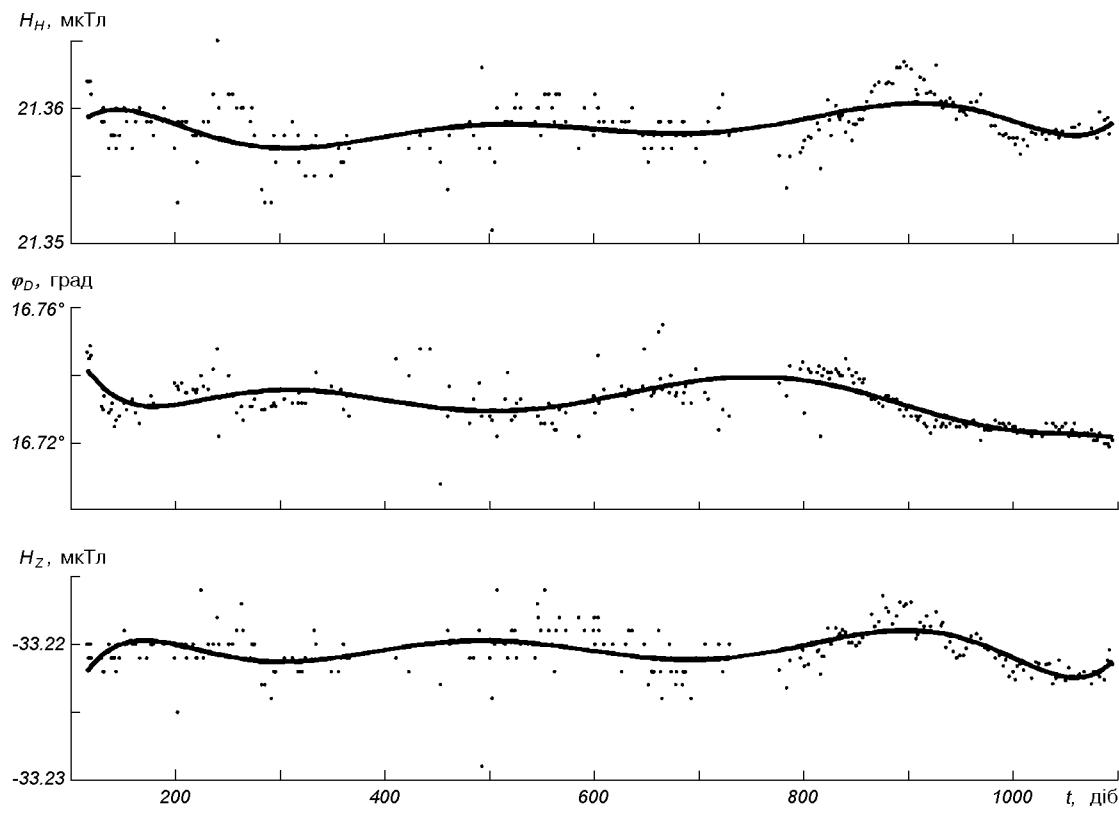


Рис. 2. Базова лінія магнітометра геомагнітної обсерваторії УАС за три роки

ник GOES, яка також встановлена на станції і регулярно передає дані вимірювання магнітного поля Землі в систему «Інтермагнет».

Параметри встановленого на станції комплексу апаратури не поступаються рівневі кращих обсерваторій. Про це свідчить висока стабільність базової лінії головного магнітометра станції LEMI-008 за останні три роки. Багаторічний дрейф нуля знаходиться в межах  $\pm 2.5$  нТл/рік при світовому стандарті  $\pm 5$  нТл/рік (рис. 2), а якщо вилучити сезонний тренд, то розкид вимірювань взагалі вкладається в 1 нТл/рік, що є одним з найвищих у світі показників для цього класу приладів.

Магнітометри цього типу мають вбудовану флеш-пам'ять для накопичення й зберігання даних, GPS-приймач для синхронізації відбору даних та визначення координат, цифровий вихід RS-232 для передачі даних з флеш-пам'яті до комп'ютера та зовнішнього контролю режимів роботи, дисплей та аналоговий вихід для під'єднання до зовнішньої системи збору й обробки даних.

Для дослідження флюктуацій магнітного поля у наднизькочастотному діапазоні (ННЧ), які збуджу-

ються світовою грозовою активністю, створено систему індукційних зондів — магнітометрів LEMI-112 — у різних варіантах виконання. Спочатку було виготовлено два магнітометри LEMI-112A для діапазону частот 3—300 Гц з дуже високою чутливістю для вивчення шуманівських резонансів та гармонік світових мереж електропостачання. Приклад реєстрації ЕМ-сигналів цими зондами показано на рис. 3, де чітко видно високу ефективність їхньої роботи: рівень вищих гармонік шуманівських резонансів не перевищує десятків фемтотесла, проте вони чітко вирізняються на рівні шумів. Сьогодні вже розроблені оригінальні методики обробки та інтерпретації даних, що дозволяють із Антарктиди контролювати глобальну грозову активність залежно від поточного часу та пори року [1].

У зв'язку з віддаленістю від будь-яких джерел випромінювання територія станції є винятково зручним полігоном для проведення досліджень тонкої структури природних ЕМ-емісій. Для забезпечення ЕМ-чистоти були вжиті додаткові заходи: заземлено побутову електромережу, складено графіки ввімкнення побутового й наукового обладнан-

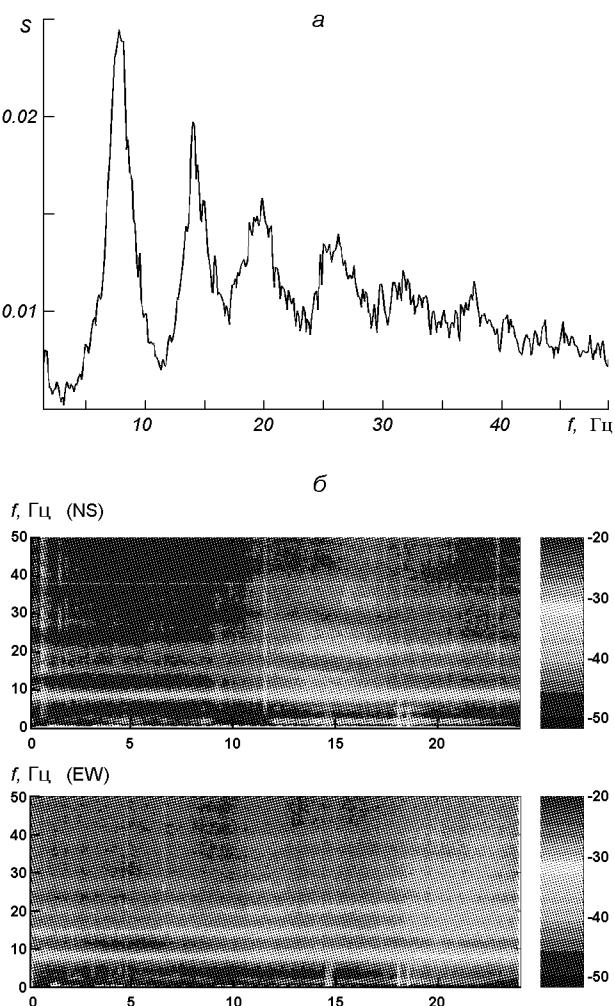


Рис. 3. Приклад реєстрації ЕМ-сигналів на УАС: а — спектр сигналу каналу магнітометра ЗВ 14 вересня 2002 р. в діапазоні шуманівських резонансів, (усереднення 10 хв, частотна роздільна здатність 0.12 Гц), б — добова спектрограма сигналу в діапазоні шуманівських резонансів (0.1—50 Гц)

ня значної потужності. Проте деякі джерела ЕМ-завад не вдалося повністю ліквідувати. Наприклад, чітко реєструється завада, викликана роботою КХ-передавача зв'язку станції. Але оскільки ця подія трапляється відносно рідко і може бути регламентована, суттєвого впливу на якість отриманих результатів вона не має. У майбутньому планується замінити вказаний пристрій на УКХ-передавач з супутниковим ретранслятором, що усуне це джерело завади. Після цього можна сподіватися, що в геомагнітній обсерваторії станції будуть створені оптимальні умови для проведення вимірювань слабких ЕМ-сигналів і використання їхніх результатів для геофізичних досліджень.

#### ДОСЛІДЖЕННЯ ОСОБЛИВОСТЕЙ ГЕОМАГНІТНИХ ПУЛЬСАЦІЙ

Геомагнітні пульсації є реакцією атмосфери на спорадичну корпукулярну активність Сонця і несуть у собі водночас інформацію як про джерело збудження, так і про магнітосферу та стан навколоземної плазми [2, 8]. Починаючи від 1998 р. на УАС експериментально вивчаються резонансні мікропульсації двох типів — Рс3 та Рс4. Як правило, вони викликаються власними магнітогідродинамічними (МГД) коливаннями в денній магнітосфері. МГД-хвилі частково відбуваються від нижньої границі іоносфери (Е-шар), а частково трансформуються в ЕМ-хвилі, які поширяються в нейтральній атмосфері та реєструються на поверхні Землі магнітометрами. Як відомо, Е-шар іоносфери, що формується лише в денних умовах освітлення, відіграє роль нижньої границі магнітосферного резонатора. Його утворюють геомагнітні трубки, «закріплені» в магнітно-спряжених точках двох півкуль. Спостереження поведінки власних частот резонансів, добrotностей та часу їхнього виникнення дають важливу інформацію про стан магнітного поля та навколоzemного плазмового оточення.

Варіації напруженості магнітного поля, спричинені геомагнітними мікропульсаціями досліджуваних класів, складають десяті й соті частки нанотесла, тому для їхньої реєстрації на Землі слід використовувати дуже чутливі магнітометри, які й були встановлені на УАС вперше 1998 р. Їхні параметри дозволили здійснити аналіз трикомпонентних варіацій магнітного поля з метою вивчення тонких спектральних характеристик та поляризаційної структури геомагнітних пульсацій у діапазоні частот пульсацій Рс3 та Рс4 [3].

На першому етапі обробки розраховувалися функції вірогідності появи пульсацій для різних частотних інтервалів протягом доби, після чого досліджувалися їхні поляризаційні властивості. Всього було зафіксовано  $M = 884$  випадки появи пульсацій за 10 днів вимірювань.

На рис. 4 зображені середні добові залежності параметрів поляризації за уесь цикл спостережень для всіх пульсацій з частотами 10—22 мГц (Рс4) та 24—60 мГц (Рс3) — рух кута  $\varphi$  орієнтації великої осі еліпса поляризації. Всі параметри поляризації були усереднені у годинних інтервалах; показано середні квадратичні відхилення значень для кожного інтервалу.

Пульсації класу Рс3 переважно спостерігалися в ранковий час, а пульсації класу Рс4 були рівномірно розподілені протягом дня. Створені цими пульсаціями коливання магнітного поля мають

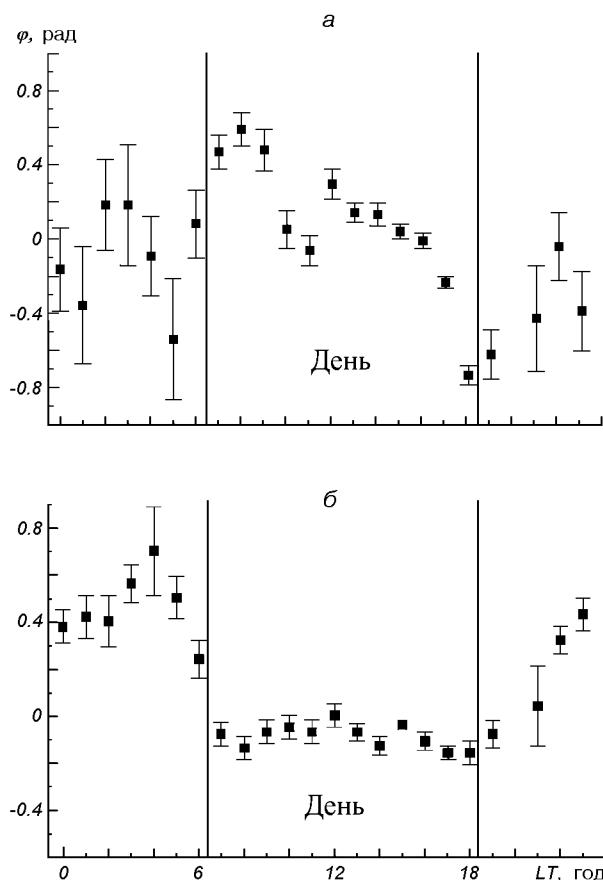


Рис. 4. Середні добові варіації кута  $\varphi$  між північним напрямом та великою віссю еліпса поляризації у період 22—31 березня 1998 р.: а — для пульсацій класу Pc4, б — для пульсацій класу Pc3

еліптичну поляризацію і, що найцікавіше, помічено регулярний рух великої осі еліпса поляризації пульсації Pc4 за Сонцем. Цей ефект встановлено вперше, і автори назвали його «ефект соняшника» [3]. Багаторічні безперервні спостереження за позиційним кутом еліпса поляризації в Антарктиці та поблизу магнітно-спряженого регіону в США підтвердили таку закономірність та дозволили використовувати цей ефект для відтворення умов збудження магнітосферного резонатора.

Детальний фізичний аналіз описаних вище особливостей поведінки поляризаційних характеристик дозволив зробити ряд важливих геофізичних висновків. Регулярні добові залежності орієнтації еліпса поляризації не можуть бути викликані виключно магнітосферними ефектами. Водночас вони спричинені регулярними змінами іоносфери, контролюваними сонячною радіацією. Дійсно, з одного боку

Е-шар відіграє роль границь магнітосферного резонатора, з іншого — параметри іоносфери (інтегральні поперечні провідності) чітко «відслідковують» добові та сезонні зміни УФ-радіації Сонця. На висотах нижньої іоносфери (100—130 км) своїх максимальних значень досягають поперечні педерсенівська й холлівська провідності, які формують відбивальні властивості магнітосферного резонатора. Провідності, в свою чергу, визначаються електронною концентрацією, іонним складом і частотами зіткнень часток — іоносферними параметрами, які мають яскраво виражені добову та сезонну залежності. Довгостроковий моніторинг цього ефекту на УАС та поблизу магнітно-спряженого регіону (Нова Англія, США) дозволив розробити методику відтворення поперечних провідностей нижньої іоносфери, які неможливо безпосередньо вимірювати з борту ШСЗ [10]. Ці дослідження були проведені разом з колегами зі США, які забезпечили аналогічні дослідження у Північній півкулі на обсерваторії Мілстоун Хілл (поблизу м. Бостон, Массачусетс).

При успішному запуску ШСЗ «Січ-1М» і проведенні синхронних наземно-космічних спостережень цих ефектів можуть бути отримані додаткові дані про стан магнітної оболонки, магнітосфери в цілому та іоносфери магнітно-спряжених регіонів.

#### ВЗАЄМОДІЯ ПОТУЖНИХ МЕТЕОПРОЦЕСІВ З ІОНОСФЕРНОЮ ПЛАЗМОЮ

Взаємодія потужних атмосферних процесів, які відбуваються біля поверхні Землі, з нейтральною та зарядженою складовими атмосферного газу є одним з найважливіших питань динаміки близького космосу. До найвпливовіших приповерхневих явищ перш за все слід віднести потужні атмосферні фронти та циклонічні вихори. Їхня енергія на декілька порядків може перевищувати енергію землетрусів, вивержень вулканів та ін. [6]. Багато дослідників геокосмосу намагалися виявити збурення метеорологічної природи на іоносферних висотах, аналізуючи варіації висотного профілю електронної концентрації. Однак досі не були отримані переконливі однозначні свідчення такої взаємодії. Невдача при такому підході частково визначається тим, що висотний профіль електронної концентрації є багатопараметричною функцією, кореляційні зв'язки з якою мають багатовимірний та неоднозначний характер. Крім того, на іоносферних рівнях здебільшого реєструються не самі атмосферні збурення, а їхні радіофізичні прояви, які не дозволяють переконливо виявити їхню природу [9].

У дослідженнях на УАС проведено цілеспрямовані

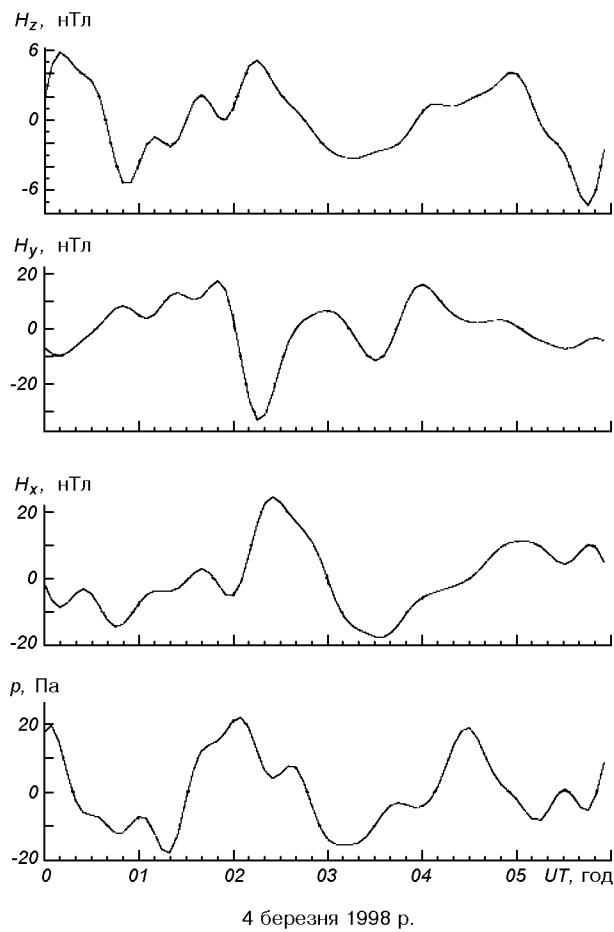


Рис. 5. Дані синхронних вимірювань трьох складових магнітного поля  $H$  та атмосферного тиску  $P$  під час проходження атмосферного фронту 4 березня 1998 р.

ване зіставлення варіацій метеопараметрів, вимірюваних біля поверхні Землі, із синхронними змінами магнітного поля. При цьому виявлено стійку реакцію магнітного поля Землі на проходження атмосферних фронтів [7]. На рис. 5 подано типовий приклад синхронно зареєстрованих на УАС варіацій трьох складових магнітного поля Землі та атмосферного тиску, де чітко простежується кореляція магнітних флюктуацій з часовим зсувом 25—30 хв відносно варіацій приповерхневого тиску. Як показують теоретичні розрахунки, ця затримка визначається часом розповсюдження атмосферних гравітаційних хвиль (АГХ), які збуджуються атмосферним фронтом, до висоти нижньої іоносфери (~100 км). Крім того, помічено, що варіації магнітного поля Землі, стимульовані атмосферною активністю на УАС, практично синхронно спостерігаються поблизу магнітно-спряженої точки на по-

верхні Землі — в регіоні Нової Англії у Північній півкулі.

Зазначені особливості подібних варіацій атмосферного тиску й магнітного поля Землі дозволили побудувати сучасну фізичну модель проектування потужних атмосферних процесів на висоти геокосмосу. Деталі цієї моделі викладені в роботі [7]. Суть її полягає в тому, що потужний погодний фронт збуджує в тропосфері атмосферні гравітаційні хвилі, які з півгодинною затримкою розповсюджуються вгору до висот динамо-шару зі швидкостями, обумовленими дисперсійними властивостями атмосфери. Модуляція щільності, швидкості рухів та температури нейтральної та заряджених складових атмосферного газу на цих висотах за рахунок впливу АГХ викликає варіації електродинамічних параметрів нижньої іоносфери — поперечних провідностей та щільності струму. Це, в свою чергу, збуджує стимульовані коливання магнітного поля в ділянці проходження фронту і практично одночасно в магнітно-спряженному регіоні.

На підставі цієї схеми розроблено оригінальну теоретичну модель, яка описує весь ланцюг фізичних явищ: збудження АГХ, їхнє розповсюдження на висоти динамо-шару, модуляцію плазмових параметрів нижньої іоносфери, струмових систем і стимульованих варіацій магнітного поля в обох півкулях. Числові оцінки, отримані в межах створеної моделі, добре узгоджуються з одночасно вимірюваними коливаннями тиску й магнітного поля Землі [11].

Зрозуміло, що деякі аспекти запропонованої теорії вимагають подальшого розвитку. Можна передбачити перспективність одночасних спостережень ЕМ-полів, які будуть проведені як на поверхні Землі біля УАС, так і за допомогою ШСЗ безпосередньо в геокосмосі.

Крім того, є аргументовані сподівання, що подальший розвиток моделі цього процесу матиме серйозний вплив і на розв'язання проблеми виявлення провісників землетрусів за допомогою ШСЗ. Існують численні свідоцтва, що перед початком землетрусу накопичення внутрішнього напруження приводить до деформації земної поверхні [5], яке теж може викликати АГХ. Треба додати, що атмосфера відіграє роль своєрідного «підсилювача» коливань земної поверхні через різке зменшення щільності атмосферного газу з висотою (на 3–4 порядки на висотах Е та F шарів відповідно). Навіть дуже малі сейсмічні коливання поверхні можуть призвести до суттєвого зсуву провідного шару іоносфери (на сотні—тисячі метрів), які у свою чергу викличуть генерацію магнітних варіацій, які можуть бути зареєстровані з борту ШСЗ.

## ВИСНОВКИ

Наведені вище приклади та аргументи дають можливість передбачити важливу роль унікального «підсупутникового» ЕМ-полігона, створеного в Антарктиці, у майбутніх наукових дослідженнях системи ЛАІМ наземними та космічними засобами. За перші роки роботи полігона отримані наукові результати сучасного світового рівня. Доповнюючи наземні дослідження супутниковими, можна очікувати появу нових даних спостережень обміну енергії між поверхнею Землі, атмосфорою та геокосмосом. Це дозволить детальніше вивчити механізми взаємодії в системі ЛАІМ для прогнозування потужних природних явищ. Звичайно, реалізація цих наукових перспектив вимагає розвитку та вдосконалення методичного й апаратурного за-безпечення експериментальних досліджень на УАС. У першу чергу це стосується підтримання максимально чистих ЕМ-умов на території станції, оскільки на сьогодні реалізувати власні граничні можливості магнітометрів поки що не вдається. Зважаючи на суворі погодні умови й скелястий ґрунт, будівництво окремого ЕМ-чистого павільйону з повним комплектом дослідницької апаратури є неординарним завданням, виконання якого потребує значних витрат часу та коштів. Одночасно потрібно розв'язати проблему надійного зв'язку з УАС для оперативної передачі великого обсягу експериментальних даних для проведення синхронних спостережень і використання УАС як «підсупутникового» полігона для ЕМ-моніторингу в реальному часі.

Виняткова важливість розв'язання цих завдань для подальшого розвитку вітчизняних космічних та антарктичних досліджень повинна стимулювати об'єднання усіх зацікавлених відомств.

Автори вдячні великому колективу зимівників, співробітникам ЛЦ ІКД, РІ НАНУ та УАЦ, які забезпечували безперебійну роботу унікального електромагнітного обладнання в суворих антарктичних умовах. Ми також вдячні Міністерству освіти і науки України, Національній академії наук України та Національному космічному агентству України за підтримку цих досліджень. Основні результати роботи отримані в рамках Державної програми проведення досліджень в Антарктиці за напрямами «Фізика верхньої атмосфери та близького космосу» та «Розробка і впровадження нових технологій».

- Безродний В. Г., Буданов О. В., Колосков А. В., Ямпольский Ю. М. Електромагнітное окружение Земли в СНЧ-диапазоне // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 5/6.—С. 117—123.
- Гульельми А. В., Троїцкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика ионосферы. — М.: Наука, 1974.—208 с.
- Зализовський А. В., Ямпольський Ю. М., Корепанов В. Е., Доценко І. Ф. Поляризационные исследования пульсаций Рс3, Рс4 на антарктической станции «Академик Вернадский» («эффект подсолнуха») // Радиофізика и радіоастрономія.—2000.—5, № 2.—С. 118—124.
- Корепанов В., Негода О., Лізунов Г. та ін. Проект «Варіант»: вимірювання електромагнітних полів та електричних струмів іоносферної плазми на супутнику «Січ-1М» // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 5/6.—С. 1—6.
- Свенсон О. М. Спучування земної поверхні — додатковий інформативний параметр у прогнозуванні землетрусів // Відбір і обробка інформації.—2000.—№ 14(90).—С. 100—104.
- Черногор Л. Ф. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта «Попередження» // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 1.—С. 38—47.
- Ямпольский Ю. М., Зализовский А. В., Литвиненко Л. Н. и др. Вариации магнитного поля в Антарктике и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью // Радиофізика и радіоастрономія.—2004.—9, № 3.
- Clilverd M. A., Menk F. W., Milinevsky G. P., et al. In situ and ground-based intercalibration measurements of plasma density at L = 2.5 // J. Geophys. Res.—2003.—108A, N 10.—1365.—DOI: 10.1029/2003JA009866.
- Galushko V. G., Beley V. S., Koloskov A. V., et al. Frequency-and-angular HF sounding and VHF ISR diagnostics of TIDs // Radio Science.—2003.—38(6).—P. 1102.
- Sinitis V. G., Yampolski Y. M., Zalizovski A. V., et al. Spatial field structure and polarization of geomagnetic pulsations in conjugate areas // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys.—2003.—N 65.—P. 1161—1167.
- Yampolski Yu., Zalizovski A., Lizunov G., Korepanov V. Experimental evidence of AGW generation as possible explanation of lithosphere-ionosphere coupling mechanism // Geophys. Res. Abstracts.—2003.—5. (EGS-AGU-EUG Joint Assembly).

## SPACE EXPERIMENTS GROUND SUPPORT ELECTROMAGNETIC POLYGON AT UKRAINIAN ANTARCTIC STATION

V. Ye. Korepanov, L. M. Lytvynenko, V. A. Lytvynov, H. P. Milinevskyi, Yu. M. Yampolskyi

The main direction of scientific researches of Ukrainian Antarctic Station (UAS) named «Academician Vernadsky» is electromagnetic monitoring of the system «Lithosphere — Atmosphere — Ionosphere — Magnetosphere» (LAIM). Electromagnetic instrumentation at UAS and its main parameters and operation mode are described. New original scientific results giving more light to the interactions in LAIM system are discussed and corresponding physical models are shortly described. The importance of UAS electromagnetic polygon as ground support of future Ukrainian space missions is underlined and main problems to be solved to use UAS in this role more efficiently are formulated.

УДК 550.38

## С. І. Клімов<sup>1</sup>, В. Є. Корепанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут космічних досліджень Російської академії наук, Москва, Росія

<sup>2</sup>Львівський центр Інституту космічних досліджень Національної академії наук України  
і Національного космічного агентства України

# Експеримент «Обстановка» на борту міжнародної космічної станції

*Надійшла до редакції 01.12.03*

Проблеми, пов’язані із взаємодією такого надвеликого тіла, як Міжнародна космічна станція (МКС) з навколошньою плазмою, особливо якщо прийняти до уваги специфіку структури системи енергозабезпечення та захисного покриття станції, мають першорядне значення як для технологічних, так і для наукових експериментів на борту МКС. Саме тому на найближче майбутнє заплановано російсько-український експеримент «Обстановка» з міжнародною участю на борту російського сегменту МКС, який має на меті вивчення електромагнітного стану навколошнього середовища МКС. Деталі цього експерименту подаються нижче.

### ВСТУП

Міжнародна космічна станція, яка створювалася зусиллями багатьох країн, є відповідною платформою для низки технологічних та наукових експериментів: мікрогравітація, біологія, матеріалознавство, моніторинг космічної погоди тощо. Для належного опрацювання результатів кожного експерименту надзвичайно важливо знати стан навколошнього середовища МКС.

По-перше, потужна система енергозабезпечення МКС викликає зміни її поверхневого потенціалу. А беручи до уваги те, що станція виготовлена з різних матеріалів в різних країнах світу з різними технологіями виробництва та поверхневого анодування, неможливо розрахувати чи передбачити ці зміни та характер концентрації електричного потенціалу вздовж її корпусу.

По-друге, таке надвелике тіло, як МКС, сильно збурює навколошню юносферну плазму, і можна сподіватися на виникнення деяких нових ефектів у взаємодії МКС-плазма.

Отже, необхідність скординованого експерименту на борту МКС з метою вивчення розподілу поверхневого потенціалу та електромагнітних умов біля її поверхні є очевидною. Це — головна мета експерименту «Обстановка» на борту російського сегмента МКС.

Заплановано виконати експеримент «Обстановка» в три етапи. У зв’язку з нагальною потребою в даних цього експерименту, спочатку буде проведений експеримент «Обстановка-1». Для його прискорення передбачається неавтономний режим роботи системи збору даних, коли сигнали від давача будуть передаватися через кабель всередину МКС і нагромаджуватися там (обговорення завдань цього етапу — головна мета даної роботи).

Під час другого етапу — «Обстановка-2» — заплановано головним чином повторити той самий склад наукового обладнання, доповнений внутрішнім блоком збору даних та блоком обробки з телеметричною системою близької дії й незалежним електроживленням (сонячні батареї), що дозволить працювати в автономному режимі. Такий автономний космічний буй або система буй будуть встановлені космонавтами у визначених місцях, щоб контролювати електромагнітний стан у багатьох точках МКС. Інформація за допомогою телеметричної системи буде передаватися на борт, аналізуватися космонавтом і/або передаватися на Землю. Однією з подальших розробок на цьому етапі є використання штанги, яка поступово розгортається, або вантажного крану МКС: буй, встановлений на його вершині, буде здатним зробити «зріз» електромагнітних умов у близькому оточенні МКС.

Третій етап — ТРАБАНТ — це технологічні експерименти з тим самим буєм, що використовувався на другому етапі, але прив'язаним довгою попередньо напружену стрічкою на відстані до 1 км або вільно плаваючим у космосі поблизу МКС. Головною метою цього етапу буде подальший «переріз» оточення стації для знаходження відстані, безпечної від впливу МКС на чутливу наукову апаратуру.

Дуже важливим для всіх перелічених етапів є забезпечення вимірювань сигналів низьких рівнів, що сприятиме розвиткові актуальних напрямів наукових досліджень, зокрема ідентифікації іоносферних провісників сейсмічних катаклізмів (землетрусів, вивержень вулканів) і моніторингу космічної погоди.

#### ОБГРУНТУВАННЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Динамічні процеси в магнітосфері та іоносфері викликають цілий ряд електромагнітних (ЕМ) явищ. Здійснення їхнього моніторингу на борту МКС вимагає розробки і методики спостережень, і відповідного експериментального обладнання. Методика електричних і магнітних вимірювань в космосі була розроблена на ранніх етапах космічних досліджень, із внеском авторів даної роботи в тому числі [3]. Але деякі теоретичні питання, пов'язані з взаємодією надвеликого тіла з космічною пlasмою, впливом зарядів і шумів, які виникають в активних експериментах, досі залишаються об'єктом досліджень.

Природна емісія пlasми стала об'єктом уваги вже під час перших спостережень з борту космічної станції. Під впливом космічного випромінювання у пlasмі іоносфери відбуваються процеси, які характеризуються цілим набором емісій: свистовими, чerenkovськими, електронно-циклotronними, ленгмюрівськими, Бернштайна, верхньогібридними та широкосмуговою хвильовою активністю. З іншого боку, іоносфера Землі зазнає впливу «знизу» — як природного, так і антропогенного. В цілому ЕМ-випромінювання в найближчому оточенні Землі є суперпозицією природних ефектів та промислових завад. З борту низькоорбітальних супутників були виявлені ЕМ-емісії, спричинені ураганами, землетрусами та виверженнями вулканів. Зареєстровано також цілий комплекс явищ, пов'язаних з людською активністю: взаємодія хвилі—частка, прискорення та висипання електронів радіаційного поясу, параметричне з'єднання електромагнітних вістрільних хвиль, зсув частоти ЕМ-хвиль і розширення їхнього спектру.

Помічено, що на рівень радіошумів, виявлених з борту супутника, сильно впливають як фізичні властивості навколошнього середовища супутника, так і шуми, створювані бортовою системою. Більшість таких збурень спостерігалася на низьких частотах, і тільки деякі були пов'язані з високочастотними ЕМ-емісіями.

Були проведені наземні експерименти з нагрівання іоносфери потужними ЕМ-хвиллями. Синхронне спостереження високочастотних хвиль на борту супутника «Коронас-1» над нагрівальним пристроям «Сура» показало посилення фонової радіації разом з появою випромінювання на третій і п'ятій електронних циклотронних гармоніках [9]. Подальші експерименти з високочастотним опроміненням іоносфери в нічній авроральній ділянці показали ініціювання місцевої активації авrorи. Спостереження за високочастотними випромінюваннями в іоносфері з борту низькоорбітальних супутників «Інтеркосмос-19», «Космос-1809», «Активний» і «Апекс» показали значне зростання інтенсивності випромінювань над деякими географічними зонами. Останні дослідження показали також, що принаймні частина джерел аномальних УНЧ-ННЧ-ДНЧ-явищ може бути заражена до сейсмічної активності [7]. Цікаве посилення інтенсивності спостерігалося навіть у частотному діапазоні нижче критичної частоти  $f_0F2$ , переважно в локальний нічний час [9]. Оскільки таке зростання спостерігалося переважно над густонаселеними регіонами Європи та Азії, воно було пов'язане з антропогенною активністю. Ці спостереження були також зроблені на супутнику «Коронас-1». Одночасно з реєстрацією випромінювання в діапазоні 0.1—30 мГц, були помічені потоки електронів і протонів високих енергій [9, 12, 13]. Експеримент на борту супутника «Ореол-3» дозволив створити карту випромінювань електричних і магнітних полів і дослідити вплив людської діяльності на природні хвилі [11]. ЕМ-хвилі системи радіомовлення, що постійно проникають в іоносферу, також можуть збурювати найближче космічне оточення: в зенітній ділянці іоносфери спостерігається місцева ленгмюрівська або іонно-акустична турбулентність. Отже, виглядає, що помічене зростання фонової радіації у високочастотному діапазоні викликається як природними змінами в геомагнітній системі, так і людською діяльністю.

Основним напрямом геофізичних досліджень як частини дослідження космічної погоди є вивчення взаємозв'язку пlasмових і ЕМ явищ у сонячному вітрі і магнітосфері з геомагнітними збуреннями, реєстрованими з космічної станції, орбіта якої знаходиться на висоті нижньої іоносфери. Особлива

увага при цьому надається питанням розподілу й розвитку низькочастотних магнітних збурень. ННЧ-ДНЧ-сигнали, які спостерігалися раніше [10], викликались природними й штучними джерелами, завдання ідентифікації яких ще досі не розв'язане. Визначення напряму розповсюдження сигналів дозволить отримати його розв'язок і визначити відношення між вектором Умова — Пойнティングа, нормальню до хвилі і реальним напрямом розповсюдження енергії хвилі [5, 6].

Процес розширення авроральної іоносфери під час суббурі був дослідженний на основі даних, отриманих за допомогою експерименту «Спрут-VI» на борту орбітальної станції «Мир» [1, 2]. Спільні вимірювання з ACE в сонячному вітрі і з «Інтербол-1» в різноманітних місцях у магнітосфері дозволили описати розвиток магнітної суббурі. Прилади станції зареєстрували періодичне сильне збільшення магнітної активності і потоків енергійних електронів, особливо на найвищих широтах, які перетинала орбіта станції «Мир». Такі випадки, залежно від часу і геомагнітних координат, відповідають зниженням низькоширотної границі аврори до діапазону широт орбіти станції «Мир» під час суббурі.

Дані зі станції «Мир» дали можливість вивчати особливості магнітних суббур у найближчому ото-

ченні Землі. Ми впевнені, що і МКС може бути використана для прямого моніторингу ефектів космічної погоди на висоті іоносфери, особливо під час порівняно сильних збурень [4].

Зараз реалізується перший етап проекту «Обстановка» з часом запуску на початку 2005 р. Основна стратегія розгортання космічних буйв, з'єднаних кабелем з приладом всередині МКС, який накопичує та опрацьовує дані, показана на рис. 1. Встановлюватимуть та розгорнатимуть конструкцію на зовнішній поверхні космонавти.

Нижче викладено мету експерименту та подано опис дослідницького апарату.

#### МЕТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Розвиток динамічних процесів в іоносферній плазмі Землі під впливом космічного випромінювання може привести до появи небезпечних електромагнітних явищ, які можна спостерігати і на низьких орбітах, і на поверхні Землі. Для прикладу, надзвичайно велика зміна магнітосферної структури в 1972 р. була результатом її взаємодії з катастрофічно прискореним потоком плазми від Сонця. Це призвело до пошкодження частини ліній електропередач і трубопроводів у Канаді й США. Коро-

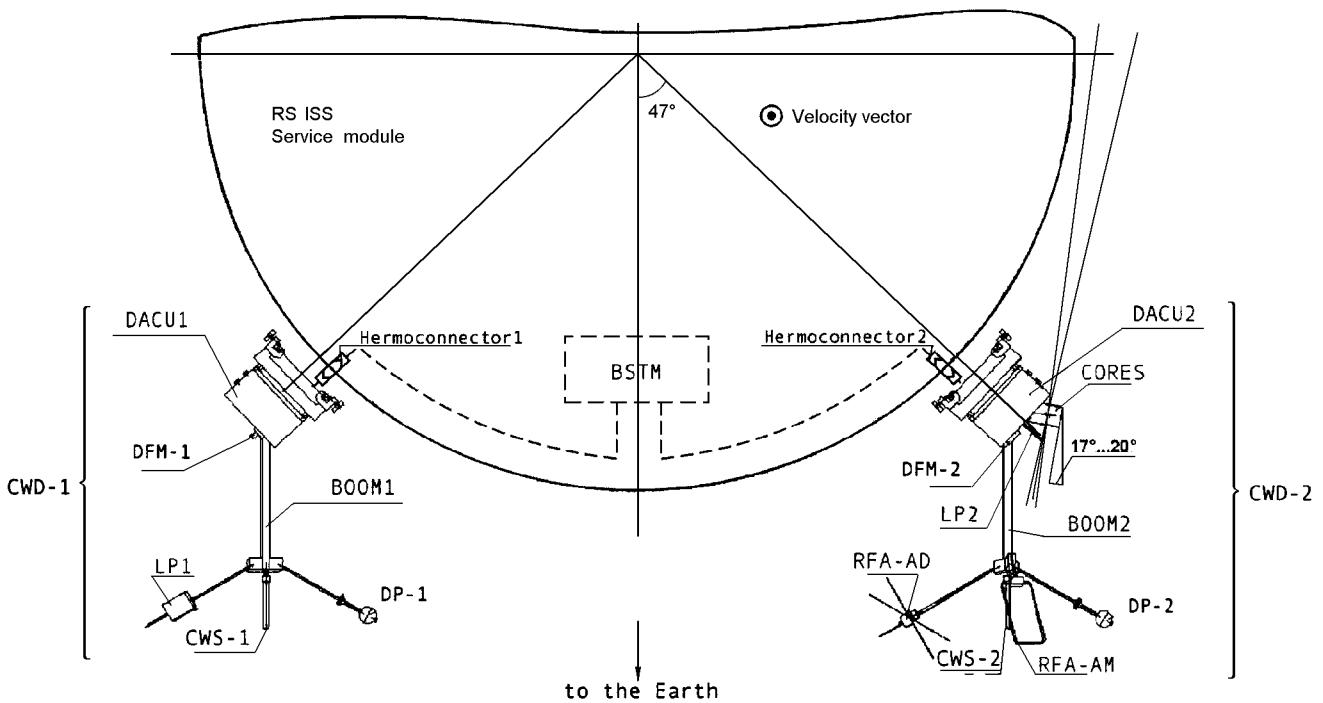


Рис. 1. Розташування блоків експерименту «Обстановка-1» на борту РС МКС

нарні виверження плазми з Сонця 6—11 січня 1997 р. та 27—29 жовтня 2003 р., напевне, спричинили пошкодження апаратури деяких телекомунікаційних супутників. Показано також, що явища на поверхні Землі (наприклад, землетруси, тайфуни і т. д.) можуть бути пов'язані з сонячною активністю, яка супроводжується структурними змінами просторових магнітних полів [8]. До цього часу недостатньо досліджений відомий факт впливу сонячної активності і магнітних бур на людський організм (частоти до кількох герц).

З іншого боку, деякі природні явища в атмосфері Землі можуть викликати помітні ефекти в іоносфері. Класичним прикладом земної радіації, зареєстрованої ШСЗ, є іоносферні вістрери, генеровані грозовою активністю. Індустріалізація суспільства пов'язана зі споживанням значної кількості енергії, передусім електромагнітної, що постійно збільшується. До цього часу недостатньо уваги приділялось ідентифікації межі впливу терагенної ЕМ-радіації на хвильові процеси у навколоzemному просторі, а також на висипання заряджених частинок з радіаційних поясів.

Запуск дуже великих космічних об'єктів — орбітальних станцій «Мир» і МКС — може також бути важливим фактором антропогенного впливу на навколошире середовище [2]. Таким чином, довготривалий глобальний екологічний моніторинг ЕМ-радіації в діапазоні від постійного поля до кількох десятків мегагерц є актуальною необхідністю сьогодення (на вищих частотах, які використовуються телекомунікаційними мережами, система контролю рівня радіації вже працює). Проведення такого моніторингу на борту ШСЗ дозволить спостерігати практично за усіма регіонами Землі. При цьому дуже важливо, щоб отримана інформація якнайшвидше передавалась на потужні наземні комп'ютери і ставала доступною для широкої наукової громадськості.

Виходячи з усього сказаного, визначені такі основні цілі експерименту «Обстановка-1»:

- вивчення плазмово-хвильових процесів, які виникають при взаємодії дуже великих космічних станцій з іоносferою;
- моніторинг потенціалу поверхні МКС;
- удосконалення методу комбінованої хвильової діагностики плазмових процесів у іоносфері з борта великих і довговічних космічних станцій;
- ідентифікація джерел збудження плазмових потоків і ЕМ-полів у приповерхневій зоні МКС;
- дослідження плазмово-хвильових процесів, пов'язаних з взаємодією між сонячним вітром, магнітосферою, іоносферою, атмосферою та літосферою;

- екологічний моніторинг низькочастотної ЕМ-радіації антропогенного характеру та пов'язаної з глобальними катастрофами;
- вивчення рівня збудження плазми навколошире середовища та ЕМ-полів та механізму розповсюдження штучних ЕМ-хвиль від інжекції електронних і плазмових пучків з борта МКС;
- вивчення масових характеристик важких іонів ( $\text{NO}^+$  і  $\text{O}_2^+$ ) в приповерхневій зоні МКС на підставі отриманих даних ДНЧ-шуму і концентрації плазми;
- моніторинг космічної погоди в екваторіальній, середньо-широтній і субавроральній іоносферах.

Для досягнення цих цілей був складений відповідний комплекс наукової апаратури для вимірювання наступних параметрів на висоті орбіти МКС:

- параметри термальної плазми;
- температура електронів та іонів ( $T_e$ ,  $T_i$ );
- густота електронів та іонів ( $N_e$ ,  $N_i$ );
- спектр електронів з енергією в діапазоні 0.01—10 кеВ;
- постійні електричні та магнітні поля та струми;
- змінні електричні та магнітні поля та струми;
- поточний потенціал МКС;
- спектр ДНЧ ЕМ-флуктуацій.

#### Наукові прилади експерименту «Обстановка»

Прилади	Відповідальні виконавці
Комбіновані хвильові зонди CWS-1, CWS-2	ЛЦ ІКД, Україна
Ферозондовий магнітометр DFM-1	ІКД РАН, Росія
Ферозондовий магнітометр DFM-2	ЛЦ ІКД, Україна
Шілинні зонди Ленгмюра LP-1, LP-2	ЛСЗВ, Болгарія
Монітори потенціалу поверхні DP-1, DP-2	ІКД БАН, Болгарія
Кореляційний електронний спектрограф (10 еВ — 10 кеВ) CORES	Сассекський університет, Великобританія
Радіочастотний аналізатор RFA	ІКД Уппсала, Швеція, ЦКД ПАН, Польща
Аналізатор УНЧ-сигналів SAS3	Університет Етвоша, Угорщина
Блок збору даних та управління DACU	ІФД, Угорщина, Шеффілдський університет, Великобританія
Блок нагромадження телеметричної інформації BSTM (всередині МКС)	ІФД, Угорщина, Шеффілдський університет, Великобританія
Апаратура наземної підтримки GSE	ІФД, Угорщина, ЦКД ПАН, Польща

З урахуванням викладеного вище і був створений плазмовий хвильовий комплекс (ПХК), основні параметри якого описані в наступному розділі.

## ПЛАЗМОВИЙ ХВИЛЬОВИЙ КОМПЛЕКС

Вимоги до плазмового хвильового комплексу (ПХК) складалися на підставі сформульованих завдань експерименту, обговорених у попередніх розділах. Розробка ПХК виконана з урахуванням вимог до структури і технології підготовки космічного експерименту. Бралися до уваги компактність обладнання, модульність і ЕМ-сумісність усіх бортових систем і наукового обладнання. У підготовці експерименту та виготовленні відповідних вимірювальних та службових систем взяв участь міжнародний науковий колектив. Його склад та внесок учасників подані в таблиці.

Всі наукові прилади розподілено між двома блоками — космічними буями CWD-1 і CWD-2, які будуть встановлені на зовнішній поверхні службового модуля російського сегмента МКС, орієнтований в бік Землі (рис. 1). Блок BSTM, що здійснюватиме збір даних на жорсткі диски великого обсягу, буде встановлений всередині МКС. Він з'єднуватиметься з буями CWD-1 і CWD-2 через гермоз'єднувач МКС за допомогою кабелю.

Всі прилади ПХК розроблені й сконструйовані в межах міжнародної співпраці під науковим і технічним керівництвом Інституту космічних досліджень (ІКД) Російської академії наук. В 2002 р. експеримент «Обстановка» був узgodжений Українським і Російським космічними агентствами як російсько-український експеримент з міжнародною участю на борту російського сегмента МКС. Кооперація, відображення в таблиці, дозволяє не тільки зменшити вартість обладнання для кожної зі сторін, але й підвищити науковий і технологічний рівень усього експерименту.

Функціональна схема експерименту «Обстановка» подана на рис. 2. Прилади, перелічені в таблиці, розміщені у двох космічних буях CWD-1 і CWD-2, як показано на функціональній схемі. Кожен буй функціонує незалежно, з одним винятком: вихідний сигнал електричного каналу приладу CWS-2 через кабель і гермоз'єднувач подається на другий вход блоку SAS3, а на його перший вход подається вихід електричного каналу приладу CWS-1, в результаті чого блок SAS3 формує різницю потенціалів між приладами CWS-1 та CWS-2, що при відомій відстані між ними дозволяє обчислити напруженість електричного поля.

Відстань між буями CWD-1 і CWD-2 дорівнює 5 м (рис. 1). Крім забезпечення зручних умов для вимірювання напруженості електричного поля, це

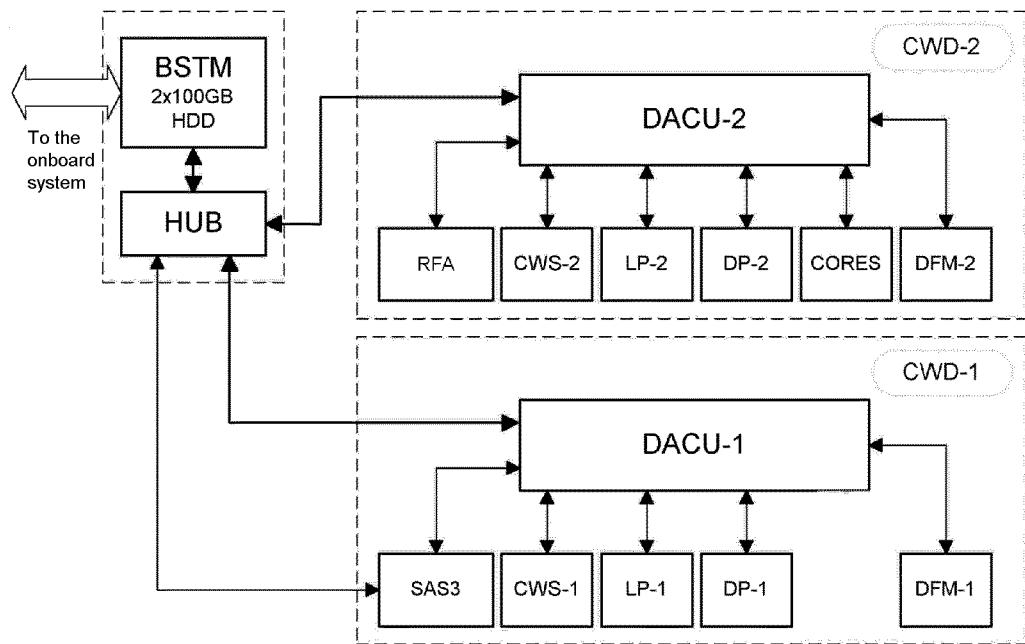


Рис. 2. Функціональна схема плазмово-хвильового комплексу наукової апаратури експерименту «Обстановка-1»

дозволить проводити одночасні координовані вимірювання концентрації та температури заряджених частинок (LP-1 та LP-2), потенціалу поверхні (OP-1 та OP-2) та постійного магнітного поля (DFM-1 та DFM-2), що також підвищить надійність роботи ПХК.

Все наукове обладнання, що буде використовуватись в експерименті «Обстановка», — це нові модифікації приладів, які вже раніше застосовувалися для плазмово-хвильових вимірювань. Подібні прилади використовувались учасниками цього експерименту в інших космічних експериментах, і принципово нових розробок проводити не потрібно, що дозволяє знизити ціну проекту.

Прилади обох космічних буй CWD-1 і CWD-2 сконструйовано для безперервної роботи на борту МКС. Оскільки джерело живлення береться з МКС, серйозних обмежень у споживанні енергії немає. Всі прилади мають принаймні два операційні режими: «моніторинг» і «подія», які відрізняються розміром файлу даних, що передається на бортовий комп’ютер МКС. Змінні жорсткі диски з пам’яттю 100 ГБ для збору й зберігання даних будуть на борту приблизно 180 днів, тобто кожні півроку жорсткий диск буде змінюватися й відправлятися на Землю найближчою експедицією. Крім того, передбачено періодичну передачу інформації через телеметричний канал МКС.

Ця робота була підтримана контрактом НКАУ 1-02/03 і проектною угодою УНТЦ NN38.

- Григорян О. Р., Клімов С. І., Клос З. і др. Прибор для экологического мониторинга на ОК «Мир» // Инженерная экология.—1997.—N 2.—P. 44—50.
- Григорян О. Р., Клімов С. І., Кузнецов С. Н. и др. Антропогенный фактор электромагнитного загрязнения ближнего космоса // Инженерная экология.—1996.—N 4.—P. 24—41.
- Сопрунук П. М., Клімов С. І., Корепанов В. Е. Электрические поля в космической плазме. — Київ: Наук. думка, 1994.—190 с.
- Bering E. A., Koontz S. L., Evans D. S., et al. Calibrating and deriving physical parameters using plasma contactor data from

the international space station // Adv. Space Res.—2003.—32, N 11.—P. 2335—2341.

- Ferencz Cs. A geometric resolution of the contradiction between the propagation of electromagnetic plane wave in moving dielectrics and the Einsteinian addition of velocities // Acta Technica Ac. Sci. H.—1977.—84, N 1-2.—P. 147—151.
- Ferencz Cs. Electromagnetic wave propagation in inhomogeneous media: The analysis of the group velocity // Acta Technica Ac. Sci. H.—1978.—86, N 1-2.—P. 169—213.
- Ferencz Cs., Ferencz O. E., Hamar D., Lichtenberger J. Whistler phenomena; Short impulse propagation. — Dordrecht: Kluwer, 2001.—260 p.
- Georgieva K., Kirov B., Atanasov D. On the relation between solar activity and seismicity on different time-scales // J. Atmospheric Electricity.—2002.—22, N 3.—P. 291—300.
- Klos Z., Kiraga A., Pulinetz S. A. Broad-band hectometric emission in the topside ionosphere created by ground-based transmitters // Adv. Space Res.—1990.—10.—P. 177—180.
- Lichtenberger J., Tarcsai Gy, Pasztor Sz., et al. Whistler doublets and hyperfine structure recorded digitally by the signal analyzer and sampler on the active satellite // J. Geophys. Res.—1991.—96.—P. 21149—21158.
- Parrot M. World map of ELF/VLF emissions as observed by low-orbiting satellite // Ann. Geophys.—1990.—8.—P. 135—146.
- Rothkaehl H., Klos Z. Broadband HF emissions as an indicator of global changes within the ionosphere // Adv. Space Res.—2003.—31, N 5.—P. 1371—1376.
- Rothkaehl H., Klos Z., Zbyszczyski Z., et al. The global distribution of RF emission in the topside ionosphere and high energy particle precipitation // J. Tech. Phys.—1999.—40.—P. 313—316.

#### THE “OBSTANOVKA” EXPERIMENT ABOARD THE INTERNATIONAL SPACE STATION

S. I. Klimov, V. Ye. Korepanov

The problems concerning the interaction of such super-large body as the International Space Station (ISS) with space plasma are of the top-priority importance for both technological and scientific experiments aboard the ISS. They are especially essential when some ISS peculiarities, namely, power supply system construction and surface coating structure are taken into account. That is why the Russian-Ukrainian experiment “Obstanovka” (“Environment” in English) with international participation is planned for the nearest future to be carried out aboard the Russian segment of the ISS. The main goal of the experiment is to study the ISS electromagnetic environment state. The experiment details are presented.

УДК 521.2

І. Е. Молотов<sup>1</sup>, А. Е. Вольвач<sup>2</sup>, А. А. Коноваленко<sup>3</sup>, И. С. Фалькович<sup>3</sup>,  
Л. Н. Литвиненко<sup>3</sup>, А. А. Негода<sup>4</sup>, О. П. Федоров<sup>4</sup>, **Б. Н. Липатов<sup>5</sup>,**  
**Ю. Н. Горшенков<sup>6</sup>, В. М. Агапов<sup>7</sup>, Дж. Туккари<sup>8</sup>, Ш. Лю<sup>9</sup>**

<sup>1</sup>Головна астрономічна обсерваторія Російської академії наук, Санкт-Петербург, Росія

<sup>2</sup>Кримська астрофізична обсерваторія, РТ-22, Кацивелі, Крим

<sup>3</sup>Радіоастрономічний інститут Національної академії наук України, Харків

<sup>4</sup>Національне космічне агентство України, Київ

<sup>5</sup>Науково-дослідний Радіофізичний інститут, Нижній Новгород, Росія

<sup>6</sup>Особливе конструкторське бюро Московського енергетичного інституту, Москва, Росія

<sup>7</sup>Інститут прикладної математики ім. М. В. Келдиша, Росія

<sup>8</sup>Інститут радіоастрономії, Ното, Італія

<sup>9</sup>Астрономічна обсерваторія, Урумчі, Китай

## Международные исследования с помощью помощью эксперименты околоземных объектов метода РСДБ-локации

*Надійшла до редакції 27.10.03*

За допомогою планетного радіолокатора «Свіаторія» (Україна) та з участю приймальних антен «Ведмежі Озера» (Росія), «Ното» (Італія), «Горуни» (Польща), «Шанхай» (Китай), «Урумчі» (Китай), «Симеїз» (Україна) та ін. з 1999 по 2003 рр. проведено шість експериментів з РНДБ-локації планет земної групи, навколоземних астероїдів і об'єктів косміческого мусора на високих орбітах. Комбінація методів радіолокації і РНДБ дозволила отримати новий науковий інструмент для вимірювань короткоперіодичних варіацій власного руху планет земної групи і визначення траекторій руху тіл Сонячної системи у квазіінерціальній системі координат Radio Reference Frame. Зареєстровано луна-сигнали від 25 об'єктів космічного сміття на геостаціонарній, високоеліптичній і півдобовій орбітах (зроблено прецизійні вимірювання зміщення частоти, викликаного ефектом Допплера, періоду обертання і оцінки розмірів), а також від планет Венера і Марс.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время метод радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) является наиболее точным в астрометрии. С 1999 г. начата программа исследования околоземного пространства с помощью совершенно нового в мировой практике метода РСДБ-локации, сочетающего радиозондирование с Земли планет земной группы, околоземных астероидов, объектов космического мусора и прием отраженных эхо-сигналов сетью радиотелескопов

режиме РСДБ [3]. Работы направлены на создание методической, технической и программной базы для решения задач фундаментальной астрометрии: определения составляющих векторов собственного вращения небесных тел и их короткопериодических (внутриорбитальных) вариаций, а также определение методом дифференциальных РСДБ-измерений [1] точного положения центров масс небесных тел (траекторий их движения) в квазинерциальной системе координат, опирающейся на внегалактические радиоисточники. Конечная цель работ — ус-

становление точной взаимной связи радио- и динамической барицентрической систем координат.

Важными прикладными аспектами проводимых исследований являются определение точных траекторий астероидов, потенциально опасных для Земли, и фрагментов «космического мусора». В ближнем космическом пространстве накопилось около 10 тысяч крупных объектов (космические аппараты, ступени ракет) и сотни тысяч мелких фрагментов (продукты взрывов, операционные фрагменты и т. д.), представляющих опасность для функционирующих спутников и орбитальных станций, а также жизни людей и экологии Земли (в случае падения крупных или содержащих радиоактивные материалы объектов).

С использованием планетного радиолокатора на базе РТ-70 в Евпатории (длина волны 6 см; излучаемая мощность до 180 кВт) и международной кооперации РСДБ станций «Низкочастотная РСДБ-сеть LFVN» [4] проведено шесть экспериментов методом РСДБ-локации.

#### **НАБЛЮДЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА РСДБ-ЛОКАЦИИ И АНАЛИЗ ДАННЫХ**

Подготовка и планирование экспериментов проводились в Радиоастрономическом институте Национальной академии наук Украины (РИ НАНУ, Харьков), Институте прикладной математики им. М. В. Келдыша (ИПМ, Москва), Главной астрономической обсерватории Российской академии наук (ГАО РАН, Санкт-Петербург), Научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ, Нижний Новгород). Зондирующие радиосигналы излучались 70-м антенной Национального центра управления и испытаний космических средств (НЦУИКС, Евпатория) в режимах немодулированной несущей 5010.024 МГц и линейной частотной модуляции.

Отраженные эхо-сигналы принимались международной сетью радиотелескопов с участием приемных антенн «Медвежьи Озера», «Ното», «Горунь», «Шанхай», «Урумчи», «Симеиз» и др. Принятые сигналы регистрировались на магнитную ленту в полосе 2 МГц с помощью системы регистрации «Марк-2». Корреляционная обработка сигналов проводилась в НИРФИ.

На первом этапе определялся автокорреляционный спектр принятых сигналов для детектирования наличия радиолокационного эха. Затем осуществлялась кросс-корреляция копии зондирующего сигнала и эхо-сигналов, принятых на различных антенах. Таким образом, может быть определено

доплеровское смещение частоты исследуемых сигналов относительно передаваемого сигнала с точностью до 0.003 Гц и их пространственная задержка с точностью до 50 м. В реальности точность доплеровских измерений объектов космического мусора снижается до величины порядка 0.1 Гц из-за заметного собственного вращения объектов, вызывающего доплеровское уширение спектра откликов.

С целью получения оперативной обработки информации разработан новый специализированный терминал регистрации для РСДБ-локации [5]. Этот терминал позволяет записывать принятые сигналы в полосе от 62.5 кГц до 32 МГц непосредственно на жесткие диски компьютера или транслировать их через интернет в центр обработки в режиме квазиреального времени. На данный момент терминал установлен в Медвежьих Озерах, Ното и Урумчи. Ко времени следующего сеанса РСДБ-локации (планируется на весну 2004 г.) такой терминал будет установлен в Евпатории и Симеизе.

**РСДБ-локация планет земной группы и околоземных астероидов.** Одним из аспектов применения метода РСДБ-локации является определение компонентов вектора собственного вращения планет. Традиционные методы определения этих компонентов с помощью обычной радиолокации требовали проведения многолетних экспериментов и подразумевали получение за эти периоды усредненных значений. Метод РСДБ-локации дает возможность получения «почти мгновенной», усредненной лишь на временном интервале в несколько месяцев, величины угловой скорости и ориентации оси вращения.

Идея определения элементов вращения небесного тела состоит в следующем. Результаты картографирования планет радиолокационным способом свидетельствуют о наличии на их поверхности малоразмерных областей с аномальными отражательными характеристиками (светлых и темных участков). Выберем такой участок поверхности, чтобы его видимые угловые размеры были близки к максимальному разрешению интерферометра по углу. Таких участков может быть несколько. Они дадут аномальные выбросы или впадины в спектре отраженного интерференционного сигнала и такие же эффекты в корреляционной огибающей. Предлагается отслеживать перемещение этих аномалий с течением времени.

В пяти экспериментах по РСДБ-локации проводились наблюдения планет Венеры, Марса и Меркурия. Пробная корреляционная обработка записей в формате S2 эксперимента VLBR99.1, позволила обнаружить корреляционные отклики на всех трех

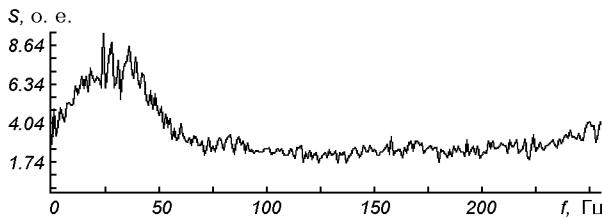


Рис. 1. Кросс-корреляционный спектр радиолокационных откликов от планеты Венера, принятых в Шанхае и Евпатории (вертикальная ось — нормированная спектральная мощность  $S$ )

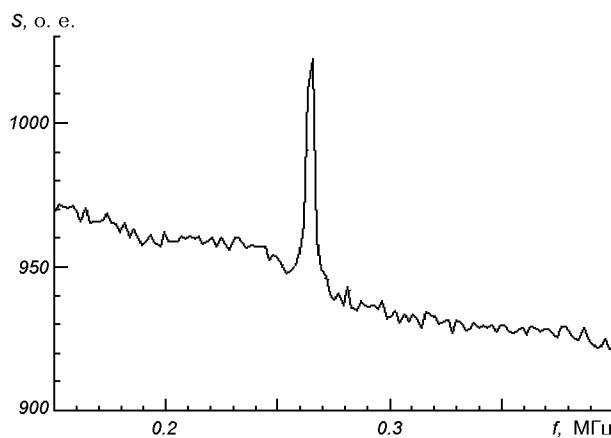


Рис. 2. Эхо-сигнал от планеты Марс: автокорреляционный спектр («Медвежьи Озера», 24.07.2003 г., 22:25:10 UT; вертикальная ось — нормированная спектральная мощность  $S$ )

базах эксперимента Евпатория — Светлое — Шанхай [3]. Пример полученного кросс-спектра мощности интерференционного отклика см. на рис. 1.

В эксперименте VLBR02.1 (23—29 июля 2002 г.) эхо-сигналы от планеты Венера зарегистрированы с помощью системы регистрации «Марк-2», а в VLBR03.1 (23—29 июля 2003 г.) записаны эхо-сигналы от планеты Марс (рис. 2). В настоящее время записи обрабатываются в НИРФИ.

За время выполнения программы было пять попыток РСДБ-локации астероидов. Обработка записанных магнитных лент показала, что коррелятор «Марк-2» имеет недостаточную разрешающую способность, чтобы выделить чрезвычайно слабый и узкополосный сигнал (единицы герц). Поэтому планируется разработка нового коррелятора с возможностью тонкой фильтрации радиосигналов.

**РСДБ-локация объектов космического мусора.** Изучение космического мусора — важная глобальная проблема, которая решается международным сообществом. С 23 по 29 мая 2001 г. проведена

Таблица 1. Объекты, от которых зарегистрированы эхо-сигналы

Название эксперимента	Дата	Объекты, от которых зарегистрированы эхо-сигналы
VLBR01.1	23—29 мая 2001 г.	1982-044F «Протон» 4-я ступень (блок ДМ № 28Л); 1984-063А «Радуга-15»; 1988-095А «Радуга-22»; 1990-061D «Протон» 4-я ступень (блок ДМ-2 № 24Л); 1982-044A «Космос-1366»; 1988-066A «Космос-1961»; 1991-010A «Космос-2133»
VLBR01.2	14—19 декабря 2001 г.	1998-027D «Молния-М» 4-я ступень; 1977-021A «Молния-1»; 1968-081Е «Транстейдж» (взорвался 21.02.1992); 1968-081Н Фрагмент разрушения «Транстейдж»; 1977-092А «Экран-2»; 1980-104А «Экран-6»
VLBR02.1	23—29 июля 2002 г.	1989-001C «Космос-1989»; 1999-033D «Протон» 4-я ступень (блок ДМЗ № 8Л); 1975-097А «Космос-775»; 1981-069А «Радуга-9»; 1982-044A «Космос-1366»; 1988-018B «Телеком-1С»; 1991-054D IUS-15 SRM-2 («Orbus-6E»)
VLBR03.1	23—29 июля 2003 г.	1976-107А «Экран-1»; 1977-092А «Экран-2» (взорвался в 1978); 1979-105А «Горизонт-3»; 1981-069А «Радуга-9»; 1982-044A «Космос-1366»; 1989-001C «Космос-1989»; 1989-081А «Горизонт-19»; 1994-056C LAPS AKM; 1998-029B «Центавр ТС-18»; 1999-033D «Протон» 4-я ступень (блок ДМЗ № 8Л)

первая серия экспериментов по радиолокации космического мусора (VLBR01.1) с помощью радиолокатора РТ-70 «Евпатория». Затем были проведены сеансы наблюдений: VLBR01.2 — с 14 по 19 декабря 2001; VLBR02.1 — с 23 по 29 июля 2002 г.; VLBR03.1 — с 23 по 29 июля 2003 г. Непрерывный сигнал мощностью от 40 до 100 кВт сканами длительностью по 20 минут излучали в направлении каталогизированных объектов, находящихся на геостационарной, высокоэллиптической или полуэллиптической орбитах. Перечень объектов для каждого эксперимента составлялся по предложениям российских и украинских заинтересованных ведомств, а эфемериды объектов уточнялись серией оптических наблюдений [2]. Минимальный размер объекта составил порядка 0.6 м (фрагмент РН «Транстейдж»).

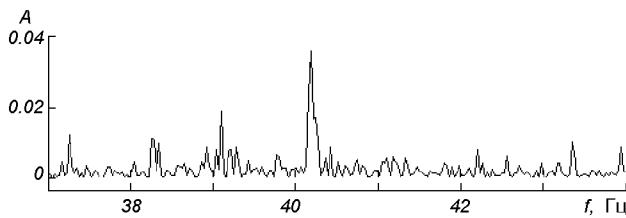


Рис. 3. Спектр интерферометрического сигнала на базе Евпатория (переданный сигнал) — Ното (принятое эхо) для объекта «Космос-1366» (1991-054D), 25.07.02, 13:20 UT, накопление 33.24 с. Частотное разрешение 0.03 Гц, доплеровский сдвиг — 25.279 Гц (вертикальная ось — амплитуда  $A$  интерференции)

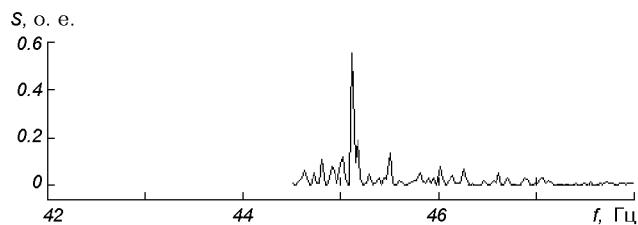


Рис. 4. Спектр интерферометрического сигнала на базе Евпатория (переданный сигнал) — Медвежьи Озера (принятое эхо) для объекта «Космос-1366» (1991-054D), 25.07.02, 13:20 UT, накопление 33.24 с. Частотное разрешение 0.03 Гц, доплеровский сдвиг —22.585 Гц (вертикальная ось — нормированная мощность  $S$ )

Таблица 2. Результаты измерений в эксперименте VLBR03.1

Международное обозначение объекта, дата наблюдений	Измерения сдвига Доплера		Период вращения, с	Размеры, м	
	«Медвежьи Озера»	«Урумчи»		Общие	Элементов
1976-107A «Экран-1», 28 июля	20:30:00 +2286.703 Гц 20:31:00 +2296.946 20:32:00 +2306.633	20:30:00 +2235.195 Гц 20:31:00 +2243.070 20:32:00 +2251.639	166.75	(9–10) × 4.5	4.0
1977-092A «Экран-2» (взорвался в 1978), 29 июля	23:50:00 +3768.594 23:51:00 +3769.716 23:52:00 +3770.720	23:50:00 +3315.859 23:51:00 +3316.054 23:52:00 +3316.422			
1979-105A «Горизонт-3», 29 июля	05:10:00 +1561.565 05:11:00 +1548.997 05:12:00 +1537.116	05:10:00 +1451.803 05:11:00 +1442.197 05:12:00 +1433.341	82.422	(9–10) × 4.5	4.5, 0.5
1981-069A «Радуга-9», 25 июля	21:40:00 +2714.477 21:41:00 +2723.652 21:42:00 +2733.005	21:40:00 +2559.217 21:41:00 +2570.585 21:42:00 +2579.379	81.813	(9–10) × 4.5	6.0, 1.5
1981-069A «Радуга-9», 28 июля	19:50:00 +1599.789 19:51:00 +1612.946 19:52:00 +1627.336	19:50:00 +1612.462 19:51:00 +1623.152 19:52:00 +1635.551	83.539		
1982-044A «Космос-1366», 25 июля	22:22:00 +3047.243 22:22:58 +3053.114 22:24:00 +3059.083	22:22:00 +2849.140 22:23:00 +2853.369 22:24:00 +2857.373	189.833	3.0 × 2.0	2.4
1982-044A «Космос-1366», 29 июля	03:50:00 +1212.257 03:51:00 +1199.414 03:52:00 +1186.991	03:50:00 +2001.639 03:51:00 +1090.792 03:52:00 +1080.341			
1989-081A «Горизонт-19», 25 июля	23:39:43 +1330.406 23:40:42 +1337.620 23:41:41 +1344.806	23:40:00 +1261.068 23:41:00 +1267.582 23:42:00 +1273.778			
1994-056C LAPS AKM, 29 июля	00:30:00 -54791.475 00:31:00 -54550.784 00:32:00 -54343.947	00:30:00 -53996.129 00:31:00 -53800.778 00:32:00 -53598.217			
1999-033D «Протон» 4-я ступень, 28 июля	19:10:00 -18211.962 19:11:00 -17986.546 19:12:00 -17768.602	19:10:00 -18981.314 19:11:00 -18761.371 19:12:00 -18549.234	5.772	6.0 × 6.0	1.1, 1.0
1989-001C «Космос-1989», 29 июля	03:10:00 +10154.778 03:11:00 +9884.539 03:12:00 +9614.148	03:11:00 +10839.649 03:12:00 +10663.603			

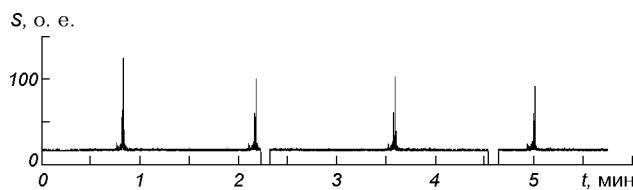


Рис. 5. Объект 1981-069A, наблюдения 28.07.03, старт в 19:47:10 UT, период вращения 83.539 с (вертикальная ось — нормированная мощность  $S$ )

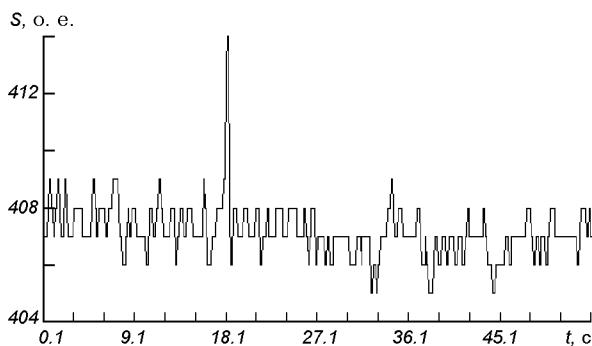


Рис. 6. Эхо от мелкого фрагмента в геостационарной области. 28.07.03, 00:47 UT (вертикальная ось — нормированная мощность принятого сигнала)

В табл. 1 приведены объекты космического мусора, от которых зарегистрированы эхо-сигналы.

На рис. 3, 4 приведены полученные спектры интерферометрического сигнала для объекта «Космос-1366».

В сеансе VLBR03.1 для объектов 1976-107A, 1979-105A, 1981-069A, 1982-044A, 1999-033D, отклики от которых имели периодический импульсный характер, определены основные периоды собственного вращения, которые составляют соответственно 166.75, 82.442, 83.539, 189.833, 5.772 с (см. рис. 5).

Обработка доплеровских измерений объекта «Космос-1366», полученных в эксперименте VLBR02.1 на пунктах «Медвежьи Озера» и «Ното», показала, что измерения доплеровского смещения хорошо согласуются с моделью орбиты (в пределах 7 см/с). После взаимной обработки доплеровских и оптических данных новая модель орбиты имела рассогласование около 1 см/с. Исследования доплеровских уширений спектров откликов показывают принципиальную возможность восстановления изображения объектов.

В табл. 2 приведены результаты измерения доплеровского смещения и периода вращения для

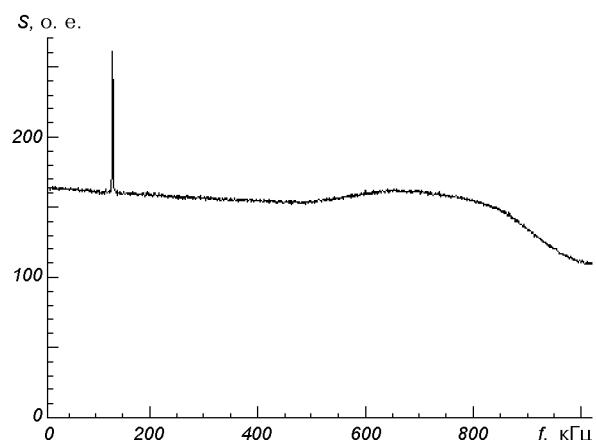


Рис. 7. Объект 1982-044A: автокорреляционный спектр (станция Ното) (вертикальная ось — нормированная мощность)

наблюдаемых объектов в период с 23 по 29 июля 2003 г.

Проведены пробные т. н. «бим-парк»-наблюдения — для низких орбит на базе Евпатория — Симеиз и для геостационарной орбиты на базе Евпатория — Медвежьи Озера, Ното и Урумчи. Эксперимент длительностью 3 ч был направлен на получение статистической информации о количестве фрагментов космического мусора, пролетающих через луч диаграммы направленности за единицу времени. На рис. 6 приводится предполагаемый результат обнаружения мелкого фрагмента на геостационарной орбите.

На рис. 7 приведен результат работы специализированного терминала регистрации для РСДБ-локации и нового коррелятора во время эксперимента с 23 по 29 июля 2003 г.

## выводы

Во время серии пробных экспериментов были созданы аппаратурная и методическая основы РСДБ-локации, в том числе и в режиме квазиреального времени. Отработано взаимодействие кооперации радиотелескопов-участников, модернизирован центр корреляционной обработки в НИРФИ, изготовлен коррелятор в Ното, работающий в режиме квазиреального времени.

Из РСДБ-локационных наблюдений, выполненных в течение 2001—2003 гг., зарегистрированы эхо-сигналы от 25 объектов космического мусора на геостационарной, высокоэллиптической и полуспутниковой орбитах, а также от планет Венера и Марс.

По наблюдениям в режиме квазиреального времени были успешно зарегистрированы эхо-сигналы от планеты Марс и 10 различных объектов: 1976-107A «Экран-1», 1977-092A «Экран-2» (взорвался в 1978 г.), 1979-105A «Горизонт-3», 1981-069A «Радуга-9», 1982-044A «Космос-1366», 1989-001C «Космос-1989» («Эталон-1»), 1989-081A «Горизонт-19», 1994-056C LAPS апогейный мотор, 1998-029B «Centaur TC-18», 1999-033D 4-я ступень РН «Протон-К» (Блок ДМЗ № 8Л).

Для перечисленных ниже объектов определены периоды вращения: «Космос-1366» — 189.833 с; «Экран-1» — 167.75 с; «Радуга-9» — 83.539 с; РН «Протон-К» — 5.772 с, «Горизонт-3» — 82.422 с. Измерения доплеровского смещения были получены на трех РСДБ-пунктах («Медвежьи Озера», «Ното» и «Урумчи») для 12 объектов. Анализ доплеровских смещений позволил оценить общие размеры для объектов: «Горизонт-3» — размер 10 м × 4.5 м; «Радуга-9» — 10 м × 4.5 м; 4-я ступень РН «Протон-К» — около 6 м.

Таким образом, полученные результаты демонстрируют широкие возможности РСДБ-локационных исследований космического мусора с помощью РТ-70 в Евпатории и РСДБ-сети. Весьма перспективным для обнаружения частиц порядка 1 мм является оснащение антенны РТ-22 «Симеиз» радиолокационным передатчиком коротковолновой части мм-диапазона.

РСДБ-наблюдения возможны только в результате скоординированных усилий большого количества людей. Авторы благодарны персоналу станций, корреляторов и центров анализа за помощь в проведении наблюдений.

Работа частично поддержана грантами INTAS-01-0669, РФФИ-02-02-17568, РФФИ-03-02-31013 и Национальным космическим агентством Украины по теме «Интерферометр».

1. Алексеев В. А., Антипенко А. А., Липатов Б. Н. и др. Длиннобазовая узкополосная радиоинтерферометрия для космической навигации. 1. Межпланетные аппараты; измерения координат АМС «Вега» // Космич. исслед.—1989.—27.—С. 447—453.
2. Коноваленко А. А., Фалькович И. С., Липатов Б. Н. и др. Некоторые результаты международных наблюдений высокоорбитального космического мусора 23—29 июля 2003 г. // Околоземная астрономия — 2003: Сб. тр. — Санкт-Петербург: Ин-т химии, 2003.—Т. 2.—С. 198—205.
3. Молотов И. Е., Абросимов В. М., Агапов В. М. и др. Исследования динамики планет земной группы, астероидов, сближающихся с Землей, и космического мусора методом РСДБ-локации // Всероссийская астрон. конф.: Тез. засл. докл. — Санкт-Петербург: НИИХ СПбГУ, 2001.—С. 128.
4. Molotov I., Kovalenko A., Samodurov V., et al. International Low-Frequency Very-Long-Baseline Interferometry Network Project Milestones // Astron. and Astrophys. Transactions.—2003.—22, N 4-5.—P. 743—752.
5. Tuccari G., Molotov I., Buttaccio S., et al. Radar VLBI activity with participation of Noto // Proc. of the 6th European VLBI Network Symp. / Eds E. Ros, R. W. Porcas, A. P. Lobanov, J. A. Zensus. — Bonn, 2002.—P. 45—47.

#### INTERNATIONAL EXPERIMENTS ON DEVELOPMENT OF VLBI RADAR METHOD FOR RESEARCH OF NEAR-EARTH BODIES

I. E. Molotov, A. E. Volvach, A. A. Konovalenko, I. S. Falkovich, L. N. Litvinenko, A. A. Negoda, O. P. Fedorov, B. N. Lipatov, Yu. N. Gorshenkov, V. M. Agapov, G. Tuccari, X. Liu

Six VLBI radar experiments on the research of Earth group planets, near-Earth asteroids and space debris objects were performed during 1999–2003 with the help of the Evpatoria RT-70 planetary radar (Ukraine) and with the participation of the receiving antennas Bear Lakes RT-64 (Russia), Noto RT-32 (Italy), Torun RT-32 (Poland), Shanghai RT-25 (China), Urumqi RT-25 (China), Simeiz RT-22 (Ukraine) et al. Combination of radar and VLBI methods allowed us to obtain a new scientific instrument for the measurements of short-periodic variations of planet proper rotations and for the determination of solar system body orbits in the Radio Reference Frame. Echo-signals from 25 space debris objects at geostationary, high-elliptical and half-day orbits as well as from Venus and Mars were detected. Precise Doppler shift, main period of rotation and size estimations were derived for some objects.

УДК 528.8(15):629.78

**В. В. Малиновский<sup>1</sup>, В. П. Зубко<sup>2</sup>, В. В. Пустовойтенко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Морський гідрофізичний інститут Національної академії наук України, Севастополь

<sup>2</sup>Національне космічне агентство України, Київ

## Возможности сопоставления данных радиолокатора бокового обзора «Січ-1М» с информацией зарубежных спутников

*Надійшла до редакції 22.04.04*

У рамках композитної моделі питомої ефективності площини розсіяння морської поверхні розглянуто особливості формування кутової структури радіолокаційних зображень (РЛЗ). Показано, що при відновленні фізичних параметрів атмосфери і океану необхідно враховувати як бретгівську, так і дзеркальну складові розсіяння та зміни їхнього співвідношення при різних кутах спостережень і метеоумовах. Запропоновано можливий підхід до створення алгоритму відновлення модуля швидкості вітру по всьому кадру РЛЗ. Його реалізація дозволить зіставляти дані радіолокатора бокового огляду з даними зарубіжних скаттерометрів.

На всемирном форуме по устойчивому развитию, проходившем на высшем уровне в Йоханнесбурге (ЮАР) в 2002 г., отмечалось, что дальнейший прогресс человечества невозможен без достоверной информации о состоянии Земли и окружающей среды. Космические аппараты для наблюдения Земли являются первичными, а в многих случаях и единственными источниками данных, необходимых для решения широкого круга научных и прикладных задач, касающихся управления природными ресурсами, защиты окружающей среды, предотвращения и ликвидации последствий чрезвычайных ситуаций.

Особенно актуальной остается проблема дальнейшего развития механизмов глобального комплексного наблюдения за нашей планетой. С этой целью в 1998 г. была инициирована Интегрированная глобальная стратегия наблюдения (IGOS — Integrated Global Observing Strategy) как система партнерства 14 международных организаций, охватывающая такие основные направления:

- наблюдение за океаном;
- глобальный контроль за выбросами углерода;
- мониторинг химического состояния атмосферы;
- глобальные гидроцикли;

© В. В. МАЛИНОВСКИЙ, В. П. ЗУБКО,  
В. В. ПУСТОВОЙТЕНКО, 2004

- геологические опасности;
- коралловые рифы.

Таким образом, партнерство в IGOS рассматривается как объединение трех глобальных систем наблюдения, океана (GOOS), суши (GTOS) и климата (GCOS) под эгидой Комитета спутникового наблюдения Земли (CEOS) с участием международных агентств-спонсоров (IGBP, WCRP, IGFA) вместе с FAO, ICSU, IOC-UNESCO, WMO.

Наблюдение за океанами является приоритетным благодаря следующим факторам:

- потребность человечества в глобальных океанических наблюдениях обусловлена необходимостью прогнозирования погоды, зарождения и развития ураганов; контроля состояния океанов для обеспечения безопасности навигации и морских операций; контроля эрозии берегов; использования океанов как источника пищевых ресурсов и хранилища для отходов;
- океаны оказывают определяющее влияние на глобальный климат, гидрологические и энергетические циклы, от чего, в свою очередь, зависят экономические, политические и другие аспекты.

Регулярный мониторинг параметров океана, в частности температуры и уровня поверхности, при водного ветра, цвета воды осуществляется с помощью спутниковых наблюдений, которые дополняются контактными измерениями из дрейфующих и погружающихся буев. Разработана действующая международная политика создания системы контроля морской среды. Правительства многих государств согласовали проведение систематических глобальных измерений, заключив соответствующие конвенции, в том числе соглашение относительно закона о морях, рамочное соглашение о климатических изменениях, соглашении о биоразнообразии, повестке дня 21 (Конференция ООН в Рио-де-Жанейро) и пр.

На настоящий момент достигнут существенный прогресс в наблюдениях океана. Благодаря поддержке международных организаций и программ (IOC, WMO, ICSU, UNEP, FAO, CEOS) были выполнены эксперименты WOCE и начальный этап GOOS. Планируется серия новых проектов, среди которых глобальный океанический эксперимент по ассимиляции данных (GODAE), одобренный группой стратегического внедрения (SIT) CEOS и который должен продемонстрировать преимущества оперативной океанографии. Международная координационная группа по цвету океана (IOCCG) рассматривает проект, нацеленный на реализацию стратегии изучения биогеохимических процессов в океане и его экосистеме. Результатом этих проектов должно стать создание интегрированной системы контактных морских и дистанционных спутниковых измерений. Актуальной проблемой остается продолжение долгосрочных периодов мониторинга морской среды, развитие новых технологий наблюдений и методов прогноза состояния моря с помощью как действующих, так и планируемых к запуску космических аппаратов: RADARSAT, ERS, ENVISAT, Agua, ICESAT, «Січ-1М».

Важной задачей космической деятельности, осуществляющей под эгидой НКАУ, является повышение ее эффективности, в том числе через участие в международных космических проектах. Украинские спутники по своим возможностям могут стать частью мировой космической наблюдательной системы. В этом случае необходимым требованием является не только установка современной измерительной аппаратуры на борт космического аппарата, но и наличие верифицированных методик восстановления физических параметров океана, атмосферы, земной поверхности (температуры, коэффициента спектральной яркости, скорости ветра и пр.).

Планируемый к запуску КА «Січ-1М» оснащен техническими средствами ДЗЗ, позволяющими ре-

шать широкий круг как прикладных, так и научных задач. Одним из основных приборов, установленных на борту, является радиолокатор бокового обзора (РБО). Более чем 20-летний опыт эксплуатации РБО, созданного силами специалистов научно-исследовательских, проектно-конструкторских и производственных организаций Национальной Академии наук и других ведомств Украины, показал его высокую эффективность. Большая полоса обзора, достаточно высокие пространственное разрешение и чувствительность [3], возможность получения информации в любое время суток независимо от наличия облачности обеспечили широкие информационные возможности РБО [11], с помощью которого проводились наблюдения тайфунов [3, 4], определялись границы ледового покрова, идентифицировались океанические температурные фронты [6], исследовались особенности ветрового поля, вызванные орографическими эффектами [7, 9].

Правильная интерпретация радиолокационных изображений (РЛИ) предполагает знание как физических механизмов их формирования, так и информативных параметров морской поверхности, вариации которых приводят к изменениям принимаемого сигнала. Например, если усиление ветра вызывает увеличение рассеивающих свойств поверхности, в основном за счет увеличения энергии ряби, то проявление внутренних волн в РЛИ обусловлено изменением характеристик обрушений ветровых волн. Для анализа радиолокационных измерений правильное обоснование, выбор информативного параметра, описание структуры сигнала являются принципиальными при создании методик обработки данных.

Ниже рассмотрим задачу определения поля скорости ветра  $U$ , решаемую при радиолокационном зондировании морской поверхности. В настоящее время эти данные, получаемые с помощью зарубежных скаттерометров, работающих в штатном режиме и ежедневно измеряющих характеристики более 95 % поверхности Мирового океана, используются для метеорологических прогнозистических моделей. Информации РБО с элементом разрешения на поверхности  $1.5 \times 2.5 \text{ км}^2$  может существенно дополнить и детализировать скаттерометрические наблюдения.

В качестве примера на рис. 1 показано проявление атмосферного циклона в восточной части Черного моря 27.10.96 г. в изображении РБО ИСЗ «Січ-1» и синхронное поле ветра по данным NSCAT, имевшем пространственное разрешение 50 км. Как следует из рис. 1, на РЛИ хорошо видна «тонкая» структура ветрового поля, которая, естественно, не проявляется в данных скаттерометра.

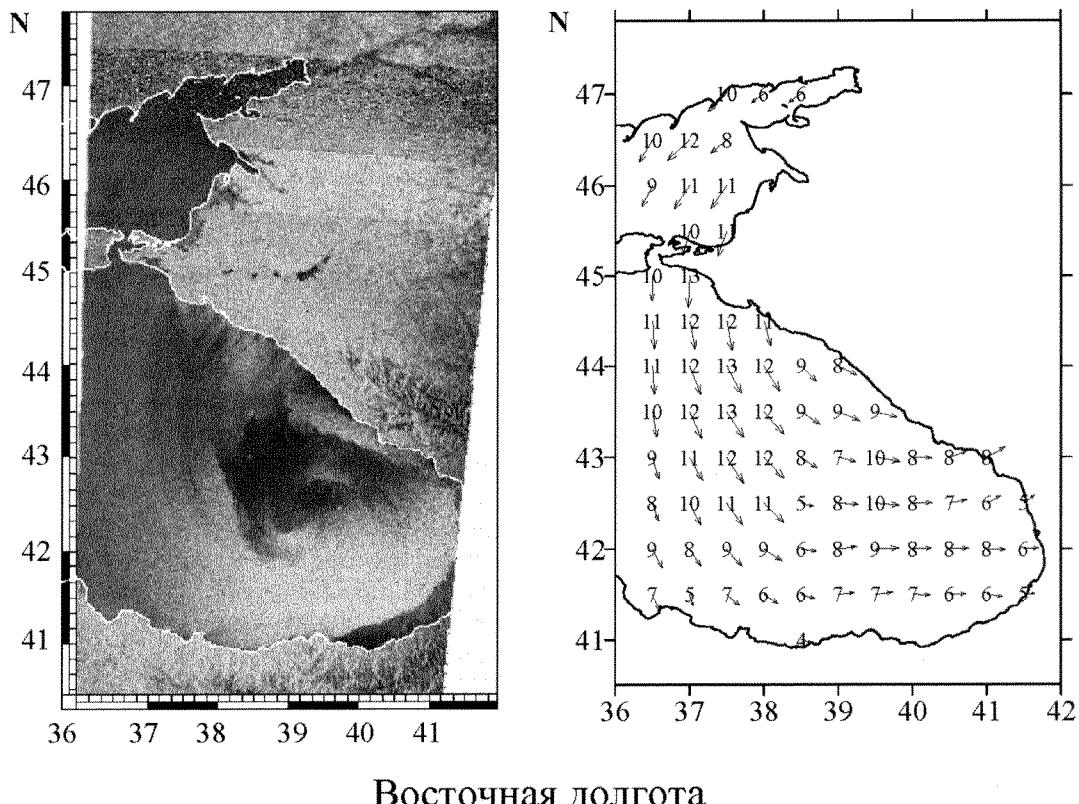


Рис. 1. Наблюдения атмосферного циклона в восточной части Черного моря 27.10.96 г. в РЛИ, полученном РБО «Січ-1» (слева) и синхронное поле ветра по данным скаттерометра NSCAT (справа)

Более того, отчетливо видна погрешность NSCAT при определении направления ветра в южной и восточной части циклона.

Особую ценность могут представлять данные РБО при решении задачи контроля ветровой обстановки в прибрежной зоне в целях обеспечения безопасности мореплавания, определения ветровых нагрузок на сооружения. Примеры наблюдения по РБО «Січ-1» сильной пространственной изменчивости ветрового потока над Черным и Азовским морями, вызванной трансформацией атмосферного пограничного слоя в условиях неустойчивой стратификации, можно найти в работе [9]. В прибрежной зоне особенности поля ветра, имеющие масштабы от десятков до ста километров, зависят от многих факторов, в частности, орографии, разности температуры вода-воздух, ограниченных пространственно-временных масштабов развития волнового поля. Вследствие этого, как показали сопоставления контактных и дистанционных измерений, восстановле-

ние скорости ветра в прибрежных районах по скаттерометрическим данным характеризуется существенными ошибками [13, 19].

Целесообразность комплексирования скаттерометрических данных и РБО не вызывает сомнений. Однако это, в первую очередь, предполагает сопоставимость информации. Если для скаттерометров, работающих при фиксированном угле наблюдения  $\theta$  разработаны и верифицированы модели восстановления скорости ветра (например, СМОД и ее модификации), то применительно к обработке РЛИ, характеризующихся широким диапазоном  $\theta$ , эта задача к настоящему времени полностью не решена. Удельная эффективная площадь рассеяния (УЭПР) морской поверхности формируется за счет различных физических механизмов, основными из которых являются брэгговское рассеяние, зеркальные отражения и обрушения ветровых волн. Относительный вклад указанных механизмов в общую УЭПР зависит от угла наблюдения поверхности

океана, который для РБО «Січ-1М» лежит в пределах  $20^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$ . При этом законы изменения каждого из компонентов рассеяния от гидрометеорологических условий существенно различны.

Целью настоящей работы является оценка возможности восстановления скорости приводного ветра по данным РБО с учетом изменения геометрии наблюдения по кадру РЛИ.

### ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Для описания УЭПР морской поверхности  $\sigma_0$  воспользуемся упрощенной композитной моделью, предложенной в [5, 14] и представляющую сумму брегговской и небрегговской составляющих

$$\sigma_0 = \sigma_{0\text{br}} \left( 1 + g(\theta) \frac{s^2}{2} \right) + \frac{2|R_0|^2 \sec^4 \theta}{s^2} \exp \left[ -\frac{\operatorname{tg}^2 \theta}{s^2} \right], \quad (1)$$

где  $\sigma_{0\text{br}}$  — чисто брегговский компонент рассеяния [1]:

$$\sigma_{0\text{br}}(\theta, \varphi) = \pi |G(\theta)|^2 \sin^{-4}(\theta) \cdot B(k_b, \varphi), \quad (2)$$

$\varphi$  — азимут наблюдения относительно направления ветра,  $k_b = 2k_r \sin \theta$  — волновое число резонансно — рассеивающей волны,  $k_r$  — волновое число радиоволны,  $S(k_b, \varphi)$  — спектр возвышений морской поверхности на волновом числе  $k_b$ ,  $B = k^4 S$  — спектр насыщения волн (см., например, [14]);  $|G(\theta)|^2$  — коэффициент рассеяния [15];  $|R_0|^2$  — коэффициент отражения для нулевого угла падения,  $s^2$  — полный средний квадратичный наклон поверхности:

$$s^2 = 2 \int_{-\pi}^{\pi} \sin^2 \varphi d\varphi \int_{k < k_d} k^{-1} B(k, \varphi t) dk, \quad (3)$$

$g$  — геометрический коэффициент рассеяния двухмасштабной модели, равный

$$g(\theta) = \frac{1}{2\sigma_{0\text{br}} \frac{\partial^2 \sigma_{0\text{br}}}{\partial \theta^2}}. \quad (4)$$

Отметим, что величины  $\sigma_0$ ,  $\sigma_{0\text{br}}$ ,  $|G(\theta)|^2$ ,  $g$  зависят от вида поляризации радиосигнала. Для вертикальной поляризации излучения/приема, на которой работает РБО, коэффициент  $|G(\theta)|^2$  имеет вид

$$|G(\theta)|^2 = \frac{\cos^4 \theta (1 + \sin^2 \theta)^2}{(\cos \theta + 0.111)^4}. \quad (5)$$

Волновое число  $k_d$  в пределе интеграла в (3) в рамках двухмасштабной модели брегговского рассеяния делит спектр поверхности на короткие модулируемые ( $k > k_d$ ) и длинные модулирующие волны ( $k < k_d$ ). Уровень спектра  $B(k, \varphi)$  в высокочастотной области (интервале изменения  $k_b$ ) имеет сложный вид. Есть ряд моделей, описывающих спектр ветровых волн [12, 14]. В контексте данной работы отметим, что зависимость  $B(k, \varphi)$  в коротковолновой области от скорости ветра достаточно сильная и в  $X$ -диапазоне радиоволн она близка к  $B(k_b, \varphi) \sim U^n$ , где  $n \sim 2$ .

Первое слагаемое в правой части (1) представляет брегговскую составляющую рассеяния в рамках двухмасштабной модели  $\sigma_{\text{br}}$ , а второе слагаемое описывает вклад зеркальных отражений  $\sigma_{\text{sp}}$ . Поскольку рассеяние на обрушениях ветровых волн является существенным при горизонтальной поляризации сигнала, а при вертикальной поляризации его роль незначительна [14], применительно к РБО этот компонент УЭПР в первом приближении учитывать не будем. Отметим, что выражение для брегговской составляющей в (1) является приближенным и получено в рамках двухмасштабной модели рассеяния. Длинные волны изменяют угол наблюдения поверхности и средняя УЭПР представляется как сумма «локальных»  $\sigma_{0\text{br}}$  вдоль профиля модулирующих волн

$$\sigma_{\text{br}} = \langle \sigma_{0\text{br}}(\theta_0 - \zeta_j) \rangle, \quad (6)$$

где  $\zeta_j$  — уклон длинных волн. Традиционно для получения простой модели выражение (6) раскладываются в ряд Тейлора по  $\zeta$  и ограничиваются членом второго порядка [14, 15]. Результатом является выражение в скобках в первом слагаемом в (1), которое справедливо для  $\theta > 25 \dots 30^\circ$ , однако при меньших углах такое разложение дает существенные ошибки [14].

Из анализа соотношения между  $\sigma_{\text{br}}$  и  $\sigma_{\text{sp}}$ , рассчитанного при использовании спектра поверхности, предложенного в работе [14], можно сделать следующие выводы [5]. В начальной части строк РЛИ, получаемых РБО, в интервале углов  $20^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$  значения  $\sigma_{\text{sp}}$  сопоставимы с  $\sigma_{\text{br}}$ , причем при уменьшении угла наблюдения вклад зеркальных отражений в  $\sigma_0$  становится основным. При  $\theta > 25 \dots 26^\circ$  УЭПР морской поверхности формируется за счет брегговской составляющей.

На рис. 2 представлено РЛИ западной Атлантики, полученное РБО ИСЗ «Січ-1» 5 марта 1996 г. Сплошная линия на рисунке, соответствующая  $\theta = 25^\circ$ , условно делит изображение на два указан-

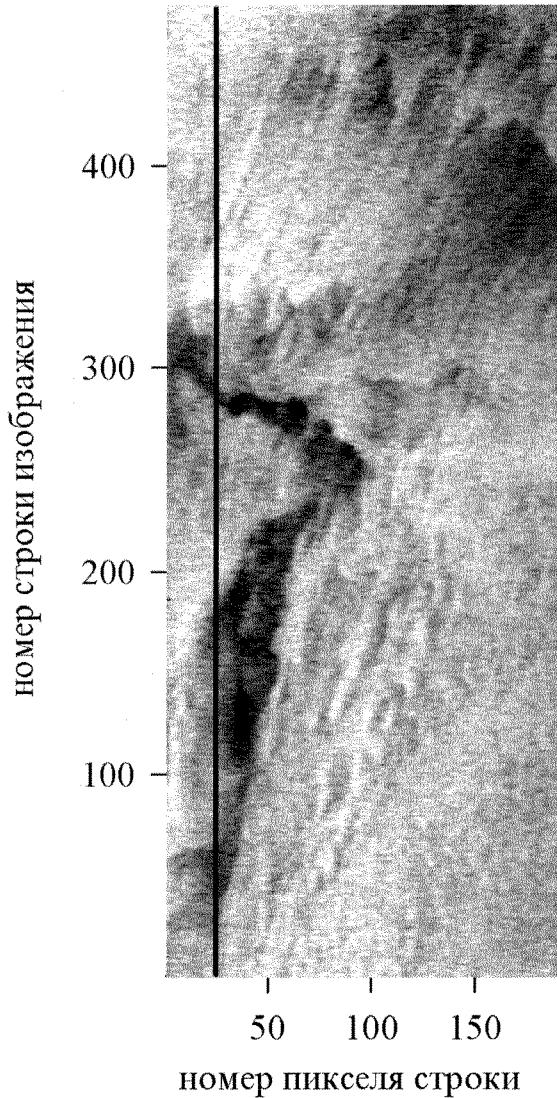


Рис. 2. РЛИ западной части Атлантического океана в районе п-ва Ньюфаундленд по данным РБО ИСЗ «Сич-1» 05.03.96. Сплошная линия соответствует углу наблюдения. Начало строк РЛИ — слева

ных диапазона углов. Как следует из (1), с учетом (2), (4) и (5), каждый из компонентов  $\sigma_{br}$  и  $\sigma_{sp}$  при каком-либо фиксированном  $\theta$  имеет собственный вид ветровой зависимости (через изменение  $B(k, \varphi)$ , и следовательно,  $s^2$  от  $U$ ). Заметим, что соотношение между  $\sigma_{br}$  и  $\sigma_{sp}$  будет также определяться наличием на поверхности поверхностно-активных веществ, течений, условиями развития вет-

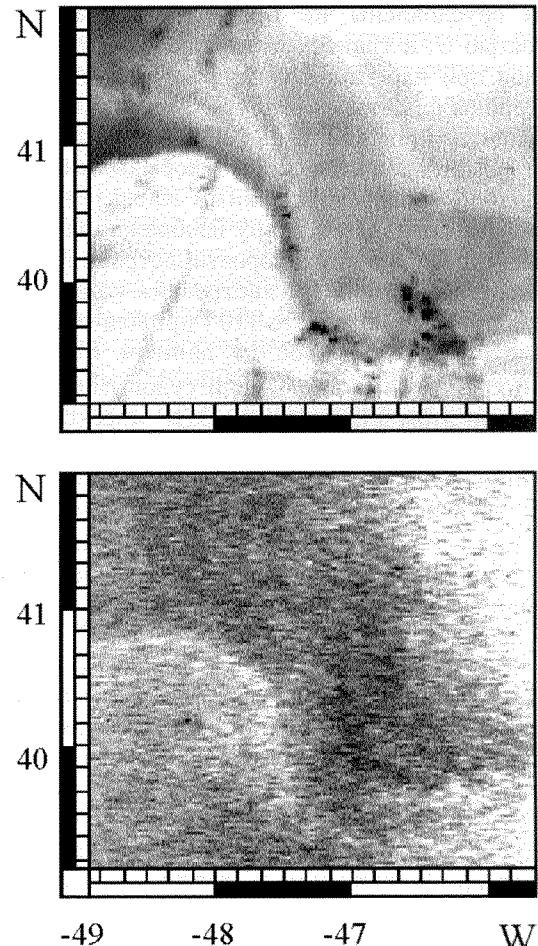


Рис. 3. Проявление фронтальной зоны Гольфстрима в поле температуры по данным NOAA (сверху) и РЛИ (снизу). Средняя скорость северо-восточного ветра 8 м/с. Изменения уровня РЛ сигнала вызваны эффектом трансформации атмосферного погранслоя

ровых волн, разностью температуры вода — воздух и рядом других факторов, влияющих на  $B(k, \varphi)$  при заданном  $U$ .

На рис. 3 в качестве примера приведены фрагмент РЛИ фронтальной зоны Гольфстрима и синхронное поле температуры поверхности океана, заимствованные из работы [8]. Ветер в этом случае имел северо-восточное направление со средней скo-

ростью  $U = 8$  м/с. Наблюдаемые сильные изменения уровня сигнала в районе температурного фронта обусловлены не пространственной неоднородностью  $U$ , а трансформацией атмосферного пограничного слоя при набегании воздушного потока с холодной стороны фронта на теплую. Этот пример показывает, что при анализе РЛИ учет сопутствующей гидрометеорологической информации обязателен.

Таким образом, сложный характер формирования РЛ-сигнала по кадру изображения делает задачу восстановления скорости ветра нетривиальной. Работ, посвященных «ветровой» калибровке РЛИ, крайне мало. В работе [10] приводится сопоставление  $\sigma_0$ , рассчитанное по данным РБО «Сич-1», с синхронными буйковыми и судовыми измерениями  $U$ , при этом для расчета УЭПР морской поверхности применялась процедура «брегговской» нормализации. Однако полученная ветровая зависимость  $\sigma_0$  была приведена к фиксированному углу наблюдения, и обработка РЛИ проводилась при учете только брегговского рассеяния, а спектр ветровых волн задавался спектром Филлипса с  $B(k, \varphi) = \text{const}$ .

Как указывалось выше, задача определения скорости ветра успешно решается с помощью скаттерометров. Преимущество РБО заключается, во-первых, в возможности определения более детальной структуры поля  $U$  и, во-вторых, в возможности проводить измерения в районах с сильной пространственно-временной изменчивостью ветра (например, в прибрежных зонах), где восстановленный по данным скаттерометров ветер имеет существенные ошибки. Тем не менее, в работах, посвященных анализу ветрового поля во внутренних морях, для расчета модуля  $U$  по РБО используется скаттерометрическая модель СМОД [2]. С учетом вышеизложенного ее применение к обработке изображений представляется неправомерным. Коротко остановимся на особенностях метода восстановления вектора скорости ветра по скаттерометрическим данным.

## СКАТТЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

При скаттерометрических измерениях задача восстановления ветра по РЛ-сигналу в определенной степени упрощается, поскольку скаттерометры работают на фиксированном угле наблюдения. Так, для КА «QuickScat» при вертикальной и горизонтальной поляризациях  $\theta$  составляет  $54^\circ$  и  $46^\circ$  соответственно при ширине диаграммы направленности антенны  $1.6^\circ$ . Такой метод измерения облегчает задачу создания моделей восстановления ветра,

поскольку, с одной стороны, при указанных значениях угла  $\theta$  сигнал формируется только брегговской составляющей рассеяния, а с другой стороны — постоянный угол наблюдения позволяет рассматривать параметры модели  $g(\theta)$ ,  $|G(\theta)|^2$  как постоянные величины.

Модели СМОД основаны на регрессионных зависимостях  $\sigma_0$  и вектора  $U$ , представляемых, как правило, в виде ряда Фурье [18]:

$$\begin{aligned} z(\theta, U, \varphi) &= \\ &= A_0(\theta, U)[1 + A_1(\theta, U)\cos(\Delta\varphi) + A_2(\theta, U)\cos(2\Delta\varphi)], \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\Delta\varphi$  — разность между направлением ветра и направлением облучения поверхности. Коэффициенты  $A_i$  определяются эмпирически путем сопоставления РЛ-данных со значениями  $U$ , как синхронно измеряемым *in situ*, так и получаемым по прогнозистическим метеорологическим моделям ECMWF, NCEP, GEOS. Выражение в квадратных скобках в (7) описывает азимутальное изменение  $\sigma_0$ , величина  $A_0$  «ответственна» за уровень сигнала ( $\sigma_0$ ) и его ветровую зависимость. В предположении равномерного распределения направлений скорости ветра путем усреднения (7) по  $\Delta\varphi$  можно определить  $A_0$  как [9]

$$A_0 \sim U^\gamma, \quad 0.35 \leq \gamma \leq 1. \quad (8)$$

Меньший наклон ветровой зависимости  $\sigma_0$  в (8), чем по данным [10], объясняется тем, что она получена для С-диапазона радиоволн, для которого изменение  $B(k, \varphi)$  от ветра слабее, чем в Х-диапазоне, в котором работает РБО.

Основным недостатком (7), на наш взгляд, является следующее. Данная модель основана на усвоении большого числа опорных данных, получаемых по всему Мировому океану при различных гидрометеорологических условиях. В результате эмпирические коэффициенты  $A_i$  следует рассматривать как средние, характерные для «фоновых» условий (нейтральная стратификация атмосферы, полностью развитое волнение, отсутствие течений и т. п.). Как следствие, оказываются значительными расхождения между восстановленными по скаттерометрическим данным величинами  $U$  с их буйковыми наблюдениями. Эти расхождения хорошо коррелируют с разностью температур вода/воздух, высотой волн, скоростью течений [16]. Модели СМОД неудовлетворительно восстанавливают скорость ветра в прибрежных зонах [13, 19], в первую очередь за счет отличия в этих районах условий развития волнения от открытого океана.

Таким образом, принципиальное различие геометрии наблюдения не позволяет использовать модель СМОД (или ее разновидности) применительно к обработке данных РБО. Более того, концепция получения «средних» ветровых зависимостей  $\sigma_0$  заметно снижает информационные возможности РЛИ морской поверхности.

#### возможный подход к восстановлению ветра по радиолокационным изображениям

Разработка алгоритмов восстановления скорости ветра по РБО «Січ-1М» должна в первую очередь базироваться на представлении об особенностях формирования изображений морской поверхности с учетом различных механизмов рассеяния и их вкладом в суммарную УЭПР. Исходным положением может служить тот факт, что, как следует из (1)–(4), все параметры композитной модели рассеяния в конечном итоге определяются спектром ветровых волн. Вариации  $B(k, \varphi)$  вызывают изменения уровня спектра брегговской ряби, модулирующего эффекта длинных волн, среднего квадратичного уклона поверхности, влияющего на условия зеркального отражения.

Если удастся выделить из РЛИ брегговскую и небрегговскую составляющие, задача существенно упростится, поскольку при заданном  $\theta$  величина  $\sigma_{0\text{br}}(U, \theta)$ , в соответствии с (2), описывается исключительно величиной  $B(k, \varphi, U)$ . Определение экспериментально полученных зависимостей

$$\sigma_{0\text{br}} = f(U, \theta)$$

дает возможность выполнить оценку изменений уровня спектра  $B$  на брегговском волновом числе от скорости ветра:

$$\hat{B}(k_b, \varphi, U, \theta) \sim \sigma_{0\text{br}} = f(U, \theta). \quad (9)$$

Использование выражения (9) с учетом (1)–(5) позволит описать  $\sigma_0$  в виде функции  $\theta$  и модуля  $U$ . При этом получение эмпирической зависимости для уровня спектра может быть использовано для расчета влияния длинных волн (см. (6)):

$$\sigma_{0\text{br}} \sim \langle \hat{B}(\theta_0 - \zeta_j) \rangle.$$

Параметризация  $\sigma_0$  через  $\theta$  и  $U$  решает задачу восстановления значений скорости ветра по всему кадру. Поскольку углы наблюдения для каждого пикселя РЛИ заданы априори (определяются установкой стробов), УЭПР морской поверхности оказывается зависимой только от одного неизвестного параметра  $U$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Особенностью формирования РЛИ морской поверхности является различный вклад компонентов рассеяния в суммарную УЭПР по строке изображения. Соотношение между брегговской и зеркальной составляющими зависит как от угла наблюдения, так и от ветро-волновых условий. В этой связи применение для РБО эмпирических моделей восстановления скорости ветра, используемых при скаттерометрических измерениях, представляется необоснованным. Одним из возможных путей решения задачи может явиться создание полуэмпирической модели «ветровой калибровки» РЛИ, основанный на учете различных механизмов рассеяния, разделения компонентов  $\sigma_0$  и определения зависимости «чисто» брегговского рассеяния от  $U$ . Это позволит рассчитывать скорость приводного ветра по всему кадру РЛИ и существенно повысит информативные возможности РБО. Преимущества предлагаемого метода состоят в следующем.

1. Применение традиционного подхода к восстановлению  $U$  предполагает статистически обеспеченные сопоставления  $\sigma_0$  с натурными измерениями скорости ветра для каждого угла наблюдения (пикселя) в РЛИ. Такая операция представляется трудно достижимой. Выполнение «ветровой калибровки» на нескольких  $\theta$  с последующей интерполяцией на другие углы затруднено из-за различных вкладов физических механизмов при формировании сигнала. Учет особенностей соотношения брегговской и небрегговской составляющих позволит параметризовать  $\sigma_0$  относительно скорости ветра во всем кадре РБО.

2. Параметризация УЭПР с учетом особенностей формирования РЛ-сигнала даст возможность более достоверно рассчитывать значения  $U$  в любом пикселе изображения РБО. Как результат снизится неоднозначность в определении причин увеличения сигнала в той части РЛИ, где существенный вклад в рассеяние имеют зеркальные отражения, а повышенные значения  $\sigma_0$  могут ошибочно интерпретироваться как усиление скорости ветра.

Уточнение и верификация приводимого выше алгоритма возможны в ходе специализированных натурных экспериментов. Необходимо отметить, что к настоящему времени нет эмпирических моделей для определения параметров океана и атмосферы по РЛИ при  $\theta < 30^\circ$ . Реализация предлагаемого выше подхода к методу восстановления скорости ветра по РБО «Січ-1М» позволит повысить достоверность информации и проводить ее сопоставление и комплексирование с данными зарубежных ИСЗ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Украинского научно-технологического центра, проект 2241.

1. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.—424 с.
2. Бухаров М. В. Изучение мезомасштабных характеристик полей скорости ветра над морской поверхностью по данным РЛСБО ИСЗ «Океан» // Исслед. Земли из Космоса.—1999.—№ 1.—С. 50—57.
3. Калмыков А. И., Курекин А. С., Ефимов В. Б. и др. Радиолокатор бокового обзора ИСЗ «Космос-1500» // Исслед. Земли из Космоса.—1985.—№ 3.—С. 76—83.
4. Калмыков А. И., Пичугин А. П., Цымбал В. Н., Шестопалов В. П. Радиофизические наблюдения из космоса мезомасштабных образований на поверхности океана // ДАН СССР.—1984.—279, № 4.—С. 860—862.
5. Кудрявцев В. Н., Малиновский В. В. Вклад зеркальных отражений в радиолокационных изображениях морской поверхности // Исслед. Земли из космоса.—2004.—№ 3..
6. Кудрявцев В. Н., Малиновский В. В., Родин А. В. Проявления температурных фронтов в радиолокационных изображениях океана // Исслед. Земли из Космоса.—1999.—№ 6.—С. 16—26.
7. Малиновский В. В., Пустовойтенко В. В. Радиолокационные наблюдения мезомасштабных особенностей приводного ветра // Системы контроля окружающей среды. — Севастополь: «ЭКОСИ-Гидрофизика», 1999.—С. 142—146.
8. Малиновский В. В., Пустовойтенко В. В. Наблюдение океанических фронтальных разделов с использованием спутниковых РЛСБО // Системы контроля окружающей среды. — Севастополь: «ЭКОСИ-Гидрофизика», 2002.—С. 211—218.
9. Малиновский В. В., Пустовойтенко В. В., Кудрявцев В. Н. Использование информации РЛСБО ИСЗ «Січ-1» для наблюдения Черного и Азовского морей // Системы контроля окружающей среды. — Севастополь: «ЭКОСИ-Гидрофизика», 1998.—С. 162—173.
10. Пустовойтенко В. В., Малиновский В. В. Некоторые особенности обработки информации спутниковой радиолокационной станции бокового обзора «Січ-1» // Морск. гидрофiz. журн.—1998.—№ 3.—С. 70—77.
11. Цымбал В. Н., Калмыков А. И., Курекин А. С. и др. Информационные возможности радиолокационной системы бокового обзора ИСЗ «Космос-1500» // Исслед. Земли из

- Космоса.—1985.—№ 3.—С. 84—92.
12. Apel J. R. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effect on radar backscatter // J. Geophys. Res.—1994.—99C, N 8.—P. 16269—16291.
  13. Freilich M. H., Dunbar R. S. The accuracy of the NSCAT 1 vector winds: Comparisons with National Data Buoy Center buoys // J. Geophys. Res.—1999.—104C, N 5.—P. 11231—11246.
  14. Kudryavtsev V., Hauser D., Caudal G., Chapron B. A semi-empirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface. 1. Background model // J. Geophys. Res.—2003.—108C, N 3.—P. 8054. doi:10.1029/2001JC001003
  15. Plant W. J. A two-scale model of short wind generated waves and scatterometry // J. Geophys. Res.—1986.—91C, N 9.—P. 10735—10749.
  16. Quilfen Y., Chapron B., Vandemark D. The ERS scatterometer wind measurement accuracy: Evidence of seasonal and regional biases // J. Atmos. and Ocean Techn.—2001.—18, N 10.—P. 1684—1697.
  17. Stoffelen A. A simple method for calibration of a scatterometer over the ocean // J. Atmos. and Ocean Techn.—1999.—16.—P. 275—282.
  18. Stoffelen A., Anderson D. scatterometer data interpretation: Derivation of the transfer function CMOD4 // J. Geophys. Res.—1997.—102C, N 3.—P. 5767—5780.
  19. Wang W., Worth D., Nowlin Jr., Reid R. O. A comparison among LATEX, NCEP, and ERS-1 scatterometer winds over Northwestern Gulf of Mexico // J. Atm. and Ocean Techn.—1998.—15, N 5.—P. 1204—1214

#### POTENTIALITIES OF THE COMPARISON OF «SICH-1M» SIDE LOOKING RADAR DATA AND FOREIGN SATELLITE INFORMATION

V. V. Malynovskiy, V. P. Zubko, V. V. Pustovoitenko

In the framework of composite model of normalized radar cross section of the sea surface, some peculiarities of radar scattering are examined. It is shown that there is a need to take into account both the Bragg component and specular reflection for retrieval of physical parameters of the atmosphere and ocean. A possible way to solving the problem of wind retrieval with the use of radar image is proposed. Its realization will allow one to compare SLR data with the information from scatterometers.

УДК 523.3:001.18

## В. С. Кислюк

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

# Повернення до Місяця

*Надійшла до редакції 25.05.04*

Проаналізовано основні етапи космічної ери дослідження Місяця. Розглянуто питання наукової доцільності створення у майбутньому на місячній поверхні населених наукових та науково-виробничих баз. Зокрема, такі бази розглядаються як ідеальне місце для всевільової астрономії.

## ВСТУП

Протягом останніх 20 років провідними космічними агентствами світу ведуться інтенсивні дослідження проблем активного освоєння Місяця, включаючи створення в недалекому майбутньому наукових та науково-виробничих комплексів на його поверхні. З попередніх результатів таких досліджень випливає, що здійснення в першій половині ХХІ ст. проекта місячної бази було б виправданим з наукової, економічної та соціальної точкою зору. Стан проблеми вивчення Місяця за допомогою космічних апаратів, а також деякі аспекти практичної реалізації цих грандіозних планів аналізуються у пропонованій статті.

### 1. «ЗОЛОТА ПОРА» ДОСЛІДЖЕННЯ МІСЯЦЯ

Не минуло і року від дня запуску в СРСР першого штучного супутника Землі, коли 17 серпня 1958 р. США намагалися взяти реванш запуском першого штучного супутника Місяця. Проте ця спроба виявилася невдалою. На 77 секунді після запуску носій КА «Піонер» вибухнув. Після цього упродовж 1958 р. було зроблено ще кілька спроб (американських і радянських) здійснення польоту до Місяця, але всі вони були невдалими.

Епоха досліджень Місяця за допомогою космічних апаратів (КА) розпочалась в 1959 р., коли в Радянському Союзі було здійснено три піонерські експерименти: перший обліт Місяця на відстані 5965 км від його поверхні (КА «Луна-1»), перша

жорстка посадка КА на місячну поверхню («Луна-2»), перша зйомка зворотного боку Місяця з відстані близько 70000 км («Луна-3»). Згодом СРСР був першим ще у кількох експериментах з дослідження Місяця: в 1966 р. — перша м'яка посадка («Луна-9») в районі Океана Штормів (Бур) та перший штучний супутник Місяця («Луна-10»), а в 1970 р. — перший саморушний апарат «Луноход-1», доставлений на місячну поверхню КА «Луна-17».

В космічній одисеї першого етапу досліджень Селени СРСР тримав явну перевагу. Тривалий час США лише повторювали космічні експерименти СРСР, але після епохального космічного польоту Юрія Гагаріна терпець американців увірвався. 25 травня 1961 р. президент США Джон Кеннеді звернувся до Конгресу країни з історичним посланням, в якому закликав, вважаючи успіхи СРСР в космосі за національну трагедію США, докласти всіх зусиль на взяття реваншу. Перед американською нацією була поставлена висока ціль — висадка людини на Місяць. Так з'явилась програма «Аполлон». Результати її виконання такі: від першого пілотованого обльоту Місяця космічним кораблем «Аполлон-8» (грудень 1968 р.) до останнього перебування астронавтів КК «Аполлон-17» на місячній поверхні (грудень 1972 р.) здійснено: дев'ять пілотованих польотів до Місяця (лише один з них, «Аполлон-13», виявився невдалим), у ході яких виконано шість посадок на місячну поверхню. До Місяця злітали 27 землян, 12 з них побували на поверхні Місяця. На Землю доставлено 381.7 кг місячних порід і проб ґрунту, десятки тисяч фотографій, фільмів та магнітних касет з даними вимірювань.

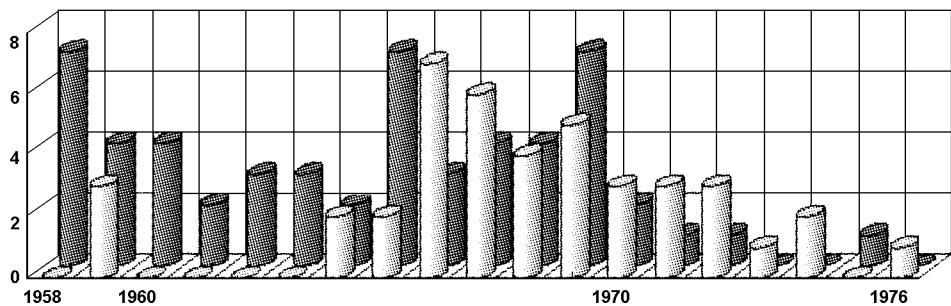


Рис. 1. Розподіл запусків КА до Місяця у 1958—1976 рр.: світлі стовпчики — успішні запуски, темні — невдали

Таблиця 1. Статистика запусків КА до Місяця (1958—1976)

Назва КА	Здійснено запусків			Ефективність реалізації запусків, %	Роки
	всього	успішних	невдалих		
СРСР					
«Луна»	45	16	29	35.6	1959—1976
«Зонд»	13	4	9	30.8	1968—1972
США					
«Піонер»	9	0	9	0	1958—1960
«Рейндже́р»	9	4	5	44.4	1961—1965
«Сервейор»	7	5	2	71.4	1966—1968
«Лунар Орбітер»	5	5	0	100	1966—1967
«Аполлон»	9	8	1	88.9	1968—1972
Всіх запусків	97	42	55	43.3	1958—1976

Тепер уже надійшла черга отримання шоку для радянської космонавтики. І він дійсно був, судячи хоча б з того, що першу висадку на Місяць (21.07.1969 р.) по телебаченню не показували лише у Радянському Союзі та Китаї. Справа в тому, що ще задовго до програми «Аполлон» в СРСР були плани активного освоєння Місяця. Під керівництвом С. П. Корольова розроблявся проект пілотованої місячної експедиції. Готувалися спеціальні загони астронавтів, були розроблені конструкції відповідного одягу для роботи на місячній поверхні тощо, але в грудні 1968 р. американські астронавти на КК «Аполлон-8» першими в світі облетіли (аж 10 разів) Місяць. Уже після виконання програми «Аполлон» в СРСР розроблявся проект створення місячної бази. Проте наприкінці 1970-х років ці роботи були припинені, точніше було вирішено відкласти їхнє проведення на початок 21-го століття.

22 серпня 1976 р. зі зразками ґрунту, взятими з глибини 2 м в Морі Криз, на Землю повернувся КА «Луна-24», ознаменувавши завершення першого етапу космічних досліджень, який іноді називають «золотою порою» вивчення Місяця [27]. В табл. 1

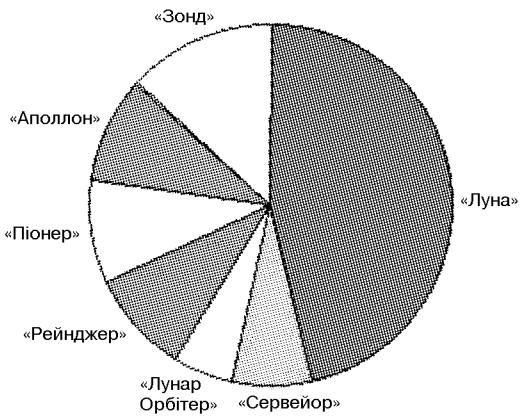


Рис. 2. Співвідношення запущених КА (1958—1976 рр.)

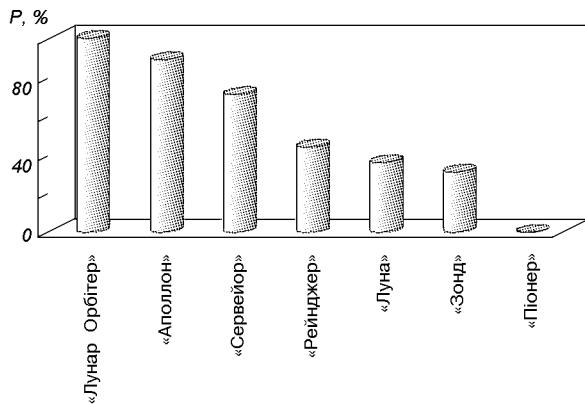


Рис. 3. Ефективність  $P$  (у відсотках) реалізації запусків КА до Місяця

приведена статистика запусків до Місяця протягом цього періоду, підготовлена за даними [6], а на рис. 1—3 проілюстровано розподіл всіх запусків до Місяця по роках, їхнє співвідношення та ефективність.

Як свідчать наведені дані, «золота пора» характеризується значним драматизмом. Велика кількість невдач не дивує: йшло відпрацювання принципово нової техніки і технології.

## 2. ПОВЕРНЕННЯ ДО МІСЯЦЯ

Після польоту КА «Луна-24» у дослідженнях Місяця настало затишня, яке тривало (якщо не брати до уваги запуск в 1990 р. Японією мініатюрного супутника Місяця «Хагоромо» та деякі дослідження, виконані КА «Галілео» з прольотної орбіти на шляху до Юпітера) ... близько 18 років, тобто рівно стільки ж, скільки продовжувалась «золота пора». Польотами американських зондів «Клементина» (1994 р.) і «Лунар Проспектор» (1998 р.) активні дослідження Місяця відновились.

Затишня у вивченні Місяця не можна назвати пасивним. По-перше, знадобились довгі роки для осмислення та інтерпретації отриманого раніше великого обсягу матеріалу, а по-друге, весь цей час у світі йшла підготовка до нової фази активного освоєння Місяця за допомогою автоматичних і пілотованих станцій. Розпочався новий період дослідження Місяця, який називають «Поверненням до Місяця» [23].

20 липня 1989 р., в день 20-ї річниці першої посадки КК «Аполлон» з астронавтами на місячну поверхню, президент США Джордж Буш-старший оголосив програму SEI (Space Exploration Initiative) [43], покликану прискорити пілотовані дослідження Сонячної системи, починаючи з активного освоєння Місяця. Ця відозва, як і згадане історичне послання президента США Джона Кеннеді, стимулювала проведення наукових досліджень та науково-технічних розробок, спрямованих на створення передумов для побудови в недалекому майбутньому багатопрофільних постійно діючих місячних баз (ПМБ). Тільки тепер стратегія США щодо планетних досліджень істотно змінилась. В 1992 р. з ініціативи НАСА (National Aeronautics and Space Administration) розпочалось здійснення програми «Discovery», призначеної для планомірного дослідження об'єктів Сонячної системи. На відміну від попередніх грандіозних проектів (типу «Аполлон») програма «Дискавері» спрямована на виконання серії малозатратних цілеспрямованих місій під девізом «Швидше. Краще. Дешевше». Нині ця програма включає 10 космічних місій, в тому числі і стосовно досліджень Місяця.

В середині 1980-х рр. до проблеми дослідження Місяця звернулось Європейське Космічне Агентство (ЄКА) [10]. Зокрема, спеціально створена для цього керівна група з досліджень Місяця (Lunar Study Steering Group), виділила три можливі форми наукової діяльності у виконанні програми за на звою «Mission to the Moon»: «Science of the Moon» (комплексні дослідження Місяця шляхом дистанційного зондування), «Science on the Moon» (комп-

лексні дослідження з підготовки до створення населеної бази на Місяці) і «Science from the Moon» (розгортання наукових досліджень на поверхні Місяця). У зв'язку з цим стратегія ЄКА базується на розробці і створенні полярного супутника Місяця, посадочного апарату і мобільного місячного дослідника, а також передбачається доставка зразків місячного ґрунту на Землю.

Дуже активно до місячних перегонів підключилась Японія. Стратегічні плани ISAS/NASDA (Institute of Space and Aeronautical Science/National Space Development Agency of Japan), пов'язані з підготовкою до створення місячної бази, включають комплексні дослідження за допомогою супутника Місяця і низки сейсмічних експериментів на місячній поверхні. До речі, з 1 жовтня 2003 р. ISAS, NASDA, а також NAL (National Aerospace Laboratory of Japan) об'єднались, утворивши нове космічне агентство — Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA).

На початку ХХІ ст. космічне агентство Китаю (China National Space Administration) почало розробку амбіційної довгострокової п'ятиетапної програми створення місячної бази протягом 2005—2030 рр. [41]. Основні етапи цієї програми: полярний супутник, роботи, населена місячна база. Недавній запуск космічного корабля з першим китайським космонавтом розглядається як серйозна передумова до реалізації цієї програми.

Про свої наміри запустити полярний супутник Місяця заявило також космічне агентство Індії (Indian Space Research Organization) [32].

14 січня 2004 р. президент США Джордж Буш виступив в штаб-квартирі НАСА з новою ініціативою з освоєння космічного простору, орієнтованою на відновлення пілотованих польотів на Місяць та його активне освоєння, а також організацію експедицій на Марс та інші планети Сонячної системи. Ця ініціатива викликала широкий резонанс у світі. Створення населеної бази на Місяці, у тому числі і як стартової платформи для польотів до інших світів, стало першочерговим завданням цієї програми.

## 3. ОГЛЯД НОВИХ КОСМІЧНИХ МІСІЙ ДО МІСЯЦЯ

Основні відомості про розглянуті нище проекти наведені в табл. 2.

**3.1. Реалізовані проекти кінця ХХ ст. MUSES-A/Hiten/Hagoromo.** 24 січня 1990 р. Японія запустила свій перший КА MUSES-A (Mu-launched Space Engineering Satellite) вагою 196 кг на високоорбітальну навколоземну еліптичну орбіту (з апо-

Таблиця 2. Відомості про проекти космічних досліджень Місяця

Проект	Країна, агентство	Дата запуску	Примітка
Реалізовані проекти кінця ХХ ст.			
Galileo	США	18.10.1989	На шляху до Юпітера
MUSES-A/Hiten	Японія	24.01.1990	ШСМ (Hagoromo)
Clementine	США	25.01.1994	ШСМ
Lunar Prospector	США	07.01.1998	ШСМ
Проекти в стадії реалізації			
STARDUST	НАСА	07.02.1999	До комети Wild2
SMART-1	ЄКА	28.09.2003	ШСМ
Нереалізовані проекти			
1 Л	СРСР	1988	ШСМ
EuroMoon2000	ЄКА	2000	ШСМ+ПМ
LunARSat	ЄКА	2000	мікроКА
Lunarstar/Gauss	США (НАСА)	2001	ШСМ+СубСат
LEDA	ЄКА, CNES, ASI	2002	ШСМ+Ровер
MORO	ЄКА	2003	ШСМ+СубСат
LRI	США (LunaCorp)	?	Ровер
Проекти близькі до реалізації			
LUNAR-A	Японія (JAXA)	2005	ШСМ+ Пенетратори
SELENE	Японія (JAXA)	2005	ШСМ+ПМ
Chang E	Китай (CNSA)	2006— 2007	ШСМ
Chandrayaan-1	Індія (ISRO)	2007— 2008	ШСМ
LRO	США (NASA)	2008	ШСМ
Luna-Glob	Росія	?	ШСМ+ПМ

Примітка. ШСМ — штучний супутник Місяця, ПМ — посадочний модуль.

гесм близько 500 тис. км) [47]. Після запуску цей КА був перейменований на Hiten (буддійський ангел, який грає музичну на небесах). Здійснивши три оберти по орбіті 19 березня 1990 р., пролітаючи мимо Місяця на відстані 17—25 тис. км від його поверхні, Hiten випустив мініатюрний (діаметром 30 см) супутник Місяця, що отримав назву Hagoromo. Після запуску космічного експреса Hiten/Hagoromo, головною метою якого була перевірка і відпрацювання космічної техніки, Японія стала четвертою космічною державою світу, притому третьою, яка послала КА до Місяця, а також

першою, яка порушила затишня після «золотої пори».

**Galileo**, запущений США 18 жовтня 1989 р. На шляху до Юпітера, з відвідуванням Венери «Галілео» мав два прольоти системи Земля—Місяць, під час яких була отримана певна кількість спектрально-спектрофотометричних фотографій Місяця (20 грудня 1990 р. і 8 грудня 1992 р.) через фіолетовий, червоний і близький до інфрачервоного фільтри. КА отримав нову інформацію щодо мало досліджених районів зворотного боку Місяця, а також північного і південного місячних полюсів, що забезпечило ясніше бачення цих регіонів. Зокрема, серед фотографій, отриманих в грудні 1990 р., виділяється кратерований басейн «Південний полюс—Ейткен», детально досліджений пізніше за допомогою КА «Клементина» і «Лунар Проспектор», і який, як виявилось, є найбільшою западиною в Сонячній системі.

**Clementine** [34]. Поява цього КА була дещо несподіваною. Розроблений організаціями Міністерства Оборони США в рамках проекту «зоряні вояні», він був запущений 25 січня 1994 р. з метою вивчення астероїдів при зближенні з ними. Після двох обльотів Землі 19 лютого 1994 р. КА був виведений на досить видовжену полярну орбіту навколо Місяця (400—2900 км). Сталося так, що запланована як попутна програма дослідження Місяця виявилась основною для КА «Клементина». За три місяці його активної роботи отримано безпредметний обсяг інформації про Місяць: відзнято 38 млн км<sup>2</sup> площині місячної поверхні в 11 різних довжинах хвиль та передано на Землю сотні тисяч знімків високої роздільної здатності. Дані, отримані КА «Клементина», дали змогу відповісти на багато питань стосовно Місяця. Вони включають: глобальну тривимірну будову місячної кори, можливість існування запасів водяного льоду у приполярних регіонах Місяця, склад морських базальтів на зворотному боці Місяця, уточнення моделей гравітаційного поля Місяця, детальне вивчення найбільшого в Сонячній системі басейну «Південний полюс—Ейткен» та ін.

**Lunar Prospector** [11], третя з місій програми «Дискавері» НАСА, запущений 7 січня 1998 р. Завданням цього КА було: дослідження з низької полярної орбіти складу поверхневих порід Місяця, відкладень льоду в полярних областях Місяця, вивчення детальної структури гравітаційного і магнітного полів Місяця та короткотривалих явищ, пов'язаних з процесами дегазації місячних порід. Все це виконувалось за допомогою інструментів на борту КА (гамма- і нейtronний спектрометри, магнітометр, електронний рефлексометр, спектрометр альфа-частинок). Одним з основних був гравіта-

ційний експеримент, пов'язаний з падінням КА в кратер («холодну пастку») на південному полюсі Місяця з імовірним заляганням водяного льоду. Проте однозначної відповіді він не дав. Питання існування таких запасів залишається відкритим.

Безпредecedентні результати, отримані за допомогою КА «Клементина» і «Лунар Проспектор», суттєво вплинули на подальші плани провідних космічних агентств світу щодо космічних досліджень Місяця, про що йтиметься нижче.

**3.2. Проекти в стадії реалізації. STARDUST** [19], четверта з місій програми НАСА «Дискавері», призначена для взяття зразків кометного пилу і доставки їх на Землю. КА «Стардаст» запущений 7 лютого 1999 р., в січні 2004 р. він пролетів через кому комети Вільда-2, на відстані 230 км від її ядра (389 млн км від Землі). Виконано фотозйомку ядра комети та взято зразки кометного пилу, які в січні 2006 р. будуть доставлені на Землю. Тричі (після запуску в 1999 р., під час здійснення гравітаційних маневрів в системі Земля–Місяць у січні 2001 р. та при поверненні на Землю 2006 р.) КА повинен виконати знімання Місяця камерою, оснащеною вісімома фільтрами.

**SMART-1** (Small Missions for Advanced Research in Technology 1) [21] — перша місячна програма Європейського Космічного Агентства. Крім прецензійних і середнього розміру (типу M3) програм ЄКА розробляє малі, гнучкі і відносно недорогі космічні апарати. Таким є КА SMART-1, запущений 28 вересня 2003 р. на геостаціонарну орбіту. Мета місії: відпрацюування нових технологій, які будуть використані згодом у великих космічних проектах. Передбачається, що КА за допомогою іонного двигуна, рухаючись спіральною еліптичною траєкторією, в березні 2005 року досягне низької полярної навколомісячної орбіти для виконання топографічних, хімічних і мінералогічних досліджень Місяця.

**3.3. Нереалізовані проекти.** В цьому розділі йдеться про проекти, які у свій час були забезпечені фінансуванням, планувались конкретні терміни їх запусків, але з різних причин вони так і не були реалізовані.

**Проект 1Л.** На початку 1980-х рр. в колишньому СРСР був близьким до завершення проект 1Л полярного супутника Місяця [3], історія виникнення якого розпочалась, як уже відмічалось, ще в «доаполлонівський» період. Супутник передбачалось запустити в 1988 р. на високу, майже колову (100 км), навколомісячну орбіту з нахилом 85°. Основне завдання місії: оглядове знімання місячної поверхні за допомогою приладів різного призначення (відео-, гамма-, рентгенівський та нейтронний

спектрометри, магнітометри, радіокомплекс для зондування підповерхневих горизонтів). Крім того, планувався експеримент «Янус» з вимірюванням світлових потоків для картографування фотометричних і поляриметричних характеристик місячної поверхні. На жаль, запуск цього полярного супутника так і не відбувся.

**Euromoon 2000** [35], місячна ініціатива ЄКА, яка була покликана відзначити входження європейської спільноти в нове тисячоліття візитом до південного полюса Місяця в 2000 р. Ця місія повинна була продемонструвати здатність Європи взяти ініціативу в здійсненні міжнародної місячної програми «Mission to the Moon». Місія «Euromoon 2000» повинна була об'єднати супутник Місяця (отримання необхідних даних для посадки на місячну поверхню) і посадочний апарат (посадка на вал кратера в районі південного полюса з метою використання переваг постійного освітлення і проведення експериментів за допомогою роботів). Місія мала стати першим кроком на шляху виконання програми створення міжнародного населеного аванпоста на Місяці. В 1998 р. розробка проекту була припинена за браком фінансування.

**LunARSat** (Lunar Academic and Research Satellite) [36] — проект мікроКА, який планувався до запуску на високу еліптичну полярну навколо-місячну орбіту (з периселенієм над південним полюсом Місяця) для проведення наукових досліджень місячного довкілля. В основному цей КА мав служити освітням цілям. Проект «Lunarsat» розроблявся в рамках програми «Euromoon 2000».

**Lunarstar/Gauss** [22] — чергова місія НАСА програми «Дискавері». Основна наукова мета КА «Lunarstar» пов'язувалась з вивченням місячної атмосфери, еволюції поверхні Місяця та дослідженнями в галузі сelenохімії. Передбачалось, що «Lunarstar», пербуваючи на майже коловій навколо-місячній полярній орбіті (~100 м) виведе на високу еліптичну орбіту (200 км — 5000 км) субсупутник «Gauss» (Німеччина) для детального вивчення гравітаційного поля Місяця, особливо мало вивченого зворотного боку. Запуск місії «Lunarstar» планувався на жовтень 2001 р.

**LEDA** (Lunar European Demonstration Approach) [25] мав об'єднати зусилля ЄКА, CNES (French Centre National d'Etudes Spatiales) і ASI (Agenzia Spaziale Italiana) і стати першим кроком на шляху здійснення ініціативи ЄКА з дослідження Місяця. Мета проекту: вивчення недосліджених регіонів на місячній поверхні, а також оцінка місячних ресурсів за допомогою дистанційних та *in-situ* вимірювань. КА включав платформу з саморушним апаратом, роботорукою, засобами тестування мі-

сячного ґрунту, а також низкою інструментів для виконання вимірювань в довкіллі Місяця і на його поверхні. Запуск передбачалось здійснити в 2002 р.

MORO (Moon ORbiting Observatory) [37] — один з проектів-кандидатів для середнього розміру місії (M3) в рамках довгострокового наукового плану «Горизонт 2000», запровадженого ЄКА в 1984 р. (M1 — «Huygens/Cassini», M2 — INTEGRAL). Мета проекту: проведення глобальних дистанційних вимірювань місячної поверхні з орбіти полярного супутника Місяця і дослідження внутрішньої будови Місяця за допомогою субsatеліта. Оснащення: стереокамера, спектрометри від УФ до ІЧ, а також гамма- і рентгенівський спектрометри, мікрохвильовий прилад. Планувався запуск КА в 2003 р.

Крім державних інституцій в розробці місячних проектів беруть активну участь приватні фірми і корпорації. Один з таких проектів, який був найближчий до реалізації, — проект LRI.

LRI (Lunar Rover Initiative). На порозі тисячоліття приватною фірмою США «Lunar Corporation» (LunaCorp) планувались до запуску два ровери на місячну поверхню. Розробка і виготовлення їх почались в середині 1990-х рр. в Роботоінституті Університету Карнегі США. Мета проекту — розбити «плісняву», яка утворилася за час згаданого вище затишня в космічних дослідженнях Місяця. Крім, того LunaCorp намагалась показати спроможність участі приватного сектора в реалізації серйозних космічних проектів. В подальшому фірма LunaCorp уклала контракт з японською фірмою Mitsubishi щодо можливості запуску роверів японською ракетою.

**3.4. Проекти, близькі до реалізації.** LUNAR-A [30] — космічна місія Японії, розробка якої розпочалась в 1993 р. Планувалась до реалізації в 1997 р., згодом запуски щорічно відкладався (зокрема через неполадки в сонячних батареях зонда) і тепер планується здійснити його в 2005 р. Основна мета місії: вивчення внутрішньої будови Місяця з використанням сейсмометрів (уп'ятеро чутливіших за ті, що були на КК «Аполлон») і зондів теплових потоків, вмонтованих в двох пенетраторах (раніше їх планувалось три), які будуть скинуті на місячну поверхню з висоти близько 25 км — по одному на видимому боці Місяця (поблизу стоянки «Аполлон-12» або «Аполлон-14») і на зворотному боці (поблизу антиподальної точки одного з найглибших епіцентрів селенотрусів). Після викиду пенетраторів КА буде виведений на майже колову орбіту (200 км від поверхні Місяця) і вестиме монохроматичне знімання поверхні з роздільною здатністю близько 30 м.

LUNAR-A має стати першим етапом в напрямку детальної планетної сейсмології, досвід якого буде використаний для вивчення інших планет.

SELENE (SELenological and ENgineering Explorer) [26] — перша частина (непілотований зонд) японської 30-річної програми створення бази на Місяці, спільний ISAS/NASDA (тепер JAXA) проект, який готовиться до запуску у грудні 2005 р. Основна мета проекту: отримати наукові дані про внутрішню будову і еволюцію Місяця і розвинуті технологію майбутніх місячних досліджень. SELENE складається з орбітера і супутника-ретранслятора. Протягом року орбітер виконуватиме дистанційне зондування Місяця, після чого від нього відділиться посадочний модуль для відпрацювання м'якої посадки.

SELENE має виконати певний комплекс досліджень за програмою «Mission to the Moon», а саме: «Science of the Moon» (топографія поверхні, гравітаційне і магнітне поля, вміст елементів і мінералів, підповерхнева структура), «Science on the Moon» (дослідження енергетичних частинок, електромагнітного поля і плазми навколо Місяця), «Science from the Moon» (широко-спектральне знімання Землі для вивчення глобальної динаміки земної плазмосфери). Ці дослідження повинні забезпечити базову інформацію для майбутнього створення астрообсерваторії на місячній поверхні.

Chang E [16, 41]. Програма «Chang-E» (в китайській легенді Чанг Е — юна фея, яка летить до Місяця) становить першу фазу виконання довгострокової місячної програми Китаю, остаточною метою якої, як уже згадувалось, є створення населеної місячної бази. На першому етапі програми планується в 2006—2007 рр. запустити супутник Місяця з метою отримання тривимірної моделі його поверхні, аналізу вмісту корисних копалин і мінералів у поверхневому шарі Місяця, а також дослідження стану космічного простору між Землею і Місяцем. На другому етапі передбачається м'яка посадка на місячну поверхню, а на третьому, заключному етапі — доставка зразків місячного ґрунту на Землю.

Chandrayaan-1 [24, 32]. Перший індійський полярний супутник-зонд Місяця (коло орбіта висотою близько 100 км) планується до запуску в 2007—2008 рр. Одним з основних завдань зонда буде пошук покладів на Місяці гелію-3 — стратегічного палива для майбутньої енергетики, а також побудова геологічних, мінералогічних і топографічних карт місячної поверхні на основі зондувань упродовж двох років функціонування на навколо місячній орбіті.

**Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO)** [28]. У відповідності з новою ініціативою Дж. Буша НАСА планує відправити до Місяця в 2008 р. дослідницький орбітальний зонд Lunar Reconnaissance Orbiter (місячний рекогносцировочний супутник). Основна мета: збір інформації, яка може бути корисною для вибору місць посадок майбутніх безпілотних і пілотованих місячних експедицій, а також для пошуку корисних копалин.

**Luna-Glob** [1, 45] — російський проект (Russian Lunar Explorer Project). Переслідує дві цілі: вияснення внутрішньої будови Місяця (наявність залишного ядра і його розміри) і визначення складу летючих речовин в полярних регіонах Місяця. Плануються два сейсмічні експерименти: використання рознесених на відстані порядка 300 м посадочних апаратів з широкосмуговими сейсмометрами та створення малоапертурної сейсмічної мережі (10 сейсмометрів на площині близько 10 км в діаметрі, доставлених пенетраторами). Передбачається посадка на дно кратера поблизу південного полюса полярної станції з комплектом апаратури (гамма-, мас- і нейтронний спектрометри, телекамера та ін.), а також резервується місце на орбітальному модулі для низькочастотного радара, призначеного для підповерхневого зондування Місяця. Можливий термін запуску — не раніше 2006 р.

#### 4. СТРАТЕГІЯ ОСВОЄННЯ МІСЯЦЯ

**4.1. Вирішення глобальних проблем земної цивілізації.** Дві основні проблеми постануть перед земною цивілізацією у майбутньому: кометно-астероїдна небезпека і порушення природного балансу в довкіллі в результаті промислово-технологічної діяльності людства [12]. Що стосується першої з них, то світове співтовариство поступово починає усвідомлювати її актуальність. У той же час наслідки другої проблеми можуть бути не менш фатальними [8, 29]. Складовими цієї проблеми є (див. рис. 4): виснаження природних ресурсів; перевиробництво енергії на Землі, яке спричиняє порушення природного балансу в цій сфері і виникнення стійкого парникового ефекту. Якщо з першими двома аспектами проблеми людство ще якось намагається впоратись (запаси корисних копалин все-таки ще значні за рахунок освоєння глибоких горизонтів, а проблема утилізації відходів принаймні розуміється), то можливі наслідки перевиробництва енергії на Землі ще недостатньо усвідомлюється. Проте це головна небезпека для людства.

Вважається, що виробництво енергії на Землі не повинно перевищувати 0.1 % від сонячної енергії, яка надходить на земну поверхню через атмосферу. В протилежному разі розпочинаються незворотні процеси порушення природного балансу, які зумовлюють згубні порушення умов проживання на Землі. При існуючому сьогодні рівні споживання енергії на душу населення і збереженні тенденції зростання його чисельності припустима норма буде перевищена уже до 2100 р., що приведе до глобального «парникового ефекту». Якщо у високорозвинених країнах спостерігається тенденція до зменшення інтенсивності споживання енергії, то в країнах, що розвиваються (Корея, Бразилія та ін.) темпи виробництва і споживання енергії нарощуються [29].

Якоюсь мірою посприяти пом'якшенню ситуації може атомна енергетика, але вона, на жаль, породжує інші, не менш складні проблеми. Кардинальне вирішення проблеми пов'язується з використанням позаземних, тобто космічних ресурсів (рис. 4).

Один з можливих шляхів пов'язаний з будівництвом космічних електростанцій, які акумулюва-



Рис. 4. Глобальні проблеми земної цивілізації

ли б сонячну енергію і передавали її на Землю. Можливі такі варіанти спорудження космічних станцій: а) низькі навколоzemні орбіти, б) трикутні точки лібрації системи Земля–Місяць, в) місячна поверхня. Всі варіанти мають свої переваги і недоліки. Найдоступніший з них — створення міжнародних космічних станцій (МКС) на навколоzemних орбітах.

МКС у порівнянні з ПМБ (перманентною місячною базою) має свої переваги: близкість до Землі (істотне скорочення витрат на пальне і транспортування, можливість екстренного втручання для порятунку); можливість проведення специфічних експериментів в умовах мікрогравітації (вирощування кристалів, медичні експерименти тощо). Разом з тим розрахунки показують, що варіант МКС утопічний, бо він пов’язаний з необхідністю розгортання фантастично гіганської індустрії в космосі, яка призведе, зокрема, до катастрофічного забруднення всього земного довкілля.

Крім того, МКС не довговічні, бо їхні орбіти під впливом гравітаційного поля Землі з часом деградують і через 12–15 років вони повинні впасти на Землю. Негативним фактором є також постійне перебування мешканців МКС в стані мікрогравітації.

Суттєво скоротити споживання енергії на Землі можна шляхом ліквідації енергомістких промислових галузей виробництва матеріалів за рахунок ресурсів інших тіл Сонячної системи, в першу чергу астероїдів. Навіть невеликий кам’яний астероїд (діаметром в 1 км) може містити в собі половину всіх земних стратегічних запасів кобальту — металу, який використовується для отримання високоякісних сплавів. Особливо перспективною може стати утилізація металічних астероїдів. Ресурси одного металічного астероїда діаметром 1 км складають: заліза — 7 млрд т, нікелю — 1 млрд т, кобальту — 500 млн т, що компенсує потребу людства в цих металах упродовж тривалого часу [8].

Проте вважається, що найбільшого ефекту можна досягнути шляхом переходу енергетики на використання промислових установок, які працюють на реакції синтезу дейтерію та ізотопу гелію-3. Переваги такого процесу полягають у повній відсутності радіоактивної небезпеки і екологічно чистих відходах (протони і гелій-4). На Землі запаси гелію-3 практично відсутні. Проведені дослідження, в тому числі і апаратами «Клементина» і «Лунар Проспектор», свідчать про те, що в поверхневому шарі місячних порід в результаті його тривалого опромінення сонячним вітром накопичилось близько 1 млрд т гелію-3. Такої кількості екологічно чистого ядерного пального може вистачити приблизно на

5000 років для забезпечення електроенергією всього людства з урахуванням прогресивного збільшення його чисельності. Якщо урахувати можливість передачі на Землю також місячної сировини (кремній, залізо, алюміній тощо), активне освоєння Місяця — це розв’язання проблеми енергії на Землі без глобального потепління.

**4.2. Наукова доцільність створення постійно діючих місячних баз.** Доцільність активного освоєння Місяця шляхом створення на його поверхні постійно діючих баз (ПМБ) можна розглядати в кількох аспектах [17, 23].

1. Місяць — сховище найунікальнішої інформації про ранні етапи еволюції Сонячної системи. Місяць і Земля близькі одне до одного, і знання їхньої спільної історії може допомогти кращому розумінню різниці еволюцій в ранній Сонячній системі. Місяць має диференційовану кору і давню поверхню, яка зберігає докази процесу формування, що добре збереглися з перших сотень мільйонів років.

2. Місяць — наукова база. Використання специфіки місячного довкілля (високий вакуум, відсутність відчутного магнітного поля, низька вібрація — висока стабільність, безпосередній доступ до дуже високих і дуже низьких температур) створює сприятливі умови для проведення астрономічних спостережень та експериментів в галузях фізики (особливо високих енергій), хімії, біології, медицини. Одним з таких експериментів може стати будівництво прискорювачів заряджених частинок. На Місяці можливі експерименти, які потребують особливої ізоляції, високої стерильності, відсутності домішок органічних сполук. Відкриваються нові, в тому числі і принципово нові можливості для матеріалознавства, мінералогії, архітектури.

3. Місяць — гігантська стабільна платформа з ресурсами, яка може стати першою і головною індустріальною базою (мінеральною і енергетичною). Місячна індустрія зможе задовольнити різні потреби, як на поверхні Місяця, так і на Землі і навколоzemних станціях. Отримання конструктивних матеріалів, ракетного пального та всіх елементів системи життезабезпечення безпосередньо на Місяці буде значно дешевшим, ніж доставка їх з Землі. У майбутньому місячна індустрія зможе задовольнити також енергетичні і ресурсні потреби Землі та її довкілля, зокрема використання місячного ґрунту як захисної маси від жорсткої радіації на МКС повинно істотно здешевити їхнє функціонування.

4. Місяць — стартова платформа для проведення пілотованих місій на Марс (інші планети і астероїди), особливо для відпрацювання відповідних технологій. Освоєння Марса обійтеться людству

значно дешевше і відбудеться швидше, якщо основні елементи і технології будуть відпрацьовані на Місяці.

5. Освоєння Місяця — потенційно можливий крок людства із розселення в космічному просторі, перевірка можливості створення в жорстких умовах космосу повністю замкнутих самозабезпечуваних колоній.

Створення місячної бази повинно стати справою багатьох націй і народів. Таку думку висловлює спеціальна група програми «Return to the Moon» Міжнародного Комітету Астронавтики [23]. Основний аргумент для створення Міжнародної Місячної Бази (ММБ): з'являється можливість для багатьох націй і народів брати участь у формуванні завдань програми «Return to the Moon».

**4.3. Переваги місячної бази для астрономії.** Створення ПМБ відкриває надзвичайно великі можливості для астрономії, астрофізики, радіоастрономії, а також фізики, хімії та наук про життя. У порівнянні з навколоzemними станціями (НЗС) ПМБ має суттєві переваги [2, 7, 9, 14, 20, 33, 42, 48].

1. Надзвичайно високий вакуум ( $10^5$  молекул/ $\text{см}^3$  — нейтральний газ; менш ніж 100 іонів/ $\text{см}^3$  — іонізований газ) створює ідеальні умови для проведення астрономічних спостережень (всехвильове вікно у Всесвіт): темне небо (УФ-фон в 40 разів слабкіший, ніж на нічному небі Землі); відсутність розсіяного світла, впливу рефракції, вітру (можливість побудови легких тенто-подібних куполів і встановлення легких телескопів) та корозії (перспективи для матеріалознавства). Нові можливості для розгортання радіо, ІЧ- і оптичних інтерферометрів з наддовгими базами. Ідеальна природна лабораторія для проведення фізичних, хімічних, біологічних і медичних експериментів.

2. Мала гравітація (прискорення вільного падіння  $g_m = 1/6$  земного), великий момент інерції Місяця і невисока сейсмічність полегшують установку телескопів великих розмірів з мінімальними механічними деформаціями та дають можливість побудови стабільних наддовгих інтерферометрических систем (з базами в декілька тисяч кілометрів), в тому числі і з базою Земля—Місяць. З іншого боку, немає потреби в створенні штучної гравітації, а її наявність на Місяці створює біологічно і фізично сприятлившу обстановку для роботи, ніж в умовах мікрагравітації на НЗС (ніхто і нішо не «плаває»).

3. Сейсмічна стабільність поверхні та практична відсутність геологічної активності сприяють розгортанню будівництва. Сейсмічна енергія на Місяці становить  $10^{-8}$  від земної, а магнітуди селенотрусів становлять в середньому 1–3 бали за шкалою Ріхтера. Завдяки синхронній орбіті (Місяць поверну-

тий одним боком до Землі) на Місяці практично відсутні припливні деформації. Місяць має постійний припливний горб. Можливі додаткові припливні флюктуації через лібрацію становлять не більше ніж 2 мм для десяти кілометрової бази.

4. Повільне обертання Місяця (в 500 разів повільніше, ніж НЗС) забезпечує можливість безперервного (протягом двох тижнів) спостереження небесних об'єктів з як завгодно тривалими експозиціями; полегшує стеження за ними (можливість використання інструментів типу пасажного з ПЗЗ-пристроїми для компенсації сидеричного руху) та проведення постійного моніторингу мультиспектральних змін. Забезпечується також повільна зміна термальних умов довкілля.

5. Наявність кратерних структур правильної форми, які в умовах низької гравітації, відсутності вітру та інших погодних неприємностей дають змогу будувати радіотелескопи великих діаметрів.

6. Наявність природного охолодження приладів до дуже низьких температур створює необмежені можливості для кріогенної апаратури при ІЧ-спостереженнях (екранування від Сонця і Землі виключає необхідність її примусового охолодження).

7. Віддаленість від Землі забезпечує надійний захист від земних завад (в сотні разів менш відчутних, ніж на геостаціонарній орбіті). Спостереження з Місяця та виконання багатьох фізичних, хімічних і біологічних експериментів навіть на видимому боці Місяця фактично позбавлені впливу Землі.

8. Зворотний бік Місяця, повністю захищений від електромагнітних перешкод Землі, — ідеальне місце для радіоастрономії. Максимально забезпечується також «чистота» виконання програми SETI.

9. Наявність практично необмеженої кількості будівельного матеріалу і джерел сировини для будівництва, протирадіаційного захисту та використання в якості ізоляційного матеріалу. Можливість видобутку кисню для життє- і енергозабезпечення.

10. Наявність «холодних пасток» в приполярних районах з можливими запасами водяного льоду.

11. Відсутність магнітного поля ( $\approx 0.003$ – $0.3$  мкТл). Важливо для спостереження космічних променів (особливо низької енергії). Потік космічних променів в 100 разів інтенсивніший, ніж на Землі.

12. Проведення моніторингу Землі [5]. Організація систематичних спостережень нашої планети «зі сторони» («Служба Землі»). Переваги спостережень Землі з поверхні Місяця перед НЗС полягають в тому, що з місячної поверхні можна відразу і тривалий час спостерігати половину поверхні Землі, її атмосферу та радіаційні пояси.

**4.4. Недоліки і обмеження місячної бази.** Поряд з перевагами ПМБ має і певні недоліки та обмеження у порівнянні з НЗС [14, 23, 33, 42], причому деякі з перерахованих вище переваг можуть розглядатись також як недоліки та обмеження.

1. Відсутність сонячної енергії протягом тривалої (14 діб) місячної ночі потребує спорудження великих (важких) акумуляторних батарей для накопичення енергії протягом сонячного дня і зберігання її, радіоізотопних термальних генераторів (для невеликих обсерваторій) та ядерних електростанцій (для великих обсерваторій). Розглядається перспектива використання реакції синтезу дейтерію та ізотопу  $^3\text{He}$ .

2. Мікрометеоритна небезпека. Через відсутність атмосфери (в земній атмосфері мікрометеороїди просто згорають) можливі утворення мікрократерів діаметром в кілька десятків мікрон (до 300 по-дій/ $\text{м}^2/\text{рік}$ ), що складає загрозу дзеркалам великих телескопів, а також потребує захисту споруд.

3. Велика забрудненість пилом, створюваним від падіння метеороїдів, а також в результаті діяльності на Місяці (посадка і старт КА, робота механізмів і всієї інфраструктури бази). Пил (гострі абразивні частинки) має шкідливий вплив на обладнання (оптика, електроніка, механізми) своїм електростатичним прилипанням. З цієї причини кутиковий лазерний відбивач, встановлений на «Луноходе-2», практично вийшов з ладу, покрившись пилом, піднятим самим ровером.

4. Великі перепади температур дня і ночі. На місячному екваторі ці перепади можуть складати 300 °C, що призводить до значних термальних розширень деталей конструкцій. Крім того, самі конструкції і місячна поверхня мають різні емісійні і абсорбційні властивості. Нехтування цим фактором може привести до руйнування конструкцій (в цьому відношенні перевагу мають полярні станції). Необхідне використання нових, в тому числі і принципово нових термопровідних та ізоляційних матеріалів.

5. Космічні промені (радіація) створюють небезпеку для діяльності людей і обладнання. Необхідний захист і наявність точних прогнозів сонячної активності для прийняття екстрених заходів (укриття). З успіхом будуть використовуватись лавові труби, яких за деякими оцінками не менше ніж 100 на місячній поверхні [4].

6. Надзвичайно високий вакуум призводить до необхідності створення штучної атмосфери. Крім того, відсутність атмосфери спричинює значну термальну радіацію від ґрунту (підсилення шумів приймачів випромінювання). Очевидно, використання роботів на ПМБ буде переважаючим.

7. Неможливість огляду всього неба з одного пункту. Бажано мати як мінімум дві антиподально розташовані обсерваторії (те ж саме стосується і полярних обсерваторій).

8. Велика вартість проведення астрономічних експериментів (на першій фазі створення ПМБ оцінюється орієнтовно в 10<sup>5</sup> \$/кг).

**4.5. Можливі місячні обсерваторії.** Використання таких переваг, як стабільність поверхні, високий вакуум, низька гравітація, незначне магнітне поле дозволяє розгорнути інтерферометричні системи, широкопольні чутливі приймачі рентгенівських, гамма і космічних променів, а також детектори для нейтріно середніх енергій. На різних стадіях освоєння Місяця розглядаються, зокрема, такі можливі варіанти оснащення місячних обсерваторій [13, 15, 31, 43, 46, 48].

До створення аванпоста на місячній поверхні пропонується встановити відносно малі (недорогі і технічно нескладні) оптичні телескопи, призначенні для наукових та навчальних цілей.

1. Оптичний телескоп з апертурою від 0.5 до 1 м (еквівалент наземного 4-м телескопа), повністю керований із Землі.

2. Пасажний зеніт-телескоп (Lunar Transit Telescope) з апертурою 1-2 м, полем зору 1°×1° і реєструючою ПЗЗ-мозаїкою, який працюватиме в діапазоні довжин хвиль від 0.1 до 10 мкм та розділенням до 0.3 мсд (мілісекунди дуги).

На стадії створення ПМБ можливий варіант оснащення місячних обсерваторій, який включатиме такі телескопи.

1. Оптичний інтерферометр (Lunar Optical Interferometer) з діаметром дзеркал 1—1.5 м, який працюватиме в спектральних діапазонах: ультрафіолетовому (0.1—0.35 мкм), видимому (0.4—1.0 мкм) та ІЧ (1.0—10.0 мкм). Система інтерферометра повинна включати мінімум три телескопи, розташованих на кінцях Y-подібної бази протяжністю в кілька кілометрів. Інтерферометр забезпечить мікросекундну точність спостережень, достатню для розділення інших планетних систем, уточнення позагалактичної шкали відстаней, детально-го вивчення динаміки і структури найближчих зір тощо.

2. Субміліметровий інтерферометр (Lunar Submillimeter Interferometer), який працюватиме в субміліметровому діапазоні (30—300) мкм, забезпечуючи кутове розділення 1—10 мсд. Така ж Y-подібна кілометрова база розташування телескопів-антен діаметром 4—5 м (12 телескопів у варіанті [46]). Ця система телескопів могла б бути продуктивною, зокрема, для розв'язання багатьох проблем позагалактичної астрономії.

3. Дуже низькочастотний радіотелескоп VLFRA (Lunar Very Low Frequency Radio Array) — працюватиме в декаметровому і кілометровому діапазонах (довжини хвиль від 10 до 300 м, частоти від 1 до 30 МГц), недоступних для наземних радіотелескопів через поглинання іоносфериою Землі. VLFRA — складна антenna система (19 елементів вздовж 70-км Т-подібної бази, в перспективі 100 елементів вздовж 200-км бази), яку пропонується розгорнути на зворотному боці Місяця (можливо, в кратері Ціолковський), захищенному від земних радіошумів. Не виключена можливість установки такої системи і на видимому боці Місяця.

4. Великий оптичний телескоп LOT (Lunar Large Optical Telescope) — повноапертурний 16-м телескоп, який працюватиме в діапазоні від 0.1 до 10 мкм. Передбачається, що цей телескоп буде виконувати ті ж завдання, що і космічний телескоп Габбл, але з більшою ефективністю. Прототипом LOT для встановлення на навколоземній орбіті може стати телескоп з діаметром дзеркала 4-5 м.

У відаленій перспективі розглядається можливість створення мережі телескопів, яка охоплювала б всю поверхню Місяця (видимий і зворотний боки) та радіоінтерферометра з базою Земля–Місяць. Обґрутується можливість створення міжнародної місячної обсерваторії [18].

**4.6. Вибір місця для ПМБ і місячних обсерваторій.** Вимоги щодо найвигіднішого розташування місячних баз залежать від їхнього призначення. В основному можна розглядати дві категорії користувачів ПМБ, вимоги яких можуть бути суттєво різними. Одних (селенологів, сelenофізиків та представників інших сelenонаук) Місяць перш за все цікавить як виробнича база, на якій відбувається розвідка, видобуток та утилізація місячних ресурсів. Тих, хто планує використання Місяця як платформи для проведення астрономічних спостережень, експериментів в галузі космічної фізики, а також моніторингу Землі, Сонця і інших небесних об'єктів, цікавить не стільки те, що під ногами, як те, що діється над головою. Але і серед них є різні інтереси. Одним потрібно бачити Землю, іншим, напаки, Земля — це джерело електромагнітних перешкод. У будь-якому випадку при виборі місця для ПМБ необхідно керуватися такими факторами, як безпека, економічність, можливість негайногого використання уже відомих ресурсів [44].

Ще в 1920 р. один з пionерів ракетної техніки Р. Х. Годдард зазначав [44], що найкраще місце на Місяці було б на північному чи південному полюсі, де успішно можуть бути використані вічно затінені і вічно освітлені місця. Полярні області цікаві і з точки зору астрономії. Суттєвим недоліком поляр-

ної станції є те, що з одного полюса половина небесної сфери ніколи не видима. Доведеться, очевидно, освоювати обидва полюси Місяця. Серед інших варіантів будівництва місячних обсерваторій, які мають свої переваги і недоліки, дискутуються такі: зворотний бік (радіоспокій); лімб (майже радіоспокій, видимість Землі); видимий бік (видимість Землі, постійний надійний зв'язок); проекtorальна зона (видимість всього неба, вільний доступ з будь-якої орбіти). З точки зору достатньої вивченості місцевості, простоти транспортування і налагодження надійного радіотелевізійного зв'язку для розміщення бази пропонується, зокрема, західна частина Океану Штурмів [38].

Звичайно, крім фактора раціонального географічного (точніше селенографічного) розміщення місячних обсерваторій, важливим буде максимальне узгодження інтересів всіх користувачів наукових та науково-виробничих комплексів на Місяці. Отже, виникає проблема розміщення місячної обсерваторії відносно всієї інфраструктури ПМБ, багато з наслідків якої необхідно уникнути при виборі місця для обсерваторії: пилюка від місцевої діяльності, запуску і посадки ракет; леткі компоненти від обробки матеріалів; освітленість; радіошуми; вібрації тощо. Остаточний вибір місця для ПМБ, в тому числі і для місячних обсерваторій можна буде зробити на основі тривалих дистанційних зондувань місячної поверхні за допомогою штучних супутників Місяця.

## 5. ВИСНОВКИ

В цьому огляді був розглянутий головним чином астрономічний аспект подальшого освоєння Місяця. Насправді ж, якщо говорити про активне «обживання» нашого природного супутника, то спектр пов'язаних з цим проблем суттєво розширюється. В усякому разі сучасний стан розвитку космічних технологій, набутий досвід при виконанні попередніх космічних місій, в тому числі і на орбітальних навколоземних станціях, свідчать про те, що технічні проблеми не можуть бути перешкодою на шляху реалізації грандіозної місячної програми. До місячних перегонів підключаються, крім згаданих вище, і інші наукові колективи різних країн та космічних агентств світу, які займаються розробкою нових проектів подальшого освоєння Місяця. В основному ці програми стосуються різних модифікацій дистанційних досліджень місячної поверхні за допомогою штучних супутників Місяця, але є й плани, якими передбачається створення в недалекому майбутньому населених місячних баз.

Деякі з цих пропозицій були оголошенні на 34-й науковій асамблей КОСПАР (Х'юстон, США, 10—19 жовтня 2002 р.). Це, зокрема, згадані вище наміри Китаю [41] та Індії [32]. Концепція проведення дистанційних поляриметричних та радіофізичних досліджень місячної поверхні за допомогою полярного супутника Місяця вивчається також в Україні [39, 40].

Таким чином, Місяць знову стає об'єктом особливої уваги землян. Безумовно, з огляду на те, що Місяць є спільним природним дарунком людству, виконання програми його активного освоєння повинно здійснюватись на основі відповідних міжнародних нормативно-правових документів. До того ж витрати, пов'язані з реалізацією програми створення місячної бази, істотно зменшилися б при налагодженні відповідної міжнародної кооперації.

1. Галимов Э. М., Куликов С. Д., Кремнев Р. С. др. Российский проект исследования Луны // Астрон. Вестник.—1999.—33, № 5.—С. 374—385.
2. Кислюк В. С. Проблемы освоения Місяця // «Місяць з усіх боків». — К.: Наук. думка, 1993.—С. 112—128.
3. Кислюк В. С., Шкуратов Ю. Г., Яцків Я. С. Космічні дослідження Місяця: задачі, можливості і перспективи української науки і техніки // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 1-2.—С. 3—14.
4. Лейкин Г. А., Санович А. Н., Шевченко В. В. О создании лунной базы // Астрономические аспекты освоения Луны и поиск внеземных ресурсов. — М.: Изд-во МГУ, 1993.—С. 54—65.
5. Мороженко А. В. Лунная база: мониторинг глобальных изменений на Земле // Кинематика и физика небес. тел.—2001.—17, № 6.—С. 549—559.
6. Мороз В. И., Хантress В. Т., Шевалев И. Л. Планетные экспедиции XX века // Космич. исследования.—2002.—40, № 5.—С. 451—481.
7. Сизенцев Ф. Г., Шевченко В. В., Семенов В. Ф., Байдал Г. М. Концепция производственной лунной базы // Вселенная и мы (научно-худ. альманах).—1997.—№ 3.—С. 62—71.
8. Шевченко В. В. Взгляд мирового сообщества на проблему внеземных ресурсов. — М.: ГАИШ, 1999.—(<http://selena.sai.msu.ru/Symposium/resource.pdf>)
9. Шевченко В. В., Чикмачев В. И. Лунная база — проект XXI века // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Исследование космического пространства.—1989.—30.—116 с.
10. Bank C., Kassing D. Technologies for Automatic Lunar Exploration Missions // ESA Bull.—1993.—N 74.—P. 29—35.
11. Binder A. B. Lunar prospector: Overview // Science.—1998.—281, N 5382.—P. 1475—1476.
12. Bonnet R. M. Why the Moon? // Proc. of Intern. Lunar Workshop «Towards a world strategy for exploration and utilization of our natural satellite». — Beatenberg (Switzerland), 31 May — 3 June, 1994.—P. 9—13.
13. Burns J. O. Some astronomical challenges for the twenty-first century // The Second Conference of Lunar Bases and Space Activities of the 21 Century / NASA Conf. Publ.—1992.—1.—P. 315—319.
14. Burns J. O. The pros & cons of doing ultraviolet astronomy from the Moon // Optical Astronomy from the Earth and Moon / ASP Conference Series.—1994.—55.—P. 280—282.

15. Burns J. O. Astronomy from the Moon // Robotic telescopes. ASP Conf. Ser.—1995.—79.—P. 242—251.
16. China's Moon Flights. (<http://www.spacetoday.org/China/China-Moonflight.html>)
17. Duke M. B. Why explore the Moon? // AIAA Pap.—1992.—N 1029.—P. 1—9.
18. Durst S. International Lunar Observatory // Abstr. of the 3rd Inter. conf. on the exploration and utilization of the Moon (28th Vernadsky-Brown microsymp. On comparative planetology (Oct. 11—14, 1998). — Moscow, 1998.—P. 50.
19. Duxbury T. Lunar exploration by the NASA STARDUST Discovery mission // Abstr. of the 3rd Inter. conf. on the exploration and utilization of the Moon (28th Vernadsky-Brown microsymp. On comparative planetology (Oct. 11—14, 1998). — Moscow, 1998.—P. 64.
20. Foing B. H. The Moon as a site for Astronomy and space science // Adv. Space Res.—1994.—14, N 6.—P. 9—18.
21. Foing B. H., Racca G. D., and the SMART-1 Team. The ESA SMART-1 Solar Electric Propulsion Mission to the Moon // Abstr. of the 3rd Intern. conf. on the exploration and utilization of the Moon (28th Vernadsky-Brown microsymp. On comparative planetology (Oct. 11—14, 1998). — Moscow, 1998.—P. 63.
22. Haesler B., Floberghagen R., Wing I., et al. LUNARSTAR subsatellite GAUSS — a proposal for the complete gravity field determination of the Moon // Abstr. of the 3rd intern.conf. on the exploration and utilization of the Moon (28th Vernadsky-Brown microsymp. On comparative planetology (Oct. 11—14, 1998). — Moscow, 1998.—P. 73.
23. IAA Ad Hoc Committee «Return to the Moon». The case for an international lunar base // Acta Astronaut. (UK).—1988.—17, N 5.—P. 463—489.
24. India's first mission to Moon Chandrayaan-1. Announcement of Opportunity. <http://www.isro.org/chandrayaan-1/announcement.htm>.
25. Kassing D., Novara M. LEDA — a first step in ESA's lunar exploration initiative // ESA Bull.—1995.—N 82.—P. 16—26.
26. Kinoshita T., Itagaki H., Moriuma J., et al. Outline of the experimental lunar lander in SELENE project // Proc. 12<sup>th</sup> Int. Symp. On Space Flight Dynamics. — 1997.—P. 361—364.
27. Lewis J. S., McKay D. S., Clark B. C. Using resources from near-Earth space // Recources of near-Earth space / Eds J. Lewis, M. S. Matthews, M. L. Guerrieri. — Tucson: The Univ. of Arizona Press, 1993.—P. 3—14.
28. Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO). Acquisition Program. (<http://centauri.larc.nasa.gov/LRO/announcement.html>).
29. Lyonnet du Montier M., Collet J. Using Lunar Resources — The next step? // ESA Bull.—1994.—N 77.—P. 59—68.
30. Mizutani H. Lunar interior exploration by Japanese Lunar Penetrator Mission, LUNAR-A // J. Phys. Earth.—1995.—43, N 5.—P. 657—670.
31. McGraw J. T. Lunar Transit Telescopes // Optical Astronomy from the Earth and Moon / ASP Conf. Ser.—1994.—55.—P. 283—302.
32. Moon mission study group. Indian Space Research Organisation. Indian mission to Moon: science goals, payloads and launch scenario(Abstract) / 34<sup>th</sup> COSPAR Scientific assembly. The second World Space Congress. Houston TX USA 10—19 October 2002. Abstract # COSPAR02-A-00891, 2002.
33. Mumma M. J. Astrophysics from the Moon // Observatories in Earth orbit and beyond / Ed. by Y. Kondo: Proc. of the 123 Coll. IAU; Greenbelt, Maryland (USA), April 24—27, 1990. — Dordrecht/Boston/London: Kluwer, 1990.—P. 381—390.
34. Nozette S., Pleasance L. P., Horan D. M., et al. The Clementine mission to the Moon: science overview // Science.—1994.—266.—P. 1835—1839.
35. Ockels W. J. comp. EuroMoon2000. A plan for a European Lunar South Pole expedition. — Paris: ESA, 1996.—ESA-

- BR 122.—20 p.
36. Ockels W. J. LunARSat — educational small satellite for lunar south pole investigation at entry of new millenium // Abstr. of the 3rd intern. conf. on the exploration and utilization of the Moon (28th Vernadsky-Brown microsymp. On comparative planetology (Oct. 11–14, 1998). — Moscow.—P. 71.
  37. Racca G. P., Chicarro A., Whitcomb D. The Moon Orbiting Observatory, a low-cost mission for global lunar characterization // Acta Astronaut. (UK). Suppl. issue.—1995.—35. P. 329—335.
  38. Shevchenko V. V. The choice of location of the lunar base // The Second Conference of Lunar Bases and Space Activities of the 21 Century / NASA Conf. Publ.—1992.—1.—P. 155—161.
  39. Shkuratov Yu. G., Litvinenko L. N., Shulga V. M., et al. Prospective ukrainian lunar orbiter mission (Abstract) / 34<sup>th</sup> COSPAR Scientific assembly. The second World Space Congress. Houston TX USA 10—19 October 2002. Abstract # COSPAR02-A-01756, 2002.
  40. Shkuratov Yu. G., Lytvynenko L. M., Shulga V. M., et al. Objectives of a prospective Ukrainian orbiter mission to the Moon // Adv. Space Res.—2003.—31, N 11.—P. 2341—2345.
  41. Sibing He. Space Age Publishing Company. China (CNSA) views of the Moon (Abstract) / 34<sup>th</sup> COSPAR Scientific assembly. The second World Space Congress. Houston TX USA 10-19 October 2002. Abstract # COSPAR02-A-03008, 2002.
  42. Smith H. J. Lunar-based Astronomy // Observatories in Earth orbit and beyond / Ed. by Y. Kondo.: Proc. of the 123<sup>rd</sup> Colloqu. IAU, held in Greenbelt, Maryland (USA), April 24—27, 1990. — Dordrecht/Boston/London: Kluwer, 1990.—P. 365—375.
  43. Stachnik R. V., Kaplan M. S. NASA's Future Plans for Lunar Astronomy and Astrophysics // Adv. Space Res.—1994.—14, N 6.—P. 245—251.
  44. Staehle R. L., Burke J. D., Snyder G. C., et al. Lunar base sitting // Recources of near-Earth space / Eds J. Lewis, M. S. Matthews, M. L. Guerrieri. — Tucson: The Univ. of Arizona Press, 1993.—P. 427—446.
  45. Surkov Yu. A., Moskaleva L. P., Scheglov O. P., et al. Lander and Scientific Equipment for Exploring Volatiles on the Moon // Planet. Space Sci.—1999.—47, N 8/9.—P. 1051—1060.
  46. Swanson P. N., Cutts J. A. Astronomical observatories on the Moon // Adv. Space Res.—1994.—14, N 6.—P. 123—127.
  47. Uesugi K. Results of the MUSES-A «Hiten» mission // Adv. Space Res.—1996.—18, N 11.—P. 11(69)—11(72).
  48. Volonte S. Astronomy from a lunar base // IAU Symp. 166 “Astronomical and Astrophysical Objectives of Submilliarcsecond Optical Astrometry” / Eds E. Hog, P. K. Seidelmann. — Netherlands: Kluwer, 1995.—P. 347—350.

#### PROBLEMS OF COLONIZATION OF THE MOON

V.S. Kislyuk

In the brief review the main landmarks of space era of Moon's investigations are discussed. The problems of scientific expediency of development in the future of permanent lunar bases are considered. In particular, the advantages of a lunar base for astronomy sciences are discussed.

УДК 378.12

## В. І. Лялько, М. О. Попов

Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України

# Про стан та актуальні проблеми підготовки наукових та науково-педагогічних кадрів у галузі дистанційного зондування Землі

*Надійшла до редакції 21.05.04*

Проведено ретроспективний аналіз підготовки наукових та науково-педагогічних кадрів в Україні у галузі дистанційного зондування Землі. Висвітлено стан та актуальні проблеми підготовки кадрів.

Відомо, що дистанційне зондування Землі (ДЗЗ) з космосу є джерелом високоінформативних даних, які знаходять величезний попит у багатьох галузях народного господарства, а також при вирішенні завдань національної оборони. Космічні системи дистанційного зондування постійно удосконалюються, розробляються нові методи і засоби оброблення та інтерпретування матеріалів супутниковых зйомок, неухильно зростають обсяги надаваних послуг, збільшується перелік вирішуваних задач, підвищується економічна ефективність робіт.

В Україні завжди приділялась належна увага розвитку ДЗЗ, завдяки чому воно сьогодні сформувалось у важливу науково-технічну складову загальнонаціонального космічного комплексу, зі своїми науково-дослідними установами, центрами прийому, оброблення та розповсюдження космічної інформації, об'єднаними у певну інфраструктуру. Задачі ДЗЗ вирішуються в Україні низкою установ та організацій, серед яких провідними є Центр аерокосмічних досліджень Землі (ЦАКДЗ ІГН НАНУ, Київ), Морський гідрофізичний інститут (МГІ НАНУ, Севастополь), Центр радіолокаційного зондування Землі ім. А. І. Калмикова (ЦРЗЗ НАНУ—НКАУ, Харків), Державне підприємство «Дніпро-космос» НКАУ (м. Дніпропетровськ), Державний науково-виробничий центр аерокосмічної інформації «Природа» НКАУ (м. Київ). У цих установах та організаціях зосереджені найбільш кваліфіковані фахівці, що мають великий досвід оброблення та тематичного інтерпретування аерокосмічних знім-

ків; проводяться фундаментальні та прикладні наукові дослідження і методичні розробки, при цьому використовуються підходи та технології, які базуються на новітніх програмних продуктах і сучасній технічній (апаратній) базі.

Результати цих досліджень висвітлені у численних публікаціях, доповідались на багатьох міжнародних, національних та відомчих конференціях та семінарах, на деякі результати отримувались патенти України, Російської Федерації або інших країн.

Підрахунок щорічної кількості публікацій з різних питань ДЗЗ та їхньої долі серед всіх публікацій у журналі «Космічна наука і технологія» (рис. 1) показує, що найбільша кількість публікацій з ДЗЗ припадає на 2002 рік.

В ЦАКДЗ, МГІ, ЦРЗЗ створилися і успішно вирішують складні наукові та науково-технічні проблеми цілі наукові школи зі своїми лідерами та науковцями, об'єднаними єдністю підходів до вирішення проблем, стилем роботи і мислення, оригінальністю ідей і методів їхньої реалізації. Тому саме тут склалися найсприятливіші умови для підготовки молодих спеціалістів та науковців, підвищення наукового рівня фахівців та вдосконалення їхніх практичних знань у галузі дистанційних аерокосмічних досліджень. Сьогодні ми є свідками створення наукових шкіл в деяких інших наукових та науково-дослідних установах.

Організаційно робота у напрямку підвищення наукової кваліфікації фахівців з ДЗЗ ведеться че-

рез докторантуру та аспірантуру, а також з заличенням здобувачів.

Основна спеціальність, за якою готуються наукові та науково-педагогічні кадри з ДЗЗ в Україні, має шифр 05.07.12 «Дистанційні аерокосмічні дослідження». Наказом Вищої атестаційної комісії України № 288 від 10.06.99 р. дозволено проводити захисти дисертацій по цій спеціальності у галузях технічних, фізико-математичних та геологічних наук. Спеціалізовані вчені ради (СВР), яким ВАК України надано право проводити захист дисертацій по даній спеціальності, створені і функціонують у Києві (СВР Д26.162.03 при ЦАКДЗ, голова ради — член-кореспондент Національної академії наук України В. І. Лялько) і у Харкові (СВР Д64.062.07 при Національному аерокосмічному університеті ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут» (ХАІ), голова ради — доктор технічних наук, професор О. О. Зеленський). При цьому СВР при ЦАКДЗ розглядає дисертації на здобуття наукових ступенів кандидата і доктора наук з усіх трьох зазначених галузей наук, а СВР при ХАІ — дисертації кандидата і доктора наук у технічній галузі.

Крім того, наукові та науково-педагогічні кадри з ДЗЗ в Україні готуються через такі суміжні наукові спеціальності: як 04.00.22 — геофізика, 05.24.02 — фотограмметрія та картографія, 11.00.11 — конструктивна географія і раціональне використання природних ресурсів та деякі інші.

Перший захист із спеціальності «Дистанційні аерокосмічні дослідження» (на той час ця спеціальність мала шифр 04.00.23) відбувся у червні 1994 р.; тоді на засіданні СВР Д.01.09.03 при ЦАКДЗ аспірантом О. О. Янцевичем була успішно захищена дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата геолого-мінералогічних наук на тему «Застосування лінеаментного аналізу на основі матеріалів космофотозйомки при вирішенні гідрогеологічних та інженерно-геологічних задач (на прикладі Українського щита)», науковий керівник — член-кореспондент НАН України В. І. Лялько. З тієї пори по квітень 2004 р. за даною спеціальністю (в обох названих вище СВР) захищено три докторські дисертації та 13 кандидатських дисертацій. Динаміку підготовки кандидатів і докторів наук у період з 1997 р. по травень 2004 р. відображає графік, представлений на рис. 2. Видно, що в 2002—2003 рр. було підготовлено три доктори (технічних) наук і п'ять кандидатів наук.

Додамо, що вибрані питання з галузі ДЗЗ висвітлювались ще у низці дисертаційних досліджень, які були захищені за суміжними спеціальностями; всього в Україні захищено сім докторських та 19 кандидатських дисертацій.

Дисертаційні дослідження, що виконувались, починаючи з 1997 р., були присвячені розробці та дослідженню таких напрямків:

- 1) моделі корисного сигналу при дистанційному зондуванні земної та морської поверхонь;
- 2) методи обробки сигналів аерокосмічних зображень;
- 3) пошук покладів вуглеводнів;
- 4) вирішення гідрогеологічних та інженерно-геологічних задач;
- 5) оцінювання екологічного стану територій;
- 6) використання даних ДЗЗ при створенні картографічної інформації;
- 7) засоби піdsупутникового забезпечення космічних сканерів;
- 8) системний аналіз, управління та навігація космічних апаратів ДЗЗ.

Розробці моделей корисного сигналу при дистанційному зондуванні земної та морської поверхонь присвячені роботи Л. Д. Вульфсона, Веласко Еррера Віктора Мануеля, Є. А. Горошка, С. Є. Яцевича, О. О. Пузанова.

У дисертаційному дослідженні старшого наукового співробітника ЦАКДЗ Л. Д. Вульфсона [1] розглянуто моделі формування температури та коефіцієнтів відбиття земних покривів у тепловому інфрачервоному та надвисокочастотному діапазонах стосовно дистанційного зондування в геологічних і природоохоронних цілях. Проведено теоретичне обґрунтування та експериментальну перевірку ефективності застосування дистанційних зйомок у вищезначеніх діапазонах з метою виявлення ділянок, перспективних у відношенні нафтогазоносності та термальних вод, активних розломних зон, а також картування вологості ґрунтів і глибин рівнів ґрунтових вод неглибокого залягання.

Дисертаційна робота аспіранта ХАІ Веласко Еррера Віктора Мануеля [2] присвячена розробленню методів і обґрунтуванню алгоритмів оптимального та квазіоптимального оброблення сигналів власного радіотеплового випромінювання природних середовищ з метою забезпечення високоточних вимірювань їхніх електрофізичних параметрів і статистичних характеристик. При цьому використовуються електродинамічні моделі досліджуваних середовищ. Іншим співробітником того ж інституту Є. А. Горошком [3] запропонована емпірична модель зворотного розсіювання радіолокаційного сигналу в діапазоні частот від 1 до 140 ГГц земною і морською поверхнями і розглянуто її практичне використання в засобах ДЗЗ.

Дисертація старшого наукового співробітника Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України С. Є. Яцевича [4] присвячена

експериментальному дослідженю характеристик розсіяного сигналу при багаточастотному зондуванні параметрів ґрунтів і рослинного покрову. Показано, що багаточастотне радіолокаційне зондування в діапазонах довжин хвиль 3, 23 і 180 см дозволяє здійснювати класифікування ґрутового покрову по гранулометричному складу, а також, при наявності відповідних метеоданих, оцінювати агрометеорологічну ситуацію, зокрема стан сніжного покриву і вміст вологи в ґрунті. Іншим співробітником того ж інституту О. О. Пузановим [5] побудовано математичні моделі розсіювання відеоімпульсів на шаруватих діелектричних структурах типу ґрунтів, за допомогою яких проаналізовано властивості деяких полів розсіяних випромінювань; розв'язано задачу розсіювання відеоімпульсів на ґрунтах з неперервною зміною електричних параметрів з глибиною.

З напрямку обробки сигналів аерокосмічних зображень захищено шість дисертацій, у тому числі дві докторські: науковцями Фізико-механічного інституту ім. Г. В. Карпенка НАН України Р. А. Воробелем і ХАІ В. В. Лукіним.

У докторській дисертації Р. А. Воробеля [6] розроблено новий науковий напрямок — цифрове оброблення зображень на основі теорії контрастності, що полягає у використанні локальних контрастів з властивостями відстані метричного простору як для незалежної від суб'ективного сприйняття кількісної оцінки характеристик зображення різної фізичної природи, так і для побудови методів обробки з метою поліпшення їхньої візуальної якості.

До вищезазначеного наукового напрямку належить кандидатське дослідження І. М. Журавля [7] під науковим керівництвом Р. А. Воробеля, у якому розроблено деякі нові методи покращання якості зображень шляхом їхнього контрастування.

Провідним науковим співробітником ХАІ В. В. Лукіним у докторській дисертації розроблена теорія локально-адаптивних фільтрів з жорстким переключенням параметрів ковзного вікна, на основі якої синтезовані нові вагові вікна для обробки суміші сигналів та завад; запропоновані та обґрутовані нові методи векторної фільтрації багатоспектральних (багатоканальних) та кольорових зображень; розріблений метод робастної фільтрації та його алгоритмічне забезпечення для оцінки точності параметрів нестаціонарних сигналів в умовах наявності аномальних похибок первинних вимірювань [8].

Розріблений В. В. Лукіним підхід послужив теоретичною базою для виконання дисертаційних досліджень його учнями — О. В. Цимбалом і С. К. Абрамовим.

У дисертації О. В. Цимбала [9] розглядається задача підвищення надійності інтерпретування багатоканальних зображень ДЗЗ методом придущення флюктуаційних завад, а у процесі її розв'язання розроблені нові адаптивні алгоритми цифрової фільтрації з «жорстким» переключенням та алгоритми усунення імпульсних викидів.

С. К. Абрамовим [10] доведено можливість застосування міріадної оцінки для визначення параметру зсуву складених істотно несиметричних розподілів та показано її більшу високу ефективність та стійкість у порівнянні з іншими робастними оцінками; запропоновано нову методику для визначення дисперсії завад на оптичних та радіолокаційних зображеннях; розріблено і досліджено алгоритми двовимірної локально-адаптивної фільтрації з «жорстким» переключенням на основі використання міріадної оцінки.

Дисертація О. В. Ксендзюка [11] присвячена синтезу оптимальних алгоритмів просторово-часового оброблення сигналів як нестаціонарних стохастичних процесів з метою поліпшення якості радіолокаційних зображень, отриманих системами ДЗЗ скатерометричного типу. У процесі синтезу розроблено стохастичну модель процесу дистанційного спостереження з урахуванням просторово-часової нестаціонарності відбитого електромагнітного поля Землі, створено методику оптимізації оцінок питомої ефективності поверхні розсіяння, обґрутовано алгоритми оброблення нестаціонарних стохастичних сигналів та оцінювання похибок формування зображень у системах із синтезуванням апертури.

Низка вчених ЦАКДЗ підвищила свою наукову кваліфікацію, підготувавши та захистивши кандидатські дисертації у науково-практичному напрямку, пов'язаному з пошуком покладів вуглеводнів. О. Т. Азімов виконав дослідження, спрямоване на уточнення і деталізацію розломно-блокової будови бортових зон Дніпровсько-Донецької западини у зв'язку з газоносністю [12]. Ю. В. Костюченко розглянув задачу про вплив енергомасообмінних процесів над вуглеводневими покладами шельфових областей, що здійснюються в системі, яка містить вуглеводневі гази і товщу морської води, на розподіл температур поверхні моря, в контексті використання дистанційних методів дослідження морської поверхні [13]. А. Г. Мичак вивчав глибинну будову Українських Карпат та Передкарпатського прогину на основі комплексного тематичного інтерпретування матеріалів аерокосмічного знімання та геолого-геофізичних даних [14]. В. Є. Філіповичем запропоновано [15] комплексне застосування аерокосмічної і наземної газометричної інформації при пошуках покладів вуглеводнів, розви-

нено новий геодинамічний підхід до аналізу та інтерпретування матеріалів аерокосмічного знімання. Д. О. Тарангул присвятив своє дисертаційне дослідження [16] розробленню теоретичних та методичних положень великомасштабного аерокосмічного картографування території з метою виявлення і прогнозування локальних типів структур, перспективних на нафту і газ.

З напрямку вирішення гідрогеологічних та інженерно-геологічних задач за допомогою космічної інформації аспірантом ЦАКДЗ О. О. Янцевичем було підготовлено та захищено дисертацію [17], у якій він запропонував методику лінеаментного аналізу і дешифрування зведеніх схем з космічних фотознімків.

У напрямку оцінювання екологічного стану територій було підготовлено та захищено три дисертаційні роботи.

Науковим співробітником ЦАКДЗ К. Ю. Сухановим з метою оцінювання екології водного середовища розроблена методика дешифрування космічних знімків водних рослинних ландшафтів [18], яка базується на використанні фур'є-аналізу.

Співробітник кафедри географії географічного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка Л. Ф. Білоус запропонувала теоретико-методологічне обґрунтування ландшафтно-екологічного аналізу агрогеосистем і синтезу інформаційного ресурсу агроуправління, а також розробила методику геоінформаційного аналізу даних ДЗЗ при аналізі агросистем [19].

Науковий співробітник ЦАКДЗ Л. П. Ліщенко розробила методику оцінювання геоекологічного стану гірничопромислових територій на основі ландшафтно-системного підходу і аерокосмічної інформації [20], при цьому рішення при інтерпретуванні даних приймаються за допомогою використання методів теорії нечітких множин і багатокритеріальної оптимізації.

Підготовка наукових і науково-педагогічних кадрів з напрямку використання даних ДЗЗ при створенні картографічної інформації протягом останнього десятиріччя успішно ведеться на кафедрі фотограмметрії та геоінформатики Національного університету «Львівська політехніка» під науковим керівництвом її завідувача професора О. Л. Дорожинського. Питання, пов’язані з використанням даних ДЗЗ при створенні картографічної інформації, висвітлені в докторській дисертації доцента Х. В. Бурштинської [21], яка показала ефективність побудови цифрових моделей рельєфу місцевості фотограмметричним методом, що базується на застосуванні високоякісних аерокосмічних зображень. Аспірант цієї кафедри Алі Махмуд Хасан

Фаргал розробив схему і технологію геоінформаційного картографування Йорданії [22], яка базується на використанні даних ДЗЗ, зокрема космічних зображень, що одержуються сенсорами, розташованими на космічних аппаратах SPOT і Landsat.

Складній проблемі просторового відновлення даних і побудови високоточних моделей гравітаційних і магнітних полів для ДЗЗ присвячена докторська дисертація М. А. Якимчука, у якій побудовано нову модель трансформації потенціальних полів за даними вимірювань у локальних областях і створено проблемно-орієнтований комплекс для дослідження гравітаційних і магнітних аномалій [23]; отримані результати можуть бути використані при створенні карт фізичних полів.

Проблема піdsупутникового забезпечення космічних сканерів кольору нової генерації для створення систем спостереження за станом водних екосистем та розроблення нових засобів і апаратури з метою підвищення біооптичного інтерпретування результатів космічних зйомок поверхневих вод розглядається в докторській дисертації завідувача відділу МГІ Лі Михайла Ен Гона [24].

В Україні останнім часом підготовлено та захищено дві докторські дисертації, в яких розглядаються питання системного аналізу, управління та навігації космічних апаратів ДЗЗ. Одна з них написана доцентом Національної академії оборони України С. В. Козелковим [25] і присвячена питанням створення наземних радіотехнічних комплексів управління та ідентифікації космічних апаратів для перспективних систем ДЗЗ. Інша докторська дисертація написана провідним науковим співробітником ЦАКДЗ В. Г. Якимчуком [26] і має за мету теоретичне обґрунтування і розробку методології системного підходу до ДЗЗ, що забезпечує моделювання системи ДЗЗ, оцінку ефективності вирішення задач екології та господарчої діяльності, прогнозування розвитку та оптимізацію параметрів системи ДЗЗ.

На рис. 3 представлено розподіл захищених докторських і кандидатських дисертацій за напрямками досліджень; нумерація напрямків відповідає тій, що наведена вище. Аналіз цього розподілу свідчить, що поки, на жаль, немає узагальнюючих робіт докторського рівня у таких актуальних напрямках, як моделі корисного сигналу при дистанційному зондуванні земної та морської поверхонь, оцінка якості аерокосмічних зображень та інформативності спектральних каналів, пошук покладів вуглеводнів, оцінювання екологічного стану територій дистанційними методами.

Проведений огляд стану та основних напрямків підготовки фахівців у галузі ДЗЗ показує, що

далеко не всі наукові та науково-технічні складові ДЗЗ є сьогодні у фокусі уваги дослідників-здобувачів наукових ступенів. Очевидно, що бракує досліджень у напрямках багатоспектральних і гіперспектральних методів, автоматизації інтерпретування аерокосмічних зображень з використанням синергетичного підходу, створення перспективних технічних засобів ДЗЗ тощо.

Звернемо також увагу на те, що співвідношення між кількістю захищених кандидатських і докторських дисертацій у галузі ДЗЗ складає 2.7:1.0, хоча, як показують наукометричні дослідження, для поступового розвитку науки, сталої підготовки кадрів і зміцнення наукових шкіл це співвідношення повинне знаходитися у межах від 8.0:1.0 до 10:1.0. Розрив у підготовці кандидатів і докторів наук, що спостерігається, побічно свідчить про старіння кадрів науки і брак наукової молоді, оскільки відомо, що узагальнюючі роботи докторського рівня звичайно виконуються фахівцями «у віці».

Зупинимося на деяких актуальних організаційних проблемах підготовки кадрів з ДЗЗ. Сьогодні учбові курси з ДЗЗ викладаються у низці вищих навчальних закладів України: Київському національному університеті імені Тараса Шевченка, Київському національному університеті будівництва і архітектури, Національному технічному університеті України «Київський політехнічний інститут», Таврійському національному університеті ім. В. І. Вернадського, Національному аерокосмічному університеті ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут» тощо. Але невеликий обсяг цих курсів не дозволяє студентам набути глибоких теоретичних і практичних знань з ДЗЗ. До того ж навчальні програми у різних навчальних закладах дуже сильно відрізняються за змістом. Таким чином, постає задача створення базового курсу ДЗЗ, який би містив у собі наукові засади дистанційного зондування і дозволяв отримати студенту первинні навички роботи з аерокосмічними даними з використанням сучасних геоінформаційних технологій.

Потребує суттєвого попіщення інформаційне забезпечення навчального процесу, а саме: створення нових навчальних посібників з напрямків ДЗЗ, поширення можливостей своєчасного ознайомлення з зарубіжними фаховими виданнями, надання можливості доступу до аерокосмічних зображень та сучасних засобів їхньої комп’ютерної обробки. До речі, інформаційна робота потребує попіщення не тільки у відношенні фахівців з ДЗЗ, але й у відношенні тих службовців, хто приймає рішення. У цьому плані необхідно створення діючих на періодичній основі загальноосвітніх курсів, де б

висвітлювалися прикладні аспекти ДЗЗ, на яких слухачам у достатньо популярній формі роз’яснювалися б переваги застосування даних ДЗЗ при вирішуванні різноманітних задач (боротьба з повенями, виявлення пожеж, пошук і розвідка природних ресурсів, оцінка екологічного стану територій, визначення стану рослинності і прогнозування врожайності сільськогосподарських культур тощо), до яких ці слухачі мають відношення.

Наприкінці відзначимо, що надзвичайно актуальним і важливим для подальшого покращання підготовки кадрів з ДЗЗ є питання організації постійно діючої системи підвищення кваліфікації викладачів навчальних дисциплін з ДЗЗ та суміжних дисциплін, а також інших фахівців та службовців, яким це потрібно за напрямком їхньої діяльності. Частково це питання можна було б вирішити шляхом створення, наприклад, на базі одного з провідних навчальних закладів України відповідних навчальних курсів.

#### ПЕРЕЛІК ЗАХИЩЕНИХ ДИСЕРТАЦІЙ З ДИСТАНЦІЙНОГО ЗОНДУВАННЯ ЗЕМЛІ

1. Вульфсон Л. Д. Особливості формування температури та коефіцієнтів відбиття земних покровів у тепловому інфрачервоному і надвисокочастотному діапазонах стосовно дистанційного зондування у геологічних і природоохоронних цілях // Дис. ... канд. фіз.-мат. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 528.8.04:(550.361:504.43). — Центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАН України, жовтень 2000 р.

2. Веласко Еррера Віктор Мануель. Синтез оптимальних алгоритмів дистанційних вимірювань електрофізичних параметрів земної поверхні та її підповерхневих шарів // Дис. ... канд. техн. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. — Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», травень 2001 р.

3. Горошко Є. А. Імітаційні моделі зворотного розсіяння радіолокаційних сигналів для дистанційного визначення характеристик земної поверхні // Дис. ... канд. техн. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 621.396:681.3. — Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», жовтень 2003 р.

4. Яцевич С. Є. Взаємозв’язок характеристик розсіяного сигналу з параметрами поверхні при багаточастотних методах дистанційного зондування // Дис. ... канд. фіз.-мат. наук, спец. 01.04.03. —

Радіофізики. УДК 621.371.332. — Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова, жовтень 2003 р.

5. Пузанов О. О. Розсіяння відеоімпульсів на шаруватих структурах з дисперсією і поглинанням // Дис.... канд. фіз.-мат. наук, спец. 01.04.03. — Радіофізика. УДК 537.874.4. — Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова, грудень 2001 р.

6. Воробель Р. А. Цифрова обробка зображень на основі теорії контрастності. // Дис....д-ра техн. наук, спец. 05.13.06 — Автоматизовані системи управління та прогресивні інформаційні технології. УДК 681.325. — Державний науково-дослідний інститут інфраструктури, м. Львів, липень 1999 р.

7. Журавель І. М. Локально-адаптивні методи підвищення контрастності зображень // Дис.... канд. техн. наук, спец. 05.13.06 — Автоматизовані системи управління та прогресивні інформаційні технології. УДК 681.325. — Державний науково-дослідний інститут інформаційної інфраструктури, жовтень 2001 р.

8. Лукин В. В. Локально-адаптивна фільтрація сигналів і зображень у багатоканальних системах дистанційного зондування Землі // Дис.... д-ра техн. наук, спец. 05.07.12. — Дистанційні аерокосмічні дослідження. — Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», жовтень 2002 р.

9. Цимбал О. В. Багатостапна робасна адаптивна фільтрація багатоканальних зображень дистанційного зондування // Дис.... канд. техн. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. — Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», вересень 2003 р.

10. Абрамов С. К. Методи вторинної обробки сигналів та зображень у системах дистанційного зондування на основі використання міріадного оцінювання // Дис.... канд. техн. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 621.396.96(9)+681.325/.3.01(/.014/.016). — Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», грудень 2003 р.

11. Ксендзук О. В. Оптимізація просторово-часової обробки нестаціонарних стохастичних процесів у задачах дистанційних аерокосмічних досліджень скатерометричними системами // Дис.... канд. техн. наук, спец. 05.07.12. — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 621.396.96+537.874.4. — Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», квітень 2002 р.

12. Азімов О. Т. Розривні деформації зовнішніх прибортових ділянок центральної частини Дніпровсько-Донецької западини (за комплексом дистанційних і геолого-геофізичних даних) // Дис.... канд. геол. наук, спец. 04.00.23 — Дистанційне зондування Землі. — Центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАН України, січень 1997 р.

13. Костюченко Ю. В. Дослідження впливу енергомасообмінних процесів над вуглеводневими покладами шельфових областей на вид теплового поля морської поверхні // Дис.... канд. фіз.-мат. наук, спец. 01.04.12 — Геофізика. — Центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАН України, березень 1997 р.

14. Мичак А. Г. Глибинна геологічна будова, перспективи нафтогазоносності Українських Карпат та Передкарпатського прогину за результатами аерокосмогеологічних методів досліджень // Дис.... канд. геол. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 528.88:553.98. — Центр аерокосмічних досліджень Землі, лютий 1998 р.

15. Філіпович В. Є. Комплексне застосування дистанційних аерокосмічних і польового газортутного методів при пошуках покладів вуглеводнів (на прикладі нафтогазоносних площ альпійської зони і Дніпрово-Донецької западини) // Дис.... канд. геол. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 528.88:553. — Центр аерокосмічних досліджень Землі, жовтень 2000 р.

16. Тарангул Д. О. Великомасштабне аерокосмічне картографування території з метою пошуку нафти і газу (теорія і практика робіт в Україні) // Дис.... канд. географ. наук, спец. 11.00.12 — Географічна картографія. УДК 528.94.77:553.98. — Інститут географії, березень 2001 р.

17. Янцевич О. О. Застосування лінеаментного аналізу на основі матеріалів космофотозйомки при вирішенні гідрогеологічних та інженерно-геологічних задач (на прикладі Українського щиту) // Дис.... канд. геол.-мін. наук, спец. 04.00.23 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 556.3:550.814. — Центр аерокосмічних досліджень Землі, квітень 1994 р.

18. Суханов К. Ю. Методологія використання аерокосмічної інформації для оцінки екологічного стану водних рослинних ландшафтів // Дис.... канд. техн. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 528.854+528.875. — Центр аерокосмічних досліджень Землі, жовтень 2000 р.

19. Білоус Л. Ф. Ландшафтно-екологічний аналіз агрогеосистем для цілей управління // Дис.... канд. географ. наук, спец. 11.00.11 — Конструктив-

на географія і раціональне використання природних ресурсів. УДК 11.2:581.5. — Київський національний університет ім. Т. Шевченка, вересень 2001 р.

20. Ліщенко Л. П. Обґрунтування методики оцінки геоекологічного стану гірничопромислових територій на основі ландшафтно-системного підходу і аерокосмічної інформації // Дис. ... канд. геол. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 528.88.012:504.55.054:622(1)). — Центр аерокосмічних досліджень Землі, лютий 2004 р.

21. Бурштинська Х. В. Теоретичні та методологічні основи цифрового моделювання рельєфу за фотограмметричними та картометричними даними // Дис. ... д-ра техн. наук, спец. 05.24.02 — Фотограмметрія та картографія. УДК 528.92. — Національний університет «Львівська політехніка», листопад 2003 р.

22. Алі Махмуд Хасан Фаргал. Геоінформаційне картографування Йорданії: становлення і застосування // Дис. ... канд. географ. наук, спец. 11.00.12 — Географічна картографія. УДК 528.72/73: 625.745.11. — Інститут географії, березень 2004 р.

23. Якимчук М. А. Просторове відновлення гравітаційних і магнітних полів для дистанційних досліджень Землі. // Дис. ... д-ра фіз.-мат. наук, спец 04.00.22 — Геофізика. УДК 550.381+550.8.38. — Центр аерокосмічних досліджень Землі, січень 1998 р.

24. Лі Михайло Єн Гон. Засоби підсупутникового забезпечення космічних сканерів кольору для дослідження біооптичних властивостей морських вод

// Дис. ... д-ра фіз.-мат. наук, спец. 04.00.22 — Геофізика. УДК 551.46.5. — Морський гідрофізичний інститут, листопад 2001 р.

25. Козелков С. В. Обґрунтування та розробка технічних шляхів побудови наземного радіотехнічного комплексу управління та ідентифікації космічних апаратів середнього і далекого космосу // Дис. ... д-ра техн. наук, спец. 05.07.12. — Дистанційні аерокосмічні дослідження. — Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», травень 2001 р.

26. Якимчук В. Г. Методологія системного аналізу дистанційного зондування Землі для вирішення задач екології та господарської діяльності // Дис. ... д-ра техн. наук, спец. 05.07.12 — Дистанційні аерокосмічні дослідження. УДК 528.8.04: 519.876. — Центр аерокосмічних досліджень Землі, грудень 2003 р.

#### ON THE CURRENT STATE AND ACTUAL PROBLEMS OF SCIENTIFIC AND SCIENTIFIC-PEDAGOGICAL STAFF TRAINING IN THE FIELD OF REMOTE SENSING OF THE EARTH

V. I. Lyalko, M. A. Popov

The retrospective analysis of scientific and scientific-pedagogical staff training in Ukraine in the field of remote sensing of the Earth is made. The current state and actual problems of personnel training are considered.

## ЮВІЛЕЙ

---

Члену-корреспонденту

НАН

України

Николаю

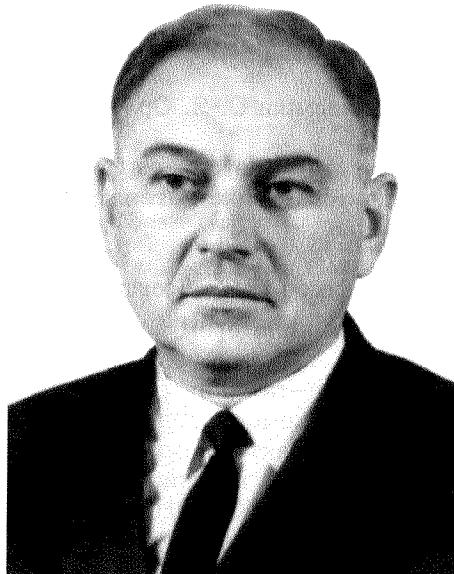
Лукичу

Голого

исполнилось

90

лет



Николай Лукич родился в 1914 году на станции Христиновка Черкасской области. После окончания в 1938 году с отличием Киевского авиационного института был направлен на работу в город Харьков на завод 242 ГВФ, где работал дефектовщиком, ведущим инженером, начальником моторного цеха. В сентябре 1941 года был эвакуирован вместе с заводом в Алма-Ату, где работал начальником цеха. В 1942 году был переведен в Актюбинск и назначен главным инженером завода ГВФ. В 1944 году переведен в Днепропетровск для организации нового ремонтного завода 409 ГВФ. В ноябре 1948 года был направлен в Киев для организации ремонтного завода 410, где проработал в должности начальника завода до 1953 года.

В сентябре 1953 года приказом начальника ГУ ГВФ был переведен в Киевский институт гражданского воздушного флота на должность заведующего вновь организуемой профилирующей кафедры технологии ремонта техники. В январе 1954 года был назначен начальником (ректором) Киевского института ГВФ и работал в этой должности до 1975 года.

В 1954 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук. В 1956 году присвоено звание доцента. В 1963 году защитил докторскую диссертацию на тему «Физико-химическая механика материалов в проблеме схватываний деталей узлов трения». В 1964 году присвоено звание профессора, в 1964 году почетное звание «Заслуженный деятель науки и техники УССР».

В 1967 году избран членом-корреспондентом АН Украины.

С 1977 года Николай Лукич является директором Государственного предприятия Научно-технический центр «Триботехника» Института технической механики Национальной академии наук Украины и Национального космического агентства Украины. Крупный ученый в области механики и машиностроения. Принимает активное участие в решении совместно с ГКБ «Южное» (г. Днепропетровск) проблем схватываний деталей узлов трения в космической технике, выбору оптимальных материалов пар трения токосъемных устройств космического базирования. Автор более 250 научных работ, в том числе пяти монографий. Член трех ученых советов НАН Украины и КИИГА. Подготовил более 20 докторов и кандидатов наук.

Награжден двумя орденами Ленина, орденом Октябрьской Революции, орденом Трудового Красного знамени, медалями.

Богатый научно-технический опыт и редкий дар ученого исследователя помогают Николаю Лукичу находить новые прикладные задачи, которые ставит современная техника, и успешно их решать.

Главный конструктор КБ космических аппаратов и систем ГКБ «Южное» им. М. К. Янгеля член-корреспондент НАН Украины

*В. И. Драновский*

**До 60-річчя**  
**Головної астрономічної обсерваторії**  
**Національної академії наук України**

17 липня 2004 р. наукова громадськість відзначатиме 60-річний ювілей Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України.

Головну астрономічну обсерваторію (ГАО) НАН України засновано 1944 р. з ініціативи академіка АН УРСР О. Я. Орлова (1880—1954). Знаходиться вона в 12 км від центра Києва в Голосіївському лісі (звідси походить її неофіційна назва — Голосіївська). Обсерваторію очолювали: академік АН УРСР О. Я. Орлов (1944—1948 рр., 1951—1952 рр.); член-кореспондент АН УРСР В. П. Цесевич (1948—1951 рр.) та член-кореспондент АН УРСР А. О. Яковкін (1952—1959 рр.); академік АН УРСР Є. П. Федоров (1959—1973 рр.); доктор фізико-математичних наук І. К. Коваль (1973—1975 рр.).

З 1975 р. Обсерваторію очолює академік НАН України Я. С. Яцків.

ГАО проводить наукові дослідження за такими напрямами:

- позиційна астрономія та космічна геодинаміка;
- фізика Сонця й тіл Сонячної системи;
- фізика та еволюція зірок і галактик;
- фізика космічної плазми;
- оптика атмосфери;
- астрономічне та космічне приладобудування;
- автоматизація процесів проведення й обробки астрономічних спостережень.

Зусиллями кількох поколінь астрономів Головна астрономічна обсерваторія перетворилася у відому наукову установу, яка має висококваліфіковані кадри (один академік, два члени-кореспонденти, 17 докторів, 58 кандидатів наук).

Обсерваторія займає провідне місце у ряді галузей астрономії, таких як: дослідження обертання Землі та побудова координатних систем у космічному просторі, фізики фотосфери Сонця та тіл Сонячної системи, формування та еволюція зір і галактик та ін.

Широко відомі наукові школи ГАО за такими напрямами астрономічної науки:

- фундаментальна астрометрія і глобальна геодинаміка (засновники академіки О. Я. Орлов і Є. П. Федоров);
- динаміка і структура фотосфери Сонця (засновник доктор фізико-математичних наук Е. А. Гуртовенко);
- фізика комет (засновник професор С. К. Всехсвятський).

Обсерваторія була ініціатором і учасником міжнародних програм і проектів, зокрема створення каталогу слабких зір та фотографічного огляду неба, спостереження комети Галлея, визначення варіацій глобальних характеристик Сонця, а також брала участь у підготовці та здійсненні космічних проектів ВЕГА, ФОБОС, КОРОНАС та інших. З 1991 року ГАО координує діяльність установ України з проблеми координатно-часового забезпечення, бере участь у виконанні Національної космічної програми України та Державної екологічної програми.

Обсерваторія має тісні наукові зв'язки з багатьма астрономічними закладами України та світу: США, Великої Британії, Франції, Італії, Іспанії, Росії та ін.

ГАО видає журнали «Кінематика і фізика небесних тел» (з 1985 р.), «Космічна наука і технологія» (з 1995 року) та «Астрономічний календар» (з 1996 року, у 1948—1995 роках «Короткий астрономічний календар»).

Досягнення співробітників Обсерваторії недноразово відмічено державними преміями СРСР та України у галузі науки і техніки, преміями НАН України.

У 2003 р. Я. С. Яцків у складі авторського колективу за цикл робіт по розробці нової теорії нутації MAC 2000 відмічений міжнародною премією імені Рене Декарта.

Іменами співробітників ГАО названо кратери Яковкіна та Гавrilova на Місяці, малі планети № 2728 Яцків, № 3965 Конопльова, № 4187 Шульназарія, № 7628 Євгенфедоров.