НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК + НАЦІОНАЛЬНЕ КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ Том 15 6 + 2009

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ + ЗАСНОВАНО В ЛЮТОМУ 1995 р. + ВИХОДИТЬ 6 РАЗІВ ЗА РІК + КИЇВ

3MICT

Шувалов В. А., Бандель К. А., Приймак А. И., Кочубей Г. С. Магнитогидродинамическое торможение «намагниченных» планет в потоке плазмы солнечного ветра

Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации вблизи г. Харькова, сопутствовавшие прохождению солнечного терминатора. 2. Результаты статистического анализа

Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Вариации радиошумов СЧ-диапазона над Харьковом в период солнечного затмения 1 августа 2008 г.

Вольвач А. Е. Каталог источников для полетной программы «Радиоастрон»

Архипов А. И., Кузнецова А. В., Сенько О. В., Станкевич С. А., Титаренко О. В. Результаты статистического выявления границ залежей углеводородов на суше с использованием многоспектральных космоснимков и данных полевого спектрометрирования

Карачун В. В., Мельник В. Н. О дополнительных погрешностях поплавкового гироскопа при циркуляции ракеты-носителя

Закржевский А. Е., Ткаченко В. Ф., Хорошилов В. С. Динамика развертывания кольцевой антенны на нестабилизированном космическом аппарате

CONTENTS

- **3** Shuvalov V. A., Bandel K. A., Priymak A. I., Kochubey G. S. Magnetohydrodynamic deceleration of «magnetized» planets in solar wind plasma
- 14 Chernogor L. F., Shamota M. A. Geomagnetic pulsations associated with solar terminators near Kharkiv city.2. Statistical analysis
- 20 Panasenko S. V., Chernogor L. F. Variations of MF radio noise over Kharkiv region during the solar eclipse on 1 August 2008
- 28 *Volvach A. E.* The catalog of sources for flight program «Radioastron»
- **44** *Arkhipov A. I., Kuznetsova A. V., Senko O. V., Stankevich S. A., Titarenko O. V.* Statistical detection of hydrocarbon deposit boundaries on land using multispectral imagery and field spectrometry data
- **49** *Karachun V. V., Mel'nick V. N.* On additional errors of float gyroscope during circulation of a carrier rocket
- 57 Zakrzhevskii A. E., Tkachenko V. F., Khoroshilov V. S. The dynamics of deployment of the ring antennae on the spacecraft without stabilization

© НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ, 2009

© НАЦІОНАЛЬНЕ КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО УКРАЇНИ, 2009

Макаров А. Л., Хорошилов С. В., Попель В. М. Математическая модель для исследования процесса наведения упругой антенны с использованием привода с шаговыми двигателями

Похил Ю. А., Абраимов В. В., Сальтевский Г. И., Зарицкий И. П., Лотоцкая В. А., Кревсун А. В., Агашкова Н. Н., Пристюк М. М., Тихий В. Г., Гусарова И. А., Потапов А. М. Воздействие наземно имитируемых факторов космического пространства на термооптические и электрофизические характеристики материалов космических аппаратов

НАШІ АВТОРИ

АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК

НОВИНИ КОСМІЧНИХ АГЕНТСТВ СВІТУ

- 67 *Makarov A. L., Khoroshilov S. V., Popel V. M.* Mathematical model for investigation of the flexible antenna pointing process with use of the drive with stepping motors
- 73 Pokhyl Yu. A., Abraimov V. V., Saltevskij G. I., Zaritskij I. P., Lototskaya V. A., Krevsun A. V., Agashkova N. N., Pristjuk M. M., Tikhij V. G., Gusarova I. A., Potapov A. M. The effect of on-ground simulated space factors on thermooptical and electrophysical characteristics of space vehicle materials
- 84 OUR AUTHORS
- 86 INDEX
- 90 NEWS FROM SPACE AGENCIES

Свідоцтво про реєстрацію КВ № 1232 від 2 лютого 1995 р.

Підписано до друку 04.01.2010. Формат 84×108/16. Папір крейдований. Гарн. Ньютон. Друк офс. Ум. друк. арк. 9,45. Обл.-вид. арк. 9,92. Тираж 200 прим. Зам. № 2593.

Оригінал-макет виготовлено та тираж видруковано Видавничим домом «Академперіодика» НАН України, 01004, Київ, вул. Терещенківська, 4.

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи серії ДК № 544 від 27.07.2001 р.

УДК 533.95

В. А. Шувалов, К. А. Бандель, А. И. Приймак, Г. С. Кочубей

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

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ «НАМАГНИЧЕННЫХ» ПЛАНЕТ В ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Методом фізичного моделювання визначено підйомну силу і силу лобового опору намагнічених планет у потоці розрідженої плазми сонячного вітру. Показано, що характер залежності цих сил з відстанню до Сонця змінюється подібно моментам магнітних диполів планет. Вирішальний вплив на величину підйомної сили і сили лобового опору мають два параметри: відношення магнітного тиску полю планети до швидкісного напору сонячного вітру та кут нахилу осі магнітного диполя до осі обертання планети.

введение

Солнечный ветер — поток полностью ионизованной замагниченной бесстолкновительной плазмы, вытекающей из солнечной короны и ускоряющейся до сверхзвуковой и сверхальвеновской скоростей: $r_{i,e} << R_p$; $\omega_{eB} \tau_{em} >> 1$; $l_{ii} >> R_p$; $M_{\infty} >> 1$; $M_A >> 1$. Здесь $r_{i,e}$ — тепловые ларморовские радиусы ионов и электронов; R_p — характерный размер (радиус) небесного тела; ω_{eB} — электронная циклотронная частота, τ_{em} — время соударений между частицами в плазме, l_{ii} — длина свободного пробега для ион-ионных соударений, M_{∞} — число Маха; M_A — число Маха — Альвена.

На орбите Земли средние измеренные на космических аппаратах параметры солнечного ветра составляют [2, 3, 17, 28]: скорость ионов (протонов) $V_{\infty} = 400$ км/с; концентрация заряженных частиц $N_{i,e} \approx 5 \cdot 10^6$ м⁻³; температура электронов $T_e = 1.3 \cdot 10^5$ К; температура ионов $T_i \approx 6.9 \cdot 10^4$ К; индукция внешнего (межпланетного) магнитного поля $B_{\infty} \approx 5$ нТл. Плотность солнечного ветра убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца $N_i \propto (x/x_E)^{-2}$, температура ионов убывает пропорционально $T_i \propto (x/x_E)^{-0.5}$, скорость плазмы практически не изменяется $(x/x_E - расстояние от Солнца, нормированное$ $на радиус орбиты Земли <math>x_E$). При взаимодействии с небесными телами солнечный ветер формирует поле течения, которое определяется параметрами плазмы и характеристиками планет (наличие ионосферы, проводящего ядра, собственного магнитного поля и др.). Взаимодействие гиперзвукового потока бесстолкновительной плазмы солнечного ветра с «намагниченным» небесным телом приводит к образованию магнитосферы, внешняя граница которой — магнитопауза — разделяет области солнечного ветра, межпланетного и собственного магнитного поля планеты.

Физически взаимодействие гиперзвукового потока сильно замагниченной бесстолкновительной плазмы солнечного ветра с магнитным полем планет сводится к магнитному отжатию плазмы от поверхности тела и образованию магнитного барьера — препятствия для частиц набегающего потока.

Дипольное магнитное поле планет гидродинамизирует картину обтекания. При взаимодействии гиперзвукового потока бесстолкновительной плазмы с магнитосферой образуется головная ударная волна. Структура обтекания сходна с картиной обтекания затупленного тела гиперзвуковым потоком газа при континуумном режиме.

Вне ударной волны плазма солнечного ветра бесстолкновительна, длина свободного пробега для «ион-ионных» соударений на орбите Земли близка к 1 а. е. ($I_{ii} \approx 10^8$ км), и с удалением от

[©] В. А. ШУВАЛОВ, К. А. БАНДЕЛЬ, А. И. ПРИЙМАК,

Г. С. КОЧУБЕЙ, 2009



Рис. 1. Изменение скоростного напора солнечного ветра $P_{g_{\infty}}$ (кривая *I*) и параметра $P_{B_p}/P_{g_{\infty}}$ на экваторе планет (кривая *2*) с расстоянием до Солнца; кривая *3* — зависимость $P_{B_{\alpha}}/P_{g_{\infty}} = \left[P_m(1+3\sin^2\alpha)^{0.5}/R_p^3\right]^2/(2\mu P_{g_{\infty}})$

Солнца увеличивается. Число Кнудсена, определяемое как отношение l_{ii} к характерному размеру тела (Kn_i = l_{ii} / R_p), практически для всех планет Солнечной системы превышает 100.

на ее поверхности имеются локальные области намагниченности. Магнитное поле с моментом $P_{m} \le 4 \cdot 10^{8} \text{ Tл} \cdot \text{м}^{3}$ создается наложением магнитного поля солнечного ветра на поле, возникающее за счет намагничивающего тока [17, 21]. Взаимодействие в системе «солнечный ветер — Луна» не приводит ни к образованию магнитосферы, ни к образованию ударной волны. Луна холодная диэлектрическая сфера — взаимодействует с гиперзвуковым потоком замагниченной плазмы солнечного ветра в бесстолкновительном режиме. Картину обтекания Луны характеризует структура следа за телом [21]. Параметры солнечного ветра на орбите Луны идентичны параметрам бесстолкновительной замагниченной плазмы на орбите Земли, а радиус Луны (R_p = = 1740 км) в 3.5 раза меньше радиуса Земли ($\dot{R_{F}} =$ = 6380 км). Формирование магнитосферы и ударной волны при обтекании намагниченных планет потоком плазмы солнечного ветра происходит, если $P_{B_p} \ge P_{g_{\infty}}(P_{B_p} = B_p^2/2\mu$ — магнитное давление собственного магнитного поля планеты, B_p — индукция магнитного поля планеты, $\mu -$ магнитная проницаемость среды, $P_{\sigma} =$ $= \rho_{\infty} U_{\infty}/2$ — скоростной напор, динамическое давление набегающего потока плазмы, ρ_{m} , U_{m} плотность и скорость потока плазмы).

Луна не имеет собственного магнитного поля,

С возникновением магнитосферы, ударной волны и магнитного барьера у поверхности тела изменяется динамическое взаимодействие тела с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы.

Цель данной работы — оценить влияние собственного магнитного поля на характеристики

	Параметры магнитосфер планет										
планета	<i>R_p</i> , км	x/x_E	r_{mp}/R_p	P_m , Тл · м ³	θ, град						
Меркурий	2440	0.39	1.8	4.8 · 10 ¹²	12						
Земля	6380	1.00	10.7	8.1 · 10 ¹⁵	11.5						
Mapc	3400	1.52	1.55	$2.4 \cdot 10^{12}$	20						
Юпитер	71490	5.24	42	$1.46 \cdot 10^{20}$	9.6						
Сатурн	60000	9.58	19.4	$4.3 \cdot 10^{18}$	0						
Уран	25560	19.18	25	$4.3 \cdot 10^{17}$	59						
Нептун	24760	30.02	26	$2.2 \cdot 10^{17}$	47						
Луна	1740	1.00	0.14	$4.0 \cdot 10^{8}$	—						

Параметры магнитосфер планет

динамического взаимодействия планет Солнечной системы (силу сопротивления и подъемную силу) с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы солнечного ветра.

ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ

Солнечный ветер — среда с высокой проводимостью. Для взаимодействия планет и Луны с гиперзвуковым потоком неравновесной разреженной плазмы солнечного ветра характерны следующие значения параметров подобия:

• магнитное число Рейнольдса $\operatorname{Re}_{m} = \mu \sigma_{\infty} \times$ $\times U_{\infty}R_{p} >> 1$ (σ_{∞} — проводимость плазмы солнечного ветра,

параметр Холла ω_{eB}τ_{em}>> 1,

• отношение характерного размера тела R_p к тепловым ларморовским радиусам ионов и электронов $R_{p}/r_{ie} >> 1$,

• отношение характерного размера тела к дебаевскому радиусу в невозмущенной плазме $R_{p}/\lambda_{d} >> 1$,

• число Маха $M_{\infty} = U_{\infty} / \sqrt{\gamma k T_i / m_i} >>1$ (у отношение удельных теплоемкостей, *k* — постоянная Больцмана, *m_i* — масса иона),

• число Маха – Альвена $M_A = U_{\mu}(\mu\rho_{\mu})^{0.5}/B_{\mu} >> 1,$ • число Кнудсена $Kn_i = l_{ii}/R_p >> 1,$

• степень неизотермичности плазмы $T_{a}/T_{i} \ge$ $\geq 2.0.$

Характеристической длиной структуры поля течения при взаимодействии намагниченных планет с потоком плазмы солнечного ветра является расстояние r_{mp} от центра тела до подсолнечной точки магнитопаузы (критической точ-ки затупленного тела): $r_{mp} = (P_m^2 / \mu K P_{g_{\infty}})^{1/6}$, где P_m – магнитный момент «намагниченного» тела, К — коэффициент пропорциональности. При гиперзвуковом обтекании затупленного тела в континуумном режиме $0.8 \le K \le 1.0$ [12, 19].

Для магнитного диполя, расположенного в центре тела, $r_{mp} = R_p (2P_{Bp} / KP_{g_m})^{1/6}$.

В таблице приведены характерные параметры магнитосфер планет.

Приведенные в таблице значения r_{mp} хорошо (с погрешностью не более 5 %) согласуются со значениями r_{тл}, вычисленными для отношения магнитного давления на экваторе P_{B_2} к скоростному напору солнечного ветра $P_{B_9}/P_{g_{12}}$, и со зна-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

чениями $P_{B_{\rho}}/P_{g_{\infty}} = 0.5K(r_{mp}/R_p)^6$, вычисленными при $K = 0.8~(P_{g_{\infty}} -$ кривая 1; $P_{B_{\vartheta}}/P_{g_{\infty}} -$ кривая 2 рис. 1). Кривой З на рис. 1 соответствуют значения

$$P_{B_{\alpha}}/P_{g_{\infty}} = \left[P_m (1 + 3\sin^2 \alpha)^{0.5} / R_p^3 \right]^2 / (2\mu P_{g_{\infty}}) ,$$

вычисленные с учетом угла $\alpha = \pi/2 \pm \theta$ между векторами **B**_{*n*} и **U**_{*n*}, (θ – угол наклона оси магнитного диполя к оси вращения планеты). Для *P*_{g_m} в качестве исходных использованы параметры солнечного ветра на орбите Земли: N_i = $= 5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}, U_{m} = 400 \text{ m/c}.$

Для Луны при $P_m \le 4 \cdot 10^8$ Тл·м³ [17] и $P_{g_m} =$ = 6.7.10-10 Н/м² условия формирования магнитосферы $r_{mp}/R_p > 1$ и магнитопаузы $P_{B_p} \approx P_{g_{\infty}}$ не выполняются: $P_{B_p}/P_{g_{\infty}} \approx 3.4 \cdot 10^{-6}$. Луну солнечный ветер — гиперзвуковой поток неравновесной замагниченной плазмы низкой плотности — обтекает в бесстолкновительном режиме. Условия обтекания сфер Луна и Земля плазмой солнечного ветра отличаются практически только значением параметра $P_{B_{p}}/P_{g_{\infty}}$. Анализ параметров подобия, характеризующих взаимодействие «намагниченных» сфер — планет и Луны с потоком плазмы солнечного ветра, свидетельствует об определяющей роли параметра P_{B_n}/P_{g_n} в формировании магнитосфер планет и режима их обтекания.

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ «НАМАГНИЧЕННЫХ» ТЕЛ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Физическое (экспериментальное, стендовое), молелирование взаимолействия «намагниченных» тел с потоком неравновесной плазмы низкой плотности проводилось на плазмодинамическом стенде Института технической механики Национальной академии наук Украины. Стенд относится к классу плазмогазодинамических труб. Безмасляная откачивающая система установки производительностью около 100 м³/с, наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом (LN₂), позволяют создавать в рабочей камере стенда (цилиндр диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м) статическое разрежение около 10-5 Па. Источником плазмы служит газоразрядный ускоритель с осцилляцией электронов во внешнем магнитном поле с саморазгоном плаз-



мы. В качестве моделей использовались две сферы диаметром 10.5 см каждая: проводящая из алюминиевой фольги и диэлектрическая (картон, обтянутый пленкой тефлона). Модель была установлена в сечении плазменной струи размером 40 см с ядром (однородным распределением плотности ионного тока и индукции внешнего магнитного поля) размером до 27 см. Рабочим газом служил водород. Поток разреженной плазмы истекал в вакуумную камеру при рабочем давлении $P \approx 4$ мПа. В рабочем сечении струи реализованы следующие значения кинетических параметров плазмы:

— концентрация заряженных частиц (ионов и электронов) $N_{i,e} \approx 10^{16} \, {\rm M}^{-3}$,

— средняя скорость направленного движения потока ионов $U_{1} \approx 61$ км/с,

— степень диссоциации ионного компонента плазмы $\xi_{d_i} \approx 0.6$,



Рис. 2. Структура поля течения при обтекании тел потоком разреженной плазмы: a — обтекание модели при $B_M = 0, \delta - B_M \neq 0$ и $U_{\infty} \perp B_M$, e — обтекание магнитосферы Земли потоком плазмы солнечного ветра

- средняя масса ионов $m_i = 1.4$,

– индукция внешнего магнитного поля $B_{\infty} = 0.4 \text{ MTл},$

− степень ионизации плазмы $\varepsilon_i \approx 0.086$,

— средняя скорость направленного движения нейтральных частиц $U_{n_{\infty}} = 700$ м/с,

- температура электронов $T_a \approx 30000$ K,
- температура ионов $T_i \approx 6000$ K,
- температура нейтральных частиц $T_n \approx 2500 \text{ K}$,
- концентрация нейтралов $N_n \approx 1.1 \cdot 10^{17}$ м⁻³.

Для используемых моделей с характерным радиусом $R_M \approx 5.25$ см реализованы следующие значения параметров подобия, характеризующих обтекание тел потоком разреженной плазмы [14, 16, 20]:

— отношение ларморовского радиуса электронов r_e к радиусу модели $r_e/R_M \approx 0.26 < 1$,

— отношение ларморовского радиуса ионов r_i к радиусу сферы $r_i/R_M \approx 5.8 > 1$, — отношение характерного размера тела R_M к дебаевскому радиусу в невозмущенном потоке плазмы $R_M/\lambda_d \approx 438 >> 1$,

– число Маха $M_{\infty} = U_{\infty}/a_i \approx 7.9$ ($a_i = \sqrt{\gamma k T_i/m_i}$ – скорость звука ионов потока плазмы),

– число Маха – Альвена $M_A = (P_{g_{\infty}}/P_{B_{\infty}})^{0.5} \approx 0.83,$

— число Кнудсена для нейтрального компонента плазмы $\operatorname{Kn}_n = l_{nn}/R_M \approx 340 >> 1 \ (l_{nn} - \text{сред$ няя длина свободного пробега для нейтралнейтральных столкновений),

- число Кнудсена для ионов потока плазмы $Kn_i = l_{ii}/R_M = 11.5 >> 1,$

– параметр Холла $\omega_{eB} \tau_{em} \approx 830 >> 1$ ($\tau_{em} = \tau_{ei} + \tau_{en}$ — время соударений электронов с ионами τ_{ei} и нейтралами τ_{en}),

- магнитное число $\operatorname{Re}_{m} = \mu \sigma_{m} U_{m} \cdot R_{M} \approx 18 >> 1.$

Собственное магнитное поле моделей создавалось соленоидом, размещенным во внутренней полости сферы. Соленоид длиной и диаметром, равными 7 см, создавал максимальный магнитный момент $P_M \approx 2.3$ мкТл·м³. Ему соответствует максимальное значение параметра $r_{mp} = [P_m^2/(\mu K P_{g_{\infty}})]^{1/6} \approx 22.3$ см и максимальное значение отношения $P_{B_M}^{\max}/P_{g_{\infty}} \approx 1.4 \cdot 10^4$ на экваторе сферы. Здесь $P_{g_{\infty}} \approx 43$ мH/м², $P_{B_M} = B_M^2/2u$, B_M — индукция магнитного поля на поверхности сферы.

На рис. 2 показаны картины обтекания сферических моделей гиперзвуковым потоком бесстолкновительной плазмы на стенде в отсутствии собственного магнитного поля (рис. 2, *a*) и «намагниченной» сферы при наличии собственного магнитного поля с магнитным моментом $P_m \approx 1$ мкТл·м³ (рис. 2, *б*). Расчетные значения параметра $r_{mp} = [P_m^2/(\mu K P_{g_{mo}})]^{1/6} \approx 16.9$ см при K = 0.8 удовлетворительно согласуются с измеренной величиной $r_{mp} \approx 17.0$ см; на рис. 2, *в* показана структура обтекания магнитосферы Земли потоком плазмы солнечного ветра.

Для формирования магнитосфер у «намагниченных» планет, их континуумного обтекания и формирования головной ударной волны в потоке плазмы солнечного ветра необходимо наличие двух условий:

 – гиперзвукового потока сильно замагниченной бесстолкновительной плазмы;



Рис. 3. Классификация режимов обтекания «намагниченных» сфер по параметрам $\frac{r_{mp}}{R_p}$ и $\frac{r_i}{r_{mp}}M_A^2$: 1 — Меркурий, 2 — Земля, 3 — Марс, 4 — Юпитер, 5 — Сатурн, 6 — Уран, 7 — Нептун, 8 — Луна, 9 — «намагниченная» сферическая модель на стенде (данная работа)

— сильного собственного магнитного поля планеты, когда $P_{B_p}/P_{g_{\infty}} >> 1.$

На стенде синтезирован гиперзвуковой поток слабо замагниченной (по ионам) бесстолкновительной плазмы: первое условие на стенде в потоке плазмы выполнено частично. Второе выполняется с высокой точностью: $P_{B_M}/P_{g_{\infty}} >> 1$. На рис. 2, б наблюдается структура возмущенной зоны в окрестности сферической модели, соответствующая структуре магнитосферы Земли (рис. 2, в): отжатие набегающего потока плазмы магнитным полем модели, образование каверн во фронтальной области и в области ближнего следа, полярных каспов и формирование магнитопаузы в нижней части рис. 2, б.

На рис. 3 приведены значения отношения характеристической длины магнитосферы r_{mp} к радиусу тела R_p в зависимости от параметра $(r_i/r_{mp})M_A^2$, который включает параметры подобия, характеризующие режим обтекания «намагниченного» тела потоком замагниченной плазмы низкой плоскости: r_i/R_p , r_i/r_{mp} , $P_{B_p}/P_{g_{\infty}}$ и $P_{g_{\infty}}/P_{B_{\infty}}$ Точка *1* на рис. 3 — Меркурий, 2 — Земля, 3 — Марс, 4 — Юпитер, 5 — Сатурн, 6 —



Рис. 4. Принципиальная схема весов для измерения силы давления потока разреженной плазмы на «намагниченное» тело: 1 — модель (исследуемое тело), 2 — опора, 3 — соленоид, 4 — поворотное устройство, 5 — магнитоэлектрический механизм весов, 6 — электропроводная державка, 7–10 — защитные экраны

Уран, 7 — Нептун, 8 — Луна, 9 — «намагниченная» сфера данной работы.

Для Луны характерен режим свободномолекулярного (бесстолкновительного) обтекания гиперзвуковым потоком сильно замагниченной плазмы Солнечного ветра $((r_i/r_{mp})M_A^2 \approx 20 >> 1)$. Обтекание «намагниченных» планет солнечной системы характеризует континуумный режим с формированием магнитосферы и головной ударной волны $((r_i/r_{mp})M_A^2 << 1)$. Обтекание «намагниченной» сферы на стенде в данной работе характеризует параметр $(r_i/r_{mp})M_A^2 \approx 1.0$, что, повидимому, соответствует промежуточному (переходному) режиму.

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для диагностики, измерения и контроля параметров высокоскоростного потока неравновесной разреженной плазмы использовались измерительные средства плазмодинамического стенда: электрические зонды, многоэлектродный зонд-анализатор, зонд давления, масс-спектрометр МХ-7303 и СВЧ-интерферометры, работавшие на частотах 5.45 и 9.8 ГГц, а также процедуры анализа, обработки и интерпретации выходных сигналов датчиков из [24—26]. При исследовании магнитогидродинамического (силового) взаимодействия сфер с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы атомарно-молекулярного водорода использовались микровесы компенсационного типа с магнитоэлектрической системой управления.

Принципиальная схема весов, предназначенных для измерения силы давления потока разреженной плазмы на заряженное «намагниченное» тело, представлена на рис. 4. Исследуемое тело 1 с расположенным во внутренней полости, модели закрепленном на стационарной опоре 2 соленоидом 3 является чувствительным элементом магнитоэлектрической системы. Стационарная опора 2 установлена на поворотном устройстве 4, снабженном потенциометрическим датчиком пространственного положения соленоида. Поворотное устройство позволяет изменять угловое положение соленоида относительно вектора скорости набегающего потока плазмы — угол между векторами \mathbf{B}_{M} и U. Погрешность угловой ориентации соленоида в потоке не превышает 20'. Токоподводом соленоид соединен с источником постоянного тока. Микровесы изготовлены на базе стандартного магнитоэлектрического механизма миллиамперметра постоянного тока. Компенсационный ток, протекающий через рамку прибора, прямо пропорционален приложенному механическому моменту — силе воздействия потока плазмы на модель. Магнитоэлектрический механизм 5 помещен в корпус, выполненный из магнитомягкого материала. Модель (полая сфера) закреплена на одном конце электропроводной державки 6. Второе плечо соединено с магнитоэлектрическим механизмом весов. Державка модели, опора соленоида, магнитоэлектрический механизм весов и поворотное устройство защищены от воздействия потока плазмы диэлектрическими экранами 7-10. Державкой модели и опорой соленоида служит тонкостенная алюминиевая трубка, канал который используется для подачи потенциала на проводящие поверхности модели. На плече длиной 0.5 м диапазон измеренных сил составляет 10-8-3 · 10⁻³ Н. Измерения проводятся в автоматическом режиме.

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ СФЕРЫ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Динамическое взаимодействие тел с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы характеризуют параметры подобия [1, 6]: $R_p/r_{i,e}$, R_p/λ_d , T_i/T_e , $\Phi_W = e\phi_W/kT_e$ и $\eta = 2e\phi_W/m_i U_{\infty}^2$, где $\phi_W = \phi_p - \phi_0$ — потенциал поверхности тела ϕ_p относительно потенциала плазмы ϕ_0 .

Торможение большого ($R_p/\lambda_d >> 10$) тела в бесстолкновительном потоке обусловлено в основном бомбардировкой ионами плазмы фронтальной поверхности сферы. На рис. 5 приведены результаты, иллюстрирующие влияние нормированного потенциала ($\eta = 2e\phi_w/(m_i U_w^2)$) поверхности и параметра R_p/λ_d на коэффициент лобового сопротивления $C_{\Sigma x} = C_{0x} + C_{\Phi x}$ проводящей сферы в потоке разреженной плазмы. Здесь C_{0x} — коэффициент лобового сопротивления незаряженной сферы, $C_{\Phi x}$ — кулоновская составляющая коэффициента лобового сопротивления; точки 1-3 — экспериментальные данные работы [18] при $R_p/\lambda_d = 10$, кривая 4 — расчетная зависимость из [15] для $R_p/\lambda_d = 10, 5 - чис$ ленные данные [5] для большой зеркально отражающей сферы, 6 — измерения [23] при $R_p/\lambda_d =$ = 102, 8 -измерения данной работы при $\dot{R_p} / \lambda_d =$ = 440, кривые 9, 10 — соответствуют аппроксимации

$$\frac{C_{\Sigma x}}{C_{0x}} = 1 + \left[1 - \exp\left(-\frac{\Phi_W^{0.5}}{0.263(R_p/\lambda_d)}\right)\right] \eta^{2/3} .$$
 (1)

Приведенные на рис. 5 данные и результаты численных оценок [4], выполненных для $R_p/\lambda_D = 66.7$ и $r_i/R_p < 1$ (точка 7 на рис. 5) с учетом движения проводящей заряженной сферы в направлении, перпендикулярном к внешнему магнитному полю, свидетельствуют о том, что суммарный вклад составляющих, обусловленных кулоновским и индуктивным сопротивлением, не превосходит 3.5 %. Для углов между вектором скорости сферы и вектором внешнего магнитного поля **B**_{...}, отличных от $\pi/2$, и $R_p/\lambda_d >$ >100 доля кулоновского и индуктивного сопротивления уменьшается. Для большой диэлектрической сферы при $R_p/\lambda_d >$ 100 эти составляю-



Рис. 5. Коэффициент лобового сопротивления заряженной сферы в потоке бесстолкновительной плазмы: 1-3 — экспериментальные данные [18] при $R_p/\lambda_d = 10$, 4 — расчетная зависимость [15] для $R_p/\lambda_d = 10$, 5 — численные данные [5] для большой зеркально отражающей сферы, 6 — измерения [23] при $R_p/\lambda_d = 102$, 7 — расчетное значение из [4] для $R_p/\lambda_d = 66.7$ и $r_i/R_p < 1$, 8 — из-мерения данной работы при $R_p/\lambda_d = 440$, 9, 10 — аппроксимация (1)

щие отсутствуют: $C_{\Sigma x}/C_{0x} \rightarrow 1$ ($C_{0x} = F_x/A_p P_{g_{\infty}}, F_x -$ сила сопротивления, $A_p = \pi R_p^2$ — мидель сферы). Большая $R_p/\lambda_d = 1.57 \cdot 10^5$ холодная диэлект-

Большая $R_p/\lambda_d = 1.57 \cdot 10^5$ холодная диэлектрическая сфера Луна взаимодействует с гиперзвуковым потоком плазмы солнечного ветра в свободномолекулярном режиме: $C_{\Sigma x}/C_{0x} \approx 1$; $C_{0x} \approx 2$ [10].Следовательно, сила лобового сопротивления Луны в потоке плазмы солнечного ветра $F_x = C_{0x}A_p P_{g_{xx}} \approx 12.7$ кH.

Собственное магнитное поле изменяет структуру и режим обтекания тела. Сила Лоренца, возникающая в результате воздействия магнитного поля на поток плазмы, тормозит поток, создает магнитный барьер, изменяет динамическое (силовое и тепловое) взаимодействие с набегающим потоком.

На рис. 6 представлены зависимости коэффициентов лобового сопротивления C_{Bx}/C_{0x} и подъемной силы C_{By} «намагниченной» диэлект-



Рис. 6. Составляющие коэффициентов лобового сопротивления C_{Bx}/C_{0x} и подъемной силы C_{By} , обусловленные влиянием собственного магнитного поля и ориентацией вектора **В**_M относительно вектора скорости набегающего потока разреженной плазмы **U**_w: 1 — аппроксимация (2), 3 — аппроксимация (4), 2, 4 — измерения данной работы при $P_{B_M}/P_{e_w} = 6000$



Рис. 7. Положение магнитопаузы Земли в плоскости эклиптики $(r_x/R_E, r_y/R_E)$ [17, 19]: точки — измерения космическими аппаратами IMP, 1 — ударная волна, 2 магнитопауза (затупленный конус с диаметром основания 50 R_E при длине хвоста магнитосферы $60R_E$), 3 магнитопауза (затупленный конус с диаметром основания $40R_E$ при длине хвоста магнитосферы $60R_E$), 4 теоретическая конфигурация магнитопаузы на экваторе

рической сферы с размещенным во внутренней полости соленоидом, от угла между вектором скорости набегающего потока плазмы U_{∞} и вектором индукции собственного магнитного поля модели B_{M} . При этом $C_{\Sigma x} = C_{0x} + C_{Bx}$; $C_{\Sigma x} - «сум-марный» коэффициент лобового сопротивления «намагниченного» тела в потоке плазмы, а составляющие, обусловленные наличием собственного магнитного поля сферы, характеризуют аппроксимации$

$$C_{Bx}/C_{0x} = \xi^{0.67} \left[\left| \cos \alpha \right| + 0.134 \sin \alpha (\sin \alpha - \left| \cos \alpha \right| \right] (2)$$

И

$$C_{By} = \xi^{0.35} [\sin \alpha - |\cos \alpha| (1 - |\cos \alpha|)] .$$
 (3)

Здесь $\xi = (0.12 + 0.0625 \operatorname{erf} G) [P_{B_M} / P_{g_{\infty}}]^{0.413 - 0.065G};$ erf $x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ — интеграл вероятности, G =

$$=\left(\lg \frac{P_{B_{M}}}{P_{g_{\omega}}}-3\right)/2$$
, α — угол между вектором \mathbf{U}_{ω} и

В_{*M*}. Точки *1*, *3* на рис. 6 — расчетные значения C_{Bx}/C_{0x} и C_{By} в соответствии с аппроксимациями (2), (3). Кривые *2*, *4* — результаты измерения силы давления потока плазмы на «намагниченную» диэлектрическую сферу диаметром $2R_M = 10.5$ см данной работы при $\xi = 4$; $P_{By}/P_{gx} \approx 6000$.

Приведенные на рис. 6 зависимости $C_{Bx}(\alpha)/C_{0x}$ и $C_{By}(\alpha)$ свидетельствуют о возникновении ненулевой подъемной силы и аэродинамического качества [7] у «намагниченной» диэлектрической сферы при изменении ориентации вектора индукции собственного магнитного поля сферы \mathbf{B}_{M} относительно вектора скорости набегающего потока плазмы \mathbf{U}_{∞} .

ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ «НАМАГНИЧЕННЫХ» ПЛАНЕТ С ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ «СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА»

Магнитосфера «намагниченной» диэлектрической сферы Земля в плоскости эклиптики приближенно затупленный конус с касательным эллиптическим носком (меньшая полуось ~ $11R_E$, большая полуось — $15R_E$, поперечник — (40— $50)R_E$ [17, 19]. Можно предположить, что эллиптический носок влияет на поток аналогично сферической поверхности эквивалентного ра-



Рис. 8. Сила лобового сопротивления $F_{\Sigma x} = F_{0x} + F_{Bx}(a)$ и составляющие силы лобового сопротивления $F_{Bx}(b)$ и подъемной силы $F_{By}(b)$ «намагниченных» планет: I — момент магнитного диполя P_m , 2 — расчет для $P_{B_{\alpha}}/P_{g_{\infty}} = \left[P_m (1+3\sin^2 \alpha)^{0.5} / R_p^3 \right]^2$

$$=\frac{\left[\frac{P_m(1+5\sin^2\alpha)}{2\mu P_{g_{\infty}}}, 3-\text{расчет для } P_{B_p}\right]}{2\mu P_{g_{\infty}}} = (r_{mp}/R_p)^6 \frac{K}{2}$$

диуса [11], и рассматривать магнитосферу Земли как затупленный конус с секущей сферой радиуса $r_{c\phi} \approx 13R_E$, диаметром основания $(40-50)R_E$ при длине хвоста магнитосферы около $60R_E$ (рис. 7). Вклад сферической поверхности в сопротивление затупленного конуса при гиперзвуковом (на орбите Земли $M_{\infty} \approx 8.2$) обтекании в приближении Ньютона составляет 96 % для диаметра основания $40R_E$ и 83 % для диаметра $50R_E$ [13]. Оценки для магнитосфер других планет практически аналогичны.

Обтекание магнитосфер «намагниченных» планет Солнечной системы характеризует континуумный режим. Согласно оценкам рис. 3 измерения данной работы можно отнести к переходному (промежуточному) режиму обтекания. С учетом вывода о преобладающем вкладе в сопротивление затупленного конуса — магнитосферы — его сферического носка переход от измерений сопротивления «намагниченной» диэлектрической сферы на стенде к сопротивлению диэлектрических сфер «намагниченных» планет может быть осуществлен при выполнении двух условий: И

$$\frac{C_{By}}{C_{Bx}}\Big|_{\rm tr} = \left(\frac{C_{By}}{C_{Bx}}\right)_{\rm cont}.$$
 (5)

Индекс «tr» соответствует переходному режиму обтекания, индекс «cont» — континуумному режиму;

 $\left(\frac{C_{Bx}}{C_{0x}}\right)_{tr} = \left(\frac{C_{Bx}}{C_{0x}}\right)_{cont}$

$$C_{0x}^{\text{cont}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma} \right) \left[\frac{(\gamma + 1)^2}{4\gamma} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}}$$

— коэффициент сопротивления сферы при континуумном обтекании гиперзвуковым потоком [10] (для солнечного ветра $\gamma \approx 5/3$ и $C_{0x}^{\text{cont}} \approx 0.881$). Для охлажденной сферы в гиперзвуковом потоке разреженного газа при $Kn \approx 1$ согласно данным [9, 27, 8, 22] $C_{0x}^{\text{tr}} \approx 1.616$.

Аппроксимации (2), (3), характеризующие составляющие коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы «намагниченной» диэлектрической сферы, и соотношения (4), (5) позволяют оценить значения коэффициентов

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

(4)



Рис. 9. Сила взаимодействия «намагниченных» планет с потоком плазмы солнечного ветра: $1 - F_{\Sigma x}$, $2 - F_{Bx}$, $3 - F_{By}$

 C_{Bx} и C_{By} , соответствующие континуумному обтеканию «намагниченных» сфер, и составляющие силы сопротивления и подъемной силы, обусловленные влиянием собственного магнитного поля планеты: $F_{Bz}C_{Bz}A_{p}P_{gx}$ (здесь $\xi = x; y$).

На рис. 8, *а* приведены значения силы лобового сопротивления $F_{\Sigma x} = F_{0x} + F_{Bx}$ «намагниченных» планет в потоке плазмы солнечного ветра. На рис. 8, *б*, *в* представлены значения F_{Bx} и F_{By} соответственно, а также значения момента P_m магнитного диполя планеты. Кривая 1 — зависимость P_m от параметра x/x_E (расстояние от Солнца); кривая 2 определена для значений параметра $P_{B\alpha}/P_{g_{\infty}} = [P_m(1+3\sin^2\alpha)^{0.5}/R_p^3]^2/(2\mu P_{g_{\infty}});$ кривая 3 характеризует зависимости $F_{\Sigma x}$, F_{Bx} и F_{By} от x/x_E для значений $P_{B_p}/P_{g_{\infty}}$, вычисленных по величине параметра r_{mp} в приближении магнитного диполя, расположенного в центре сферы:

 $P_{B_p} / P_{g_{\infty}} \approx \frac{K}{2} (r_{mp} / R_p)^6$. Приведенные на рис. 8 зависимости сил $F_{\Sigma x}$, F_{Bx} , F_{By} и магнитных моментов диполей планет P_m от расстояния до Солнца x/x_E подобны. Некоторое отклонение наблюдается для Урана и Нептуна, для которых характерен значительный наклон оси магнитного диполя к оси вращения планеты ($\theta > 45^\circ$).

Соотношение величин $F_{\Sigma x}$, F_{Bx} и F_{By} иллюстрирует рис. 9. Для всех «намагниченных» планет $F_{\Sigma x} > F_{Bx}$, F_{By} .

У Меркурия и Марса — сфер со сравнительно слабым магнитным полем ($P_{B_p}/P_{g_{\infty}} < 100$) при углах наклона оси магнитного диполя к оси вращения планеты $\theta \approx 12...20^{\circ}$ составляющая подъемной силы F_{By} превышает составляющую силы лобового сопротивления: $F_{By} > F_{Bx}$. Для планет с сильным магнитным полем (Земля, Юпитер, $\theta \approx \approx 10...12^{\circ}$) при $P_{B_p}/P_{g_{\infty}} < 10^5$ имеем $F_{By} < F_{Bx}$. С увеличением угла θ и параметра $P_{B_p}/P_{g_{\infty}}$ (Уран, Нептун) $F_{By} << F_{Bx}$. Для Сатурна при $P_{B_p}/P_g > 10^5$ и $\theta \sim 0^{\circ}$ динамическое взаимодействие характеризует равенство составляющих сил: $F_{By} \approx F_{Bx}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Посредством физического (стендового) моделирования выявлен эффект возникновения подъемной силы и аэродинамического качества у «намагниченной» диэлектрической сферы в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы при ненулевом угле между вектором индукции собственного магнитного поля и вектором скорости потока плазмы. Установлено, что эти условия выполняются практически для всех «намагниченных» планет солнечной системы в потоке разреженной плазмы солнечного ветра. Для магнитосфер «намагниченных» планет солнечной системы характерен континуумный режим обтекания, для Луны — бесстолкновительный (свободномолекулярный).

С применением эмпирических аппроксимаций и соотношений определены значения силы лобового сопротивления и подъемной силы «намагниченных» сфер — планет. Установлено, что зависимости подъемной силы и силы лобового сопротивления, обусловленных влиянием собственного магнитного поля, и моментов магнитных диполей планет от расстояния до Солнца подобны.

Показано, что на величину подъемной силы и силы лобового сопротивления, аэродинамическое качество «намагниченных» сфер [7] определяющее влияние оказывают два параметра: $P_{B_p}/P_{g_{\infty}}$ и угол θ наклона оси магнитного диполя к оси вращения планеты.

- 1. *Альперт Я. Л.* Волны и искусственные тела в приземной плазме. М.: Наука, 1974. 214 с.
- 2. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977. 431 с.
- 3. Беленькая Е. С. Магнитосферы планет, обладающих собственным магнитным полем // Успехи физ. наук. — 2009. — **179**, № 8. — С. 809—835.
- Вуд Г. П. Электрическое и электромагнитное торможение спутника в верхней атмосфере Земли // Газовая динамика космических аппаратов. — М.: Мир, 1965. — С. 258—277.
- Гуревич А. В., Москаленко А. М. О торможении тел, движущихся в разреженной плазме // Исследования космического пространства. — М. : Наука, 1965. — С. 241—254.
- *Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В.* Ионосферная аэродинамика // Успехи физ. наук. — 1969. — **99**, № 1. — С. 3—49.
- Карафоли Е. Аэродинамика больших скоростей. М.: Изд-во АН СССР, 1960. — 740 с.
- 8. Кассой М., Стюарт Д. А., Хорстмен С. С. Сопротивление сферы в гиперзвуковом потоке, близком к свободномолекулярному // Ракетная техника и космонавтика. — 1970. — 8, № 11. — С. 231—232.
- 9. *Кинслоу М., Поттер Дж. Л.* Сопротивление сфер в разреженном гиперзвуковом потоке // Ракетная техника и космонавтика. 1963. 1, № 11. С. 3— 11.
- Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю А. Прикладная динамика разреженного газа. — М.: Машиностроение, 1977. — 184 с.
- 11. *Краснов Н.Ф.* Аэродинамика. М.: Высш. шк., 1971. 632 с.
- 12. Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. М.: Мир, 1987. 312 с.
- 13. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течение газа около затупленных тел. — М.: Наука, 1970. — Ч. II. — 380 с.
- Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М. Мир, 1967. — 832 с.
- Маслеников М. В., Сигов В. С., Чуркина Г. П. Численные эксперименты по обтеканию тел различной формы разреженной плазмой // Космические исследования. — 1968. — 6, № 2. — С. 220—227.
- Митинер М., Кругер И. Частично ионизованные газы. М.: Мир, 1976. 496 с.
- Модель космического пространства (Модель космоca-82) / Под. ред. И. С. Вернова. — М.: МГУ, 1983. — Т. 2. — 7780 с.
- Нечтел Е., Питтс У. Экспериментальное исследование сопротивления движению спутников, обусловленного электрическими силами // Ракетная техника и космонавтика. 1964. 2, № 6. С. 222—225.

- Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980. — 299 с.
- 20. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М. : Наука, 1987. 592 с.
- 21. *Уонг С. П.* Взаимодействие солнечного ветра с Луной и некоторыми другими небесными телами // Ракетная техника и космонавтика. 1970. **8**, № 6. С. 191—197.
- Хаджимихалис К., Брандин К. Влияние температуры стенки на сопротивление сферы в гиперзвуковом потоке разреженного газа // Динамика разреженных газов / Под ред. В. П. Шидловского. — М.: Мир, 1976. — С. 274—282.
- 23. *Шувалов В. А.* Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. Киев: Наук. думка, 1995. 180 с.
- 24. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И. и др. Контактная диагностика высокоскоростных потоков разреженной плазмы // Теплофизика высоких температур. — 2005. — 43, № 3. — С. 343—351.
- 25. Шувалов В. А., Письменный Н. И., Приймак А. И. и др. Зондовая диагностика высокоскоростных потоков разреженной частично диссоциированной плазмы // Приборы и техника эксперимента. — 2007. — № 3. — С. 92—100.
- 26. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Быстрицкий М. Г. Диагностика потоков импульсной плазмы зондовым, СВЧ- и фотометрическим методами // Теплофизика высоких температур. — 2000. — **38**, № 6. — С. 877— 881.
- Matting F. W. Approximate bridging relations in the transitional regime between continuum and free-molecule flow // J. Spacecraft and Rockets. - 1971. - 8, N 1. -P. 35-40.
- Paranicas C. P., Decker R. B., Williams D. J., et al. Recent research highlights from planetary magnetospheres and heliosphere // Johns Hopkins Apl. Technical Digest. – 2005. – 26, N 2. – P. 156–163.

Надійшла до редакції 22.10.09

V. A. Shuvalov, K. A. Bandel, A. I. Priymak, G. S. Kochubey MAGNETOHYDRODYNAMIC DECELERATION OF «MAGNETIZED» PLANETS IN SOLAR WIND PLASMA

The lift and drag forces of magnetized planets in the low-density plasma of solar wind are determined using the method of physical modelling. It is shown that the lift and drag forces change similarly relative to moments of magnetic dipoles of planets with the distance to the Sun. Two parameters have a defined effect on the values of the lift and the drag forces : the relation of magnetic pressure of the planet field to the velocity head of solar wind and the angle of a magnetic dipole axial slope towards the planet rotation axis. УДК 550.385.37: 550.388

Л. Ф. Черногор, М. А. Шамота

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ВБЛИЗИ г. ХАРЬКОВА, СОПУТСТВОВАВШИЕ ПРОХОЖДЕНИЮ СОЛНЕЧНОГО ТЕРМИНАТОРА. 2. РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Проведено статистичний аналіз квазіперіодичних збурень, викликаних рухом сонячного термінатора та оцінено їхні основні параметри. Встановлено, що ранковий сонячний термінатор супроводжували збурення з запізненнями $\Delta t_1 \approx 30-40 \text{ xb}$ і $\Delta t_2 \approx 80-87 \text{ xb}$. Це були цуги тривалістю 45—50 xb і з періодами 9…11 xb. Для вечірнього термінатора запізнення складало $\Delta t \approx 60-80 \text{ xb}$, періоди — біля 9—11 xb і тривалості — 50—60 xb. Проведено аналогічну обробку для контрольних інтервалів часу, яка підтвердила наявність збурень, пов'язаних з проходженням термінатора. Запропоновано теоретичну модель генерації геомагнітних пульсацій під дією сонячного термінатора.

введение

В работе [9] мы привели результаты экспериментальных исследований квазипериодических вариаций геомагнитного поля, сопутствовавших прохождению солнечного терминатора (СТ) в утреннее и вечернее время. При помощи спектрального анализа были оценены основные параметры волновых возмущений (ВВ). Было установлено, что параметры генерируемых терминатором ВВ принципиально мало чем отличались от ВВ другой природы. Поэтому анализ отдельных реализаций не дает полной уверенности, что изучаемые возмущения вызваны движением терминатора. Такой уверенности добавляет статистический анализ большого массива данных.

Целью настоящей работы является изложение результатов статистического анализа параметров ВВ геомагнитного поля, генерируемых прохождением солнечного терминатора в утренние и вечерние часы. Для анализа использовались результаты наблюдений флуктуаций геомагнитного поля в диапазоне периодов 1—1000 с, проведенных в 2002—2008 гг. при помощи высокочувствительного магнитометрического комплекса вблизи г. Харькова.

РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

Статистическому анализу подлежали основные параметры возможной реакции геомагнитного поля (времена запаздываний, продолжительности и периоды) на прохождение солнечного терминатора относительно высоты 200 км для утреннего СТ и на уровне Земли для вечернего СТ.

Гистограммы времен запаздывания реакции геомагнитного поля на утренний и вечерний СТ приведены на рис. 1, а и рис. 2, а соответственно. Видно, что утреннему СТ сопутствовали возмущения с запаздываниями 30-40 и 80-87 мин относительно момента восхода Солнца на высоте 200 км. Для вечернего СТ наблюдались волновые возмущения с запаздываниями 60...80 мин относительно момента захода Солнца на уровне Земли. Для сравнения на рис. 1, б и рис. 2, б приведены аналогичные гистограммы для контрольных интервалов времени. Выделение подобных эффектов проводилось относительно полдня и полночи (по местному времени) соответствующих суток. Обработка выполнена для 2002-2008 гг. Число выборок показано на соответствующих гистограммах.

Анализируя рисунки, можно сделать вывод, что экспериментальный закон распределения величин времен запаздываний появления BB в переходные часы существенно отличается от

[©] Л. Ф. ЧЕРНОГОР, М. А. ШАМОТА, 2009



Рис. 1. Гистограммы времен запаздывания BB (Δt) по отношению к моменту времени прохождения утреннего солнечного терминатора на высоте 200 км (*a*) и для контрольных интервалов времени (δ)

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, по отношению к моменту

времени прохождения вечернего солнечного термина-

тора на уровне Земли

аналогичного закона для контрольных интервалов времени.

Для количественной характеристики этих отличий применялся критерий Пирсона, основанный на статистике [4]

$$\chi^{2} = N_{n} \sum_{i=0}^{m} \frac{(\mu_{i} - p_{i})^{2}}{p_{i}}$$

где μ_i и p_i — частоты попадания значения запаздывания в *i*-й интервал, *m* — количество рас-

	-		-								
Capour	Гипо	геза 1	Гипо	геза 2							
Сезон	Ν	$\chi^2_{_{_{3KC\Pi}}}$	Ν	$\chi^2_{_{_{\mathfrak{SKCII}}}}$							
Ут	ренний сол	інечный те	рминатор								
$(\chi^2_{0.95} = 9.5, \chi^2_{0.99} = 13.3)$											
Декабрь	78	66.1	31	1.4							
Март	160	42.6	61	0.6							
Июнь	100	44.9	57	2.0							
Сентябрь	128	62.2	58	2.7							
Все сезоны	465	230.8	208	3.1							
Be	черний со.	пнечный те	ерминатор								
	$(\chi^2_{0.95} = 1)$	$8.3, \chi^2_{0.99} =$	= 23.9)								
Декабрь	124	83.8	83	16.2							
Март	161	73.6	99	17.9							
Июнь	202	189.3	103	19.9							
Сентябрь	181	117.7	95	20.5							
Все сезоны	668	311.0	380	35.0							

Таблица 1. Значения статистики х² для гипотез 1 и 2

Таблица 2. Статистические характеристики основных параметров возмущений, сопутствовавших солнечному терминатору

Сезон	Запаздь ми	івания, ін	Продолжи- тельности, мин	Периоды, мин							
Утренний солнечный терминатор											
Март Июнь Сентябрь Декабрь Все сезоны	32.0 ± 2.6 32.5 ± 1.7 38.6 ± 3.3 36.9 ± 1.8 34.8 ± 9.5 Вечерний с	83.6 ± 2.1 87.5 ± 1.4 87.1 ± 1.8 87.0 ± 1.8 85.1 ± 3.5	$\begin{array}{c} 45.0 \pm 3.9 \\ 46.0 \pm 2.1 \\ 49.5 \pm 2.4 \\ 52.5 \pm 2.5 \\ 47.7 \pm 8.1 \end{array}$	$\begin{array}{c} 10.3 \pm 0.6 \\ 10.2 \pm 0.2 \\ 10.9 \pm 0.3 \\ 12.2 \pm 0.7 \\ 10.6 \pm 1.0 \end{array}$							
Март Июнь Сентябрь Декабрь	62.5 59.6 63.0 68.4	± 1.6 ± 1.7 ± 1.3 ± 1.4	$58.1 \pm 2.3 \\ 49.0 \pm 2.2 \\ 61.0 \pm 2.6 \\ 54.0 \pm 2.1$	9.0 ± 0.7 10.0 ± 0.2 10.6 ± 0.4 10.2 ± 0.3							
Все сезоны	62.4	± 5.8	53.6 ± 4.6	10.0 ± 0.9							

сматриваемых интервалов, N_{μ} — общее число событий проверяемого закона. Рассматривались две гипотезы: согласно гипотезе 1 законы распределения времен запаздывания в возмущенные и фоновые интервалы времени идентичны (в качестве эталонного выбирался закон для фоновых интервалов времени), согласно гипотезе 2 в фоновые интервалы времени имеет место равномерный закон распределения. Расчеты показали (табл. 1), что для всех сезонов значения χ^2 были достаточно большими, чтоб с необходимой степенью вероятности (95 %) утверждать, что имеет место существенное отличие экспериментальных законов распределения для утренне-вечерних часов и фоновых интервалов времени. Для подтверждения предположения о справедливости равномерного закона распределения в фоновые часы проверялась гипотеза о соответствии экспериментального закона распределения в контрольные интервалы времени равномерному закону распределения. Как видно из табл. 1, значения χ^2 попадают в интервал $\chi^2 < \chi^2_{0.05}$. Следовательно, гипотеза о равномерном распределении в фоновые интервалы времени для утреннего и вечернего СТ во все сезоны принимается.

Результаты статистической обработки массивов значений запаздываний, продолжительностей и периодов колебаний для различных сезонов, а также оценка средних квадратичных отклонений параметров возмущений приведены в табл. 2. Видно, что средние продолжительности эффектов составляли 45—52 мин для утреннего СТ и 50—58 мин для вечернего СТ. Периоды возмущений равнялись 9—11 мин.

ОБСУЖДЕНИЕ

В 60—80 % случаев прохождения солнечного терминатора имели место заметные или значительные изменения спектрального состава ВВ геомагнитного поля. В большинстве случаев наблюдалось увеличение амплитуды, но в ряде случаев (около 7—10 %) отмечалось подавление сигнала, свидетельствующее, вероятнее всего, о противофазном сложении волновых процессов. Почти всегда вариации характера сигнала сопровождались изменением периодов квазипериодических процессов.

Из статистического анализа следует, что восходу Солнца на высоте $z \approx 200$ км систематически сопутствовали возмущения с запаздываниями $\Delta t_1 \approx 30-40$ мин и $\Delta t_2 \approx 80-87$ мин. Они представляли собой цуги колебаний длительностью 45-50 мин, с периодами 9-11 мин. Запаздываниям 30...40 мин соответствуют высоты прохождения солнечного терминатора 100-150 км. Как известно, на этих высотах находится максимум токовой струи. Возмущения с запаздыванием Δt_1 возникают раньше, чем возмущения с запаздыванием Δt_2 на величину Δt_{21} = $= \Delta t_2 - \Delta t_1 \approx 47 - 50$ мин. Появление возмущения с двумя группами запаздываний можно объяснить тем, что СТ генерирует квазипериодический процесс с периодом T = 10 - 15 мин промодулированный периодическим процессом с $T_1 =$ $= \Delta t_{21}$. Период BB около 47—50 мин характерен для атмосферы Земли. Он близок к периоду внутренних гравитационных волн, свойственных нейтральной атмосфере [3].

Добавим, что возмущения наблюдались в 65-80 % случаев, в остальных случаях принятие решения о наличии возмущения от утреннего СТ было затруднено.

Для вечернего СТ были характерны BB с запаздыванием $\Delta t \approx 60 - 80$ мин относительно момента захода Солнца на уровне поверхности Земли. Возмущения наблюдались в 60-70 % случаев. Они представляли собой квазипериодические процессы с преобладающими периодами 9-11 мин и длительностями 50-60 мин. Найденному значению Δt соответствует высота прохождения СТ равная 100-120 км. Как уже отмечалось, на этих высотах находится максимум токовой струи, и следовательно, область эффективной генерации геомагнитных пульсаций.

Амплитуды возмущений как в утреннее, так и в вечернее время составляли 2—3 нТл.

Механизм генерации ВВ в геомагнитном поле принимается следующим [5]. Акустико-гравитационные волны модулируют с периодом Т параметры атмосферы (концентрацию нейтралов N_{n} , их температуру T_{n}) и ионосферы (концентрации электронов и ионов N, их температуры *Т*_{е і}, частоты соударений электронов с нейтралами v_{en} и ионов с нейтралами v_{in} и др.). В итоге

оказываются промодулированными компоненты тензора проводимости **о** ионосферной плазмы. При наличии внешнего (ионосферно-магнитосферного происхождения) электрического поля Е модуляция о приводит к модуляции плотности ионосферных токов с амплитудой

$$\Delta j = \Delta \sigma \mathbf{E}$$

С другой стороны, движение нейтральных частиц со скоростью у, в АГВ благодаря соударениям приводит к движению ионов и электронов плотностью $\mathbf{j}_1 = e N(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$, где e — заряд электрона. Появление токов с плотностями $\Delta \mathbf{j}$ и \mathbf{j}_1 обусловливает генерацию электромагнитного поля с индукцией В, которая вычисляется из следующего уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0(\Delta \mathbf{j} + \mathbf{j}_1), \qquad (1)$$

где µ₀ — магнитная постоянная. В уравнении (1) не учитывается ток смещения, который заведомо не существен для периодов волн *T* ~ 1...10 мин.

Направляя В вдоль оси ОZ, ось ОХ ориентируем из места наблюдения на место генерации $A\Gamma B$, ось *OY* при этом образует правую тройку. При этом из выражения (1) следует, что

$$-\frac{\partial B_{y}}{\partial z} = \mu_{0}(\Delta j_{x} + j_{1x}) ,$$

$$\frac{\partial B_{x}}{\partial z} = \mu_{0}(\Delta j_{y} + j_{1y}) .$$
(2)

В выражениях (2) учтено, что $\left|\partial/\partial z\right| \gg \left|\partial/\partial x\right|$, |∂/ду|. Для первой производной характерен масштаб порядка нескольких десятков километров, близкий к толщине динамо-области, занимающей диапазон высот 100...150 км, для остальных производных — порядка длины волны $\lambda = v_{ph}T \approx 300 - 1000$ км. Здесь v_{ph} — фазовая скорость волны, которая близка к скорости звука c_s в атмосфере ($c_s \approx 0.3...0.8$ км/с) [3].

В динамо-области ионосферы проводимость плазмы определяется педерсеновской ор и холловской о_н проводимостями.

Малым изменениям концентрации электронов ($\Delta N \ll N$), температуры ионов ($\Delta T_i \ll T_i$) и концентрации нейтралов ($\Delta N_{\mu} \ll N_{\mu}$) соответствуют малые изменения $\Delta \sigma_p$ и $\Delta \sigma_{\mu}$:

$$\Delta \sigma_P = \sigma_P \delta_{\sigma_P} = \sigma_P \left(\delta_N - \frac{1 + \gamma}{2} \delta_{N_n} \right),$$

$$\Delta \sigma_H = \sigma_H \delta_{\sigma_H} = \sigma_H \delta_N,$$
 (3)

где δ_{σ_p} , δ_{σ_H} — относительные изменения педерсеновской и холловской проводимостей, $\delta_N = \Delta N/N$, $\delta_{N_n} = \Delta N_n/N_n$, γ — отношение удельных теплоемкостей. В выражениях (3) учтено, что $v_{in} \propto N_n v_n \propto N_n T_n^{1/2}$, $\Delta T_n/T_n = (\gamma - 1)\delta_{N_n}$.

Значение δ_N можно оценить по формуле [1, 5]

$$\delta_N = \frac{k_z \upsilon_z}{(\omega_N^2 + \omega^2)^{1/2}},$$

где $\omega_N = t_n^{-1} = 2\alpha_r N$, t_n — время становления концентрации N за счет рекомбинации, α_r — коэффициент рекомбинации электронов с молекулярными ионами, ω — круговая частота АГВ, k_z — вертикальная составляющая волнового числа k АГВ, υ_z — вертикальная составляющая скорости частиц в волне.

Таким образом, для расчета величины возмущения компонентов тензора проводимости необходимо знать значения δ_{v} или k_{z} и v_{z} .

Для оценки δ_N , как и в [5], положий, что $k_z = 3k$, $\upsilon_z = 0.1\upsilon$, $\upsilon = c_s \gamma \delta_{N_n}$. На высоте z = 150 км $\alpha_r \approx 3.5 \cdot 10^{-13}$ м³/с, $c_s \approx 500$ м/с, $\delta_{N_n} = 0.05$. Тогда $\upsilon = 35$ м/с, $\upsilon_z = 3.5$ м/с, $k \approx 1.3 \cdot 10^{-5}$ м⁻¹, $k_z \approx \approx 1.3 \cdot 10^{-4}$ м⁻¹ для T = 1000 с, $\omega_N = 0.05$ с⁻¹ для утренне-вечернего времени. Видно, что вблизи высоты 150 км $\omega^2 \ll \omega_N^2$. Тогда $\delta_N \approx k_z \upsilon_z / \omega_N \approx 0.01$. При этом $\delta_{\sigma_p} = 0.05$ и $\delta_{\sigma_u} = 0.01$.

При *j*₁ = 0 амплитудные значения возмущений компонентов геомагнитного поля

$$\Delta B_{y} \approx \mu_{0} \int \Delta j_{x} dz \approx \mu_{0} \Delta j_{x} \Delta z_{x} ,$$

$$\Delta B_{x} \approx \mu_{0} \int \Delta j_{y} dz \approx \mu_{0} \Delta j_{y} \Delta z_{y} .$$
(4)

Здесь учтено, что вклад в ΔB_y дает вся динамообласть, где $\Delta z_x \approx 50$ км, а в ΔB_x — лишь область высот вблизи верхней границы динамо-области ($z \approx 150$ км), где $\Delta z_y \approx 25$ км.

В первом случае Δj_x представляет собой изменение педерсеновского тока:

$$\Delta j_x \approx \delta_{\sigma_p} j_c , \qquad (5)$$

во втором случае Δj_y — изменение холловского тока:

$$\Delta j_{y} \approx \delta_{\sigma_{H}} j_{0y} \approx -\frac{1}{2} \delta_{\sigma_{H}} j_{c} \,. \tag{6}$$

Подставляя выражения (5) и (6) в (4), получим

$$\Delta B_{y} \approx \mu_{0} \delta_{\sigma_{p}} J_{c} \Delta z_{x},$$

$$\Delta B_{x} \approx -\frac{1}{2} \mu_{0} \delta_{\sigma_{H}} j_{c} \Delta z_{y}.$$
(7)

Характерная плотность тока в ионосферной динамо-области $j_c = eNv_n$, где v_n определяется скоростью нейтрального ветра.

Составляющие плотности стороннего тока также описываются соотношениями, подобными (5) и (6), где скорость нейтралов v_n определяется скоростью частиц в волне. Для амплитуд ВВ геомагнитного поля имеем [5]:

$$\Delta B_{yv} \approx \mu_0 e N \upsilon \Delta z_x ,$$

$$\Delta B_{xv} \approx -\frac{1}{2} \mu_0 e N \upsilon \Omega_i \Delta z_y \cdot$$

Здесь $\Omega_i = \omega_{B_i} / \upsilon_{in} = 2 \cdot 10^{-2} - 2.$

Результаты оценок геомагнитного эффекта по формулам (7) приведены в табл. 3.

Результаты оценок геомагнитного эффекта для двух механизмов возмущения магнитного поля, $\Omega_i = 2$ ($z \approx 150$ км), $\upsilon = 35$ м/с ($\delta_{N_n} = 0.05$) также приведены в табл. 3. При $\upsilon = 5$ м/с, что ближе к реальности, значения ΔB_{xv} и ΔB_{yv} составляют около 1.5 и 3 нТл соответственно. Примерно такие же значения амплитуд ВВ наблюдались в экспериментах. Это свидетельствует об адекватности предложенного механизма генерации ВВ.

Механизмы генерации возмущений геомагнитного поля солнечным терминатором и стартующими ракетами скорее всего аналогичны [2, 5—8].

Таблица 3. Параметры среды при $z \approx 150$ км и геомагнитный эффект, обусловленный модуляцией ионосферного тока ($\Delta B_{x,y}$) и увлечением волной заряженных частиц (ΔB_{xyy})

			<i>,</i> ,
<i>N</i> , м ⁻³	$6 \cdot 10^{10}$	Δz_x , км	50
$j_c, A/M^2$	9.6 · 10 ⁻⁷	Δz_{v} , KM	25
δ_{Nn}	$5 \cdot 10^{-2}$	ΔB_{x} , нТл	-0.15
δ_N	10-2	ΔB_{ν} , нТл	2
δ_{σ_p}	$5 \cdot 10^{-2}$	$\Delta B_{_{XV}}$, нТл	-10.6
$\delta_{\sigma_{H}}$	10-2	$\Delta B_{_{yv}}$, нТл	21.2
		1	

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

выводы

1. Статистический анализ показал, что восходу Солнца на высоте 200 км систематически сопутствовали возмущения с запаздываниями $\Delta t_1 \approx$ $\approx 30-40$ мин и $\Delta t_2 \approx 80-87$ мин. Они представляли собой цуги колебаний длительностью 45— 50 мин, с периодами 9—11 мин. Для вечернего СТ были характерны BB с запаздыванием относительно захода Солнца на уровне Земли $\Delta t \approx$ $\approx 60-80$ мин, преобладающими периодами 9— 11 мин и длительностями 50—60 мин.

2. Наблюдаемым запаздываниям соответствуют высоты прохождения солнечного терминатора 100—150 км, где расположен максимум токовой струи, а значит и область эффективной генерации геомагнитных пульсаций.

3. Аналогичная обработка для контрольных интервалов времени показала, что с вероятностью 95 % экспериментальный закон распределения времен запаздываний в контрольные интервалы соответствует равномерному закону распределения, т. е. отсутствует какая-либо закономерность во временах запаздывания BB в контрольные интервалы времени.

4. Установлено, что для всех сезонов значения χ^2 были достаточно большими, чтобы с вероятностью 95 % утверждать, что имеет место существенное отличие экспериментальных законов распределения для утренне-вечерних часов и фоновых интервалов времени.

5. Предложен механизм генерации геомагнитных пульсаций. Он заключается в следующем: внутренние гравитационные волны модулируют параметры нейтрального и ионизированного компонентов, а также приводят к возникновению стороннего тока в динамо-области ионосферы, что имеет отклик в геомагнитном поле из-за изменения проводимости среды.

6. Результаты теоретических оценок в целом соответствуют результатом наблюдений. Амплитуды BB, определенные из данных наблюдений и расчетов, составляли несколько единиц нанотесла.

1. *Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф.* Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных

условиях. 2. Анализ результатов наблюдений и моделирование // Геомагнетизм и аэрономия. — 2006. — **46**, № 2. — С. 209—218.

- 2. Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Вариации геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам и полетам космических аппаратов // Космічна наука і технологія. 2007. 13, № 6. С. 87—98.
- *Гериман Б. Н.* Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974. — 256 с.
- 4. *Худсон Д*. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970. 297 с.
- 5. *Черногор Л. Ф.* Флуктуации геомагнитного поля вблизи г. Харькова, сопровождавшие старты ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и аэрономия. — 2009. — **49**, № 3. — С. 403—415.
- Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Волновые возмущения геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Плесецк // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 3. — С. 29—38.
- Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов КНР // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 4. — С. 92—99.
- Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов Мыс Канаверал и Куру // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 6. — С. 89—98.
- 9. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации вблизи г. Харькова, сопутствовавшие прохождению солнечного терминатора. 1. Результаты спектрального анализа // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 5. С. 43—51.

Надійшла до редакції 31.08.09

L. F. Chernogor, M. A. Shamota

GEOMAGNETIC PULSATIONS ASSOCIATED WITH SOLAR TERMINATORS NEAR KHARKIV CITY. 2. STATISTICAL ANALYSIS

The statistical analysis of quasi-periodic perturbations produced by solar terminator passage was performed and the main perturbation features were established. The dawn terminators are determined to be associated with perturbations showing delays of $\Delta t_1 \approx 30-40$ min and of $\Delta t_2 \approx 80-87$ min. The perturbations are wave trains with a duration of 45-50 min and a period of 9-11 min. The dusk terminators are determined to be associated with perturbations showing delays of $\Delta t \approx 60-80$ min, periods equal to approximately 9-11 min, and durations of 50-60 min. The reference data acquired during quiet time were subjected to the same analysis, which confirmed that the perturbations are associated with the terminators.

УДК 550.388.2

С. В. Панасенко, Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

ВАРИАЦИИ РАДИОШУМОВ СЧ-ДИАПАЗОНА НАД ХАРЬКОВОМ В ПЕРИОД СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1 АВГУСТА 2008 Г.

Проаналізовано варіації інтенсивностей радіошумів середньочастотного діапазону, а також параметрів хвилевих збурень у день сонячного затемнення та у фоновий день. У період сонячного затемнення мало місце зменшення до 4 разів інтенсивності радіошумів, що, скоріш за все, викликано стимульованим затемненням глобальним висипанням електронів із магнітосфери. Наведено результати розрахунку параметрів потоків частинок, що висипаються. Показано, що в період сонячного затемнення мало місце підсилення хвилевих збурень з періодами від 8 до 50–55 хв і відносними амплітудами 0.02–0.04.

введение

Изучение эффектов солнечных затмений (СЗ) в атмосфере проводится в течение многих десятилетий с использованием целого ряда методов. К ним, например, относятся методы вертикального зондирования [7, 11-14], некогерентного рассеяния [3, 4, 8, 9, 13, 16-18, 30], доплеровский метод [16, 28], спутниковые методы [5] и др. [1, 2, 18]. Благодаря этим исследованиям установлено, что физические процессы в ионосфере отличаются разнообразием и существенно зависят от состояния космической погоды, фазы затмения, положения в цикле солнечной активности и других факторов. Наименее изучены эффекты в нижней ионосфере или мезосфере (60-90 км). Это связано со сложностью и многообразием процессов, протекающих в этой области, а также с ограниченностью методов, применяемых для ее изучения. Наибольшее число измерений выполнено с использованием радиосигналов очень низкочастотного (ОНЧ) диапазона, распространяющихся в нижней ионосфере [6, 15]. Многократно подтверждено, что параметры верхней стенки волновода Земля ионосфера существенно изменяются в течение затмения. В работе [29] с использованием ракетных измерений показано, что при полном СЗ концентрация электронов уменьшается в течение затмения до 10 раз. Для исследования эффектов затмения в D-области ионосферы применялся также метод частичных отражений [7, 11, 21]. В работах [11, 21] обнаружено, что кроме уменьшения концентрации электронов на стадии покрытия диска Солнца концентрация электронов увеличивалась. В работе [21] последнее явление объясняется высыпанием частиц с энергиями 50—100 кэВ из магнитосферы.

В настоящей работе радар среднечастотного (СЧ) диапазона применялся для исследования временных вариаций интенсивностей радиошумов обыкновенной и необыкновенной поляризаций, прошедших через плазму нижней ионосферы.

Целью работы является описание результатов статистического и спектрального анализа временных вариаций радиошумов на частоте 2.4 МГц, сопровождавших СЗ.

СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

Технические характеристики радара, расположенного в Радиофизической обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина, и режимы его работы подробно описаны в работе [10]. Здесь отметим лишь следующее. Прием шумового радиоизлучения осуществлялся на частоте f = 2.4 МГц. В экспери-

[©] С. В. ПАНАСЕНКО, Л. Ф. ЧЕРНОГОР, 2009

менте регистрировались огибающие обыкновенного и необыкновенного компонентов радиошума $A_{o,x}$. Измерения проводились в период C3, а также в фоновый день.

Исследовались временные зависимости средних квадратов огибающих обоих компонентов $I_{o,x} = \langle A_{o,x}^2 \rangle$, которые пропорциональны интенсивностям компонентов радиошума. Здесь угловые скобки означают скользящее усреднение на интервале времени 60 мин с шагом 1 мин.

Для определения параметров волновых возмущений (BB) использовался пассивный метод дистанционного радиозондирования, описанный в работе [19], а также методы спектрального анализа [24].

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ЗАТМЕНИИ И ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСТАНОВКЕ

Затмение в месте расположения Радиофизической обсерватории было частным. Координаты обсерватории следующие: 49°38′ с. ш., 36°20′ в. д. Оно началось в 09:11, закончилось в 11:17 (здесь и далее UT). Максимальная фаза C3 (0.42) наблюдалась в 10:15. При этом функция покрытия составляла $A_{\text{max}} \approx 0.31$. Общая продолжительность C3 в окрестности Харькова равнялась примерно 2 ч 06 мин. Освещенность поверхности Земли во время главной фазы C3 уменьшилась примерно в 1.7 раза.

Период 29 июля — 4 августа 2008 г. характеризовался спокойной геомагнитной и солнечной активностью. Солнечная активность была низкой. Трехчасовые индексы геомагнитного поля K_p в рассматриваемый период не превышали 3 единиц, в день затмения $K_{pmax} = 2$. Индекс D_{st} -вариаций геомагнитного поля достигал —10 нТл, индекс авроральной активности *AE* в среднем флуктуировал в пределах 50—60 нТл.

Скорость солнечного ветра изменялась от 450 до 310 км/с. В день СЗ она достигала 380— 390 км/с, температура частиц не превышала $0.75 \cdot 10^5$ К, а их концентрация — $6 \cdot 10^6$ м⁻³. Величина давления солнечного ветра в день затмения не превышала значений 1—1.9 нПа. Величины плотностей потоков протонов Π_{pr} и электронов Π_{e} изменялись в пределах 0—300 м⁻²с⁻¹стер⁻¹ и (1—5) · 10⁶ м⁻²с⁻¹ стер⁻¹ соответственно. Таким образом, день C3 1 августа 2008 г., как и фоновый день 2 августа 2008 г., были спокойными.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Интенсивность радиошума. Временные вариации $I_{o,x}$, нормированных на максимальное значение, в день затмения и в фоновый день приведены на рис. 1. Видно, что величина I_o в день затмения вначале плавно возрастала и достигла максимального значения вблизи 07:28. После этого началось ее уменьшение до минимального значения 0.225, которое наблюдалось вблизи 11:00. Затем началось возрастание интенсивности необыкновенного компонента, которое продолжалось до окончания эксперимента.

В фоновый день значение I_o также уменьшилось с течением времени, однако это уменьшение было не таким существенным, как в день СЗ. В интервале времени 07:00—13:00 интенсивность незначительно отклонялась от значения 0.7, после чего она увеличивалась до конца эксперимента.

Величина I_x в день 3С сначала слегка увеличивалась, а после 07:30 начала уменьшаться. В 10:47 интенсивность необыкновенного компонента достигла минимального значения 0.32, после чего началось ее увеличение вплоть до окончания эксперимента.



Рис. 1. Временные вариации интенсивностей обыкновенного (*a*) и необыкновенного (δ) компонентов радиошума в день затмения (сплошная линия) и в фоновый день 2 августа 2008 г. (штриховая линия)



Рис. 2. Временная зависимость относительных вариаций δ_N электронной концентрации, полученная с использованием обыкновенного компонента радиошума, в период СЗ 1 августа 2008 г. (первая панель), а также спектрограммы (*P*, относительные единицы) адаптивного преобразования Фурье анализируемого сигнала для периодов 30–120 мин (вторая панель) и 2–30 мин (третья панель). Справа приведены энергограммы соответствующих преобразований

В фоновый день величина I_x вначале несколько уменьшилась. В период с 08:00 до 13:00 ее значения в основном лежали в пределах 0.65—0.75, а затем имело место ее небольшое увеличение.

В целом вариации интенсивностей обыкновенного и необыкновенного компонентов радиопомехи были подобны.

Волновые возмущения. Результаты исследования ВВ в день затмения по данным спектрального анализа $I_o(t)$ приведены на рис. 2, 3. На протяжении всего дня наблюдались ВВ различной длительности, с разными периодами и относительной амплитудой 0.02-0.04.

После начала СЗ вблизи 09:50 имело место усиление колебания с периодом около 50 мин.



Рис. 3. То же для необыкновенного компонента радиошума

Продолжительность этого колебания составляла около двух периодов. Также вблизи 10:00 имело место колебание с периодом 8 мин, продолжавшееся около 25 мин (три периода).

Результаты спектрального анализа $I_x(t)$ демонстрируют наличие мощного квазипериодического процесса с периодом 50—55 мин, возникшего примерно через 30 мин после начала затмения. Его продолжительность составила не более двух периодов. Вблизи 10:00 наблюдалось BB с периодом около 8 мин и длительностью 20—30 мин. Кроме того, в интервале времени 10:30—11:00 имело место еще одно BB с периодом около 12 мин. Последнее возмущение практически не просматривалось на спектрограммах, полученных в процессе анализа обыкновенного компонента радиошума.

В фоновый день амплитуды ВВ не превышали 0.01—0.02. В этот день не обнаружены существенные вариации параметров ВВ в течение времени наблюдения.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

По вариациям интенсивностей обыкновенной и необыкновенной составляющих радиошумов можно оценить изменение интегрального коэффициента поглощения K, а затем и изменение концентрации электронов N.

Из рис. 1 видно, что уменьшение $I_{o,x}$ имело место с 08:00 до 13:00. Этот интервал времени практически совпал с интервалом времени наблюдения СЗ на земном шаре (от Канады до Китая). Это наводит на мысль, что уменьшение $I_{o,x}$ связано с определенным процессом глобального характера. Очевидно, оно вызвано увеличением поглощения радиошумов. В свою очередь, увеличение *К* должно вызываться увеличением *N*.

Поскольку прямое воздействие затмения приводит к уменьшению плотности потока солнечного излучения, а значит и к уменьшению N, то такое воздействие не может объяснить увеличение N и K.

К росту *N* и *K* в глобальных масштабах может привести высыпание высокоэнергичных частиц из магнитосферы в результате опосредованного воздействия C3 на подсистемы в системе Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера [22, 23, 26, 31].

Оценка возмущений концентрации электронов. Из сравнения $I_{o,x}$ в фоновый день и в день C3 получим, что $\Delta I_o \approx 0.4...0.5$, $\Delta I_x \approx 0.3...0.4$ (см. рис. 1). При средних значениях $I_{o,x} \approx 0.8$ в фоновый день имеем

$$\mu_o \approx \frac{\Delta I_o}{I_o} \approx 0.5...0.6,$$
$$\mu_x \approx \frac{\Delta I_x}{I_x} \approx 0.4...0.5.$$

С другой стороны,

$$\mu_{o,x} = 1 - e^{-2\Delta K_{o,x}}.$$

Тогда $\Delta K_o \approx 0.35...0.46$, $\Delta K_x \approx 0.25...0.35$. Отсюда следует, что радиоизлучение с обыкновенной поляризацией проникает в ионосферную плазму глубже.

Действительно, при квазивертикальном падении излучения на гиротропную плазму с частотой $\omega = 2\pi f$ условия отражения волн обыкновенной и необыкновенной поляризаций имеют

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

вид [27]:

$$\omega = \frac{\omega_B}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_B}{2}\right)^2 + \omega_p^2}, \qquad (2)$$

(1)

где $\omega_B = 2\pi f_B, f_B \approx 1.4$ МГц — гирочастота электронов, $\omega_p = 2\pi f_p, f_p$ — плазменная частота на высоте отражения радиоволны. Из выражения (1) следует, что радиоволна обыкновенной поляризации отражается на высоте z_a , где

 $\omega = \omega_n$,

$$N \approx \frac{\varepsilon_0 m \omega^2}{e^2}.$$

Здесь ε_0 — электрическая постоянная, *m* и *e* — масса и заряд электрона. При *f* = 2.4 МГц имеем $N \approx 7.1 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$.

Вычисляя *N* из уравнения (2), получим, что на высоте отражения радиоволны необыкновенной поляризации z_x концентрация электронов $N \approx 3.0 \cdot 10^{10}$ м⁻³. Таким значениям *N* соответствуют $z_o \approx 110-115$ км и $z_x \approx 100-105$ км (см. таблицу).

Зная $\Delta K_{o,x}$ и $K_{o,x}$, можно оценить средние по высоте значения возмущения *N*:

$$\delta_N = \frac{\Delta N}{N} \approx \frac{\Delta K_{o,x}}{K_{o,x}}$$

Точность измерения I_o выше, чем точность измерения I_x . Поэтому оценим δ_N по данным I_o . Для этого необходимо вычислить K_o , задавшись типичной моделью среды для условий, близких к условиям, что имели место в околополуденное время 1 и 2 августа 2008 г. (см. таблицу). Прове-

Параметры о	среды и	и радиоиз.	лучения
-------------	---------	------------	---------

<i>Z</i> , KM	$N_0, 10^9 \mathrm{m}^{-3}$	$\nu, 10^{6} c^{-1}$	κ_o, Mm^{-1}
60	0.03	20	6.7
65	0.04	12	7.1
70	0.05	7	6.4
75	0.1	3.7	7.1
80	0.2	2	7.6
85	0.7	1.2	16
90	2	0.7	27
95	7	0.37	49
100	20	0.2	76
105	40	0.12	91
110	60	0.07	80
115	70	0.037	50

дем расчет K_o для неотклоняющего поглощения и моделей N и частоты соударений ν , представленных в таблице. Учет кинетических эффектов производится при помощи введения эффективной частоты соударений $\nu_{ef} \approx 2.09\nu$ [20].

Выражение для К имеет вид

$$K_o(z_o) = \frac{\omega}{c} \int_{z_0}^{z_2} \kappa_o(z) dz ,$$

где c — скорость света в вакууме, $z_1 = 60$ км, $z_2 = 115$ км,

$$\kappa_o = \frac{\omega_p^2}{(\omega + \omega_I)^2 + \nu^2} \frac{\nu_{ef}}{2c}$$

— показатель поглощения, $\omega_L = 8.16 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ продольная составляющая псевдовектора ω_B для координат г. Харькова. Расчеты K_o осуществлялись для вертикальной радиотрассы, что оправдывается узкой (около 30°) шириной диаграммы направленности приемной антенны. В результате расчетов получено значение $K_o \approx 2$, которому соответствуют значения $\delta_N \approx 0.18$ —0.23.

Таким образом, уменьшение I_o 1 августа можно объяснить увеличением N в среднем на 20 %. Если это увеличение вызвано потоками высокоэнергичных частиц, высыпающихся из радиационного пояса, оценим параметры потоков по методике [21]. Плотность потока высокоэнергичных электронов с энергией є равна

$$\Pi_e = \frac{\Pi}{\varepsilon}.$$

Здесь $\Pi = 2\varepsilon_i \Delta z \Delta q$ — плотность потока энергии, $\varepsilon_i \approx 35 \ \text{эB}$ — энергия, затрачиваемая высыпающимся электроном на ионизацию одной молекулы воздуха, Δz — толщина слоя, где поглощается поток высокоэнергичных частиц, $\Delta q = q - -q_0 = \alpha N^2 - \alpha_0 N^2$, где q и q_0 — скорости образования электронов в возмущенных и невозмущенных условиях (электронные концентрации N и N_0), α и α_0 — коэффициенты рекомбинации в возмущенных и невозмущенных условиях. При $\delta_N \ll 1$ и $\alpha \approx \alpha_0$ имеем

$$\Delta q \approx 2\alpha_0 N_0^2 \delta_N.$$

Расчеты $\kappa_0(z)$ показали, что основное поглощение радиоизлучения обыкновенной поляризации имело место в диапазоне высот 90—110 км (см. таблицу). Полагая, что на средней высоте $z \approx 100 \text{ км } N_0 \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$, $\alpha_0 \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \text{c}^{-1}$, получим, что $\Delta q \approx 4.8 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3} \text{c}^{-1}$. Тогда $\Pi \approx 4.8 \cdot 10^{-6} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Наиболее эффективную ионизацию на высоте около 100 км должны производить электроны с $\epsilon \sim 10 \text{ кэВ}$. Для них $\Pi_{\rho} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2} \text{c}^{-1}$.

ОБСУЖДЕНИЕ

Ожидалось, что уменьшение потока солнечной радиации в течение C3 приведет к уменьшению N, а значит и к уменьшению поглощения радиошумов. Этого, однако, не произошло. Точнее, ожидаемое уменьшение поглощения радиошумов было замаскировано более сильным и продолжительным его увеличением.

На высотах 60—85 км в дневное время справедлив линейный закон рекомбинации [7]. Тогда

$$\frac{N}{N_0} = \frac{q}{q_0}.$$

При максимальном значении функции покрытия $A_{\max} \approx 0.31$ имеем

$$\frac{N_{\min}}{N_0} = 1 - A_{\max} \approx 0.69$$
.

На высотах 85—120 км должен иметь место квадратичный закон рекомбинации. Здесь

$$\frac{N_{\min}}{N_0} = \sqrt{1 - A_{\max}} \approx 0.83.$$

При таком уменьшении *N* вблизи главной фазы C3 интенсивность *I*_a должна бы увеличиться в

$$e^{2\Delta K_{o\max}} = e^{2K_o\delta_{N\max}} \approx 2$$
 pasa.

Здесь учтено, что $\delta_{N \max} = 1 - N_{\min} / N_0 \approx 0.17$. Реально произошло уменьшение I_o примерно в четыре раза.

Для объяснения наблюдаемого эффекта привлечена гипотеза о высыпании высокоэнергичных частиц из магнитосферы, точнее из радиационного пояса. Насколько она оправдана в условиях среднеширотной ионосферы? Возможность высыпания электронов в средних широтах в течение СЗ впервые была рассмотрена в работе [21]. Основные процессы взаимодействия подсистем в системе Земля — атмосфера ионосфера — магнитосфера, стимулированные затмением, следующие. Охлаждение нейтралов в нижней части термосферы и уменьшение N на этих же высотах приводят к возмущению тензора проводимости $\hat{\sigma}$ ионосферной плазмы в районе динамо-области (высоты 90—150 км). Это обеспечивает генерацию ионосферного электрического поля. Незначительно ослабляясь и проникая в магнитосферу, это поле способно уменьшить «поперечную» энергию электронов $\varepsilon_{e\perp}$, и тем самым перевести их в конус потерь. Возникающее высыпание электронов приводит к ионизации нейтральных частиц в широком диапазоне высот. Последний определяется энергией высыпающихся частиц.

Оценить генерируемое электрическое поле можно по следующей формуле [21]:

$$E = \frac{\Delta \sigma}{\sigma_0} E_0$$

где σ_0 — компоненты тензора $\hat{\sigma}$, $\Delta \sigma$ — их возмущения, E_0 — электрическое поле в динамо-области. В дневное время $E_0 \approx 3$ мВ/м. Полагая $\Delta \sigma / \sigma \approx 0.2$, получим, что $E \approx 0.6$ мВ/м. При поперечном размере области с возмущенным электрическим полем L_1 имеем

$$\varepsilon_{e\perp} = eEL_{\perp}$$

При затмении $L_{\perp} \approx 4$ тыс. км. Тогда $\varepsilon_{e\perp} \approx 2.4$ кэВ. С учетом ослабления электрического поля на магнитосферных высотах $E \approx 0.2$ мВ/м, а $\varepsilon_{e\perp} \approx 1$ кэВ. Таких значений $\varepsilon_{e\perp}$ часто оказывается достаточно для стимуляции высыпания электронов из магнитосферы и активизации взаимодействия подсистем ионосфера — магнитосфера — атмосфера — ионосфера.

Наблюдались ли высыпания частиц, вызванные СЗ, другими исследователями? Скорее всего, да. В работе [7] обнаружено, что вскоре после начала частного затмения 29 марта 2006 г. на высоте 91 км значения N стали в 2—3 раза больше, чем в то же время в фоновый день. Заметное увеличение (в 1.5—2 раза) имело место и в конце СЗ, а также в течение некоторого времени после него. На высоте 77 км отношение N/N_0 в те же интервалы времени не превышало 1.5. Заметим, что в фоновые дни относительный разброс значений N составлял $\sigma_N / N_0 \approx 0.2$, где σ_N^2 — дисперсия вариаций концентрации электронов на фиксированной высоте. Так что увеличение $N \ge 1.5 - 3$ раза может быть вызвано лишь дополнительным источником ионизации. Оценим его основные параметры. При $N_0 = 2 \cdot 10^9$ м⁻³, $N = 6 \cdot 10^9$ м⁻³ и $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-13}$ м³с⁻¹ имеем $\Delta q \approx$ $\approx 10^7$ м⁻³с⁻¹, П $\approx 10^{-6}$ Вт м⁻² и П_e $\approx 2 \cdot 10^8 -$ 7 · 10⁸ м⁻²с⁻¹ для $\varepsilon = 30...10$ кэВ соответственно.

Полученные оценки, относящиеся к высоте $z \approx 90$ км, в целом близки к оценкам, приведенным выше для высоты $z \approx 100$ км. Это подкрепляет, как и результаты работы [21], уверенность в том, что C3 могло стимулировать высыпание частиц из магнитосферы.

Таким образом, с определенной долей уверенности можно утверждать, что обнаруженное нами уменьшение до четырех раз интенсивностей радиошума СЧ-диапазона могло быть вызвано стимулированным СЗ глобальным высыпанием электронов из магнитосферы.

Кратко остановимся на результатах спектрального анализа. В течение СЗ эпизодически усиливались спектральные составляющие с периодами 8, 12, 20—30 и 50—55 мин и относительными амплитудами 0.02—0.04. Такие периоды и относительные амплитуды свойственны внутренним гравитационным волнам на высотах мезосферы [12, 14]. Эти волны в течение затмений наблюдались и в других работах [9, 28], но, как правило, в Е- и F-областях ионосферы.

выводы

1. Обнаружено, что в течение C3 1 августа 2008 г. имело место уменьшение до четырех раз интенсивности радиошума СЧ-диапазона (частота 2.4 МГц).

2. Уменьшение интенсивности, скорее всего, вызвано стимуляцией затмением глобального высыпания электронов из магнитосферы.

3. Описан механизм нарушения затмением сложившегося взаимодействия подсистем в системе Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера.

4. Оценены основные параметры потоков высокоэнергичных частиц из магнитосферы: $\Pi \sim 10^{-6} \text{ Bt} \cdot \text{m}^{-2}, \Pi_{e} \sim 10^{9} \text{ m}^{-2} \text{c}^{-1}.$

5. Продемонстрировано, что в течение СЗ имело место усиление волновых возмущений с периодами от 8 до 50—55 мин, свойственных внутренним гравитационным волнам. Их относительная амплитуда составляла 0.02—0.04.

- 1. Адушкин В. В., Гаврилов Б. Г., Горелый К. И. и др. Геофизические эффекты солнечного затмения 29 марта 2006 г. // ДАН. — 2007. — **417**, № 4. — С. 535—540.
- 2. Акимов А. Л., Акимов Л. А., Черногор Л. Ф. Параметры турбулентных процессов в атмосфере, сопровождавших затмения Солнца // Радиофизика и радиоастрономия. — 2007. — 12, № 2. — С. 117—134.
- 3. Акимов Л. А., Боговский В. К., Григоренко Е. И. и др. Атмосферно-ионосферные эффекты солнечного затмения 31 мая 2003 года в Харькове // Геомагнетизм и аэрономия. — 2005. — **45**, № 4. — С. 526—551.
- Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И. и др. Комплексные радиофизические и оптические исследования динамических процессов в атмосфере и геокосмосе, вызванных солнечным затмением 11 августа 1999 года // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2002. № 2. С. 25—63.
- 5. Афраймович Э. Л., Косогоров Е. А., Лесюта О. С. Ионосферный отклик полного солнечного затмения 11 августа 1999 г. по данным глобальной сети GPS // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. **41**, № 4. С. 495—502.
- Безродный В. Г., Блиох П. В., Шубова Р. С., Ямпольский Ю. М. Флуктуации сверхдлинных радиоволн в волноводе Земля — ионосфера. — М.: Наука, 1984.
- 7. Беликович В. В., Вяхирев В. Д., Калинина Е. Е. и др. Отклик ионосферы на частное солнечное затмение 29 марта 2006 г. по наблюдениям в Нижнем Новгороде и Мурманске // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. 48, № 1. С. 103—108.
- Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты наблюдений // Космічна наука і технологія. — 2007. — 13, № 6. — С. 74—86.
- 9. *Бурмака В. П., Черногор Л. Ф.* Волновые возмущения в ионосфере в период весеннего равноденствия 2006 г. // Космічна наука і технологія. 2008. 14, № 4. С. 82—91.
- Гармаш К. П., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф. и др. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высокоэнергичными источниками. Часть 1 //Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. — 1999. — № 7. — С. 3—15.

- Гоков А. М., Черногор Л. Ф. Результаты наблюдений процессов в нижней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. // Радиофизика и радиоастрономия. — 2000. — 5, №4. — С. 348—360.
- 12. *Госсард Э., Хук У.* Волны в атмосфере. М., Мир, 1978.
- 13. Григоренко Е. И., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в ионосфере и атмосфере, вызванные солнечным затмением 29 марта 2006 г. // Геомагнетизм и аэрономия. — 2008. — **48**, № 3. — С. 350—364.
- 14. *Григорьев Г. И.* Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. — 1999. — **42**, № 1. — С. 3 — 25.
- 15. Каримов Р. Р., Козлов В. И., Муллаяров В. А. Особенности вариаций характеристик ОНЧ-сигналов при прохождении лунной тени по трассе в период солнечного затмения 29 марта 2006 г. // Геомагнетизм и аэрономия. — 2008. — **48**, № 2. — С. 250—254.
- 16. Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Результаты наблюдения процессов в средней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. // Радиофизика и радиоастрономия. — 2000. — 5, № 4. — С. 361—370.
- 17. Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 2. Результаты расчетов и обсуждение // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 1. — С. 57—64.
- Мусатенко С. И., Максименко О. И., Мусатенко Ю. С. и др. Возмущения в ионосфере и атмосфере, вызванные солнечным затмением 11 августа 1999 г. // Геомагнетизм и аэрономия. — 2006. — 46, № 1. — С. 78—87.
- 19. *Панасенко С. В., Черногор Л. Ф.* Выявление волновых возмущений в мезосфере с помощью СЧ-ВЧ-радара // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. **46**, № 4. С. 525—535.
- 20. *Черногор Л. Ф.* Эффект самовоздействия мощных радиоимпульсов в нижней ионосфере // Геофиз. журнал. — 1984. — **6**, № 3. — С. 37—45.
- 21. *Черногор Л. Ф.* Высыпание электронов из магнитосферы, стимулированное затмением Солнца // Радиофизика и радиоастрономия. — 2000. — **5**, № 4. — С. 371—375.
- 22. Черногор Л. Ф. «Земля атмосфера ионосфера магнитосфера» как открытая динамическая нелинейная физическая система (часть 1) // Нелинейный мир. — 2006. — 4, № 12. — С. 655—697.
- Черногор Л. Ф. «Земля атмосфера ионосфера магнитосфера» как открытая динамическая нелинейная физическая система (часть 2) // Нелинейный мир. — 2007. — 5, № 4. — С. 198—231.
- 24. *Черногор Л. Ф.* Современные методы спектрального анализа квазипериодических и волновых процессов в ионосфере: особенности и результаты эксперимен-

тов // Геомагнетизм и аэрономия. — 2008. — **48**, № 5. — С. 681—702.

- Черногор Л. Ф. Эффекты солнечных затмений в приземной атмосфере // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. — 2008. — 44, № 4. — С. 467—482.
- 26. Chernogor L. F., Rozumenko V. T. Earth atmosphere geospace as an open nonlinear dynamical system // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2008. – 13, № 2. – P. 120–137.
- Davies K. Ionospheric radio. London, Peter Peregrinus Ltd., 1990.
- Ishinose T., Ogawa T. Internal gravity waves deduced from HF Doppler data during the April 19, 1958, solar eclipse // J. Geophys. Res. – 1976. – 8, N 13. – P. 2401–2404.
- Kane J. A. D-region electron density measurements during the solar eclipse of May 20, 1966 // Planet. Space Sci. - 1969. - 17, № 4. - P. 609-616.
- MacPherson B., Gonzalez S. A., Silzer M. P., et al. Measurements of the topside ionosphere over Arecibo during the total solar eclipse of February 26, 1998 // J. Geophys. Res. – 1998. – 105, N A10. – P. 23.055– 23.068.

 Zalyubovsky I., Chernogor L., Rozumenko V. The Earth – atmosphere – geospace system: Main properties, processes and phenomena // Space Research in Ukraine. 2006–2008. The Report Prepared by the Space Research Institute of NASU-NSAU. – Kyiv, 2008. – P. 19–29.

Надійшла до редакції 10.10.09

S. V. Panasenko, L. F. Chernogor

VARIATIONS OF MF RADIO NOISE OVER KHARKIV REGION DURING THE SOLAR ECLIPSE ON 1 AUGUST 2008

We analyzed some variations in MF radio noise intensities as well as in the parameters of wave disturbances during the period when the solar eclipse (SE) occurred and during daytime periods without a SE. A factor of up to four decrease in the radio noise intensity observed during the SE was probably caused by global-scale magnetospheric electron precipitation induced by the SE. Our estimates of precipitating particle flux parameters are presented. The amplification of wave disturbances with periods from 8 to 50-55 minutes and relative amplitudes from 0.02 to 0.04 is shown to take place during the SE.

УДК 52-13(083.8)

А. Е. Вольвач

Науково-дослідний інститут «Кримська астрофізична обсерваторія», Научний, Крим

КАТАЛОГ ИСТОЧНИКОВ ДЛЯ ПОЛЕТНОЙ ПРОГРАММЫ «РАДИОАСТРОН»

Проведено спостереження вибірки джерел попереднього каталогу «РадіоАстрон» на частотах 22.2 ГГц і 36.8 ГГц за допомогою радіотелескопа PT-22 НДІ «КрАО». Отриманий розподіл спектральних індексів джерел між зазначеними частотами характеризується більшим значенням дисперсії, ніж у каталозі WMAP для частот 23 і 33 ГГц, що обумовлено вихідними параметрами вибірки джерел каталогу «РадіоАстрон». На основі даних оглядів поблизу частоти 22 ГГц побудовано залежність $lg(10\Delta N/\Delta N_0) - lgS$ до рівнів потоків 0.1 Ян, де вже спостерігається космологічне зменшення щільності джерел відносно нееволюціонуючого евклідового Всесвіту. Розглянуто приклади змінності індивідуальних джерел у рамках прояву спалахової активності.

введение

Поисковые обзоры радиоисточников являются первоисточниками информации, на основе которой осуществляются дальнейшие исследования астрофизических объектов, излучающих в радиодиапазоне.

Первые дециметровые поисковые обзоры принесли важную информацию о спектральных характеристиках радиоисточников, когда были обнаружены объекты, имеющие максимумы спектральной плотности излучения в дециметровом диапазоне длин волн. Стало ясно, что могут существовать радиоисточники, основная часть излучения которых может быть сосредоточена на сантиметровых длинах волн. Такие источники должны содержать компактные образования и обеспечивать высокое энерговыделение в сравнении с объектами, обнаруженными на метровых длинах волн [36].

В это же время было сделано открытие явления переменности потока излучения радиоисточников по наблюдениям на дециметровых длинах волн источника СТА 102 [30]. Открытие переменности в радиодиапазоне значительно повысило информативность астрофизических исследований и стимулировало проведение поисковых обзоров неба на сантиметровых длинах волн. Активность объектов на сантиметровых длинах волн связана с физическими процессами, происходящими в их центральных областях. Там наблюдаются процессы выделения гигантского количества энергии, приводящие к тому, что эти объекты видны с космологических расстояний в тысячи мегапарсек. Изучение физических процессов энерговыделения астрофизических объектов представляет фундаментальную научную задачу.

К 1968 г. был подведен итог открытиям, приведшим к классификации разных типов источников: радиогалактик, нормальных галактик, квазаров (QSO), сейфертовских и компактных галактик, объектов нашей Галактики. Исследование спектральных характеристик радиоисточников базовых обзоров 4C, PKS, MSH в широком диапазоне частот от 38 до 2700 МГц было выполнено в работе [36]. Вывод состоял в том, что средние спектральные индексы α_{ср} на фиксированных частотах не зависят от потока. Виден слабый систематический ход значения $lpha_{cn}$ от частоты (от 0.8 на низких частотах до 0.7 — на высоких). На основе оптических отождествлений радиоисточников 4С-списка было установлено относительное число квазаров и радиогалактик в общем ансамбле источников обзора: 10 и 25 % соответственно [18, 19].

Исследования этих популяций на частотах выше 1000 МГц выявили различия их спектраль-

[©] А. Е. ВОЛЬВАЧ, 2009

ных характеристик [29]. Было найдено, что спектры радиогалактик становились круче на высоких частотах, тогда как спектральные характеристики квазаров не изменялись вплоть до 5 ГГц, либо имелся избыток излучения в этом диапазоне длин волн.

В процессе изучения структуры центральных областей радиоисточников было установлено, что большинство QSO на сантиметровых длинах волн действительно являются компактными объектами (<1"). Причем QSO с «плоскими» спектрами имеют тенденцию быть более компактными по сравнению с теми, которые имеют нормальные спектральные индексы [15]. Для радиогалактик была получена другая зависимость: наиболее яркие представители имели в среднем большие угловые размеры [16].

Тем не менее, по ряду важных астрофизических характеристик не было обнаружено никакой зависимости. Не установлено связи между структурой и красным смещением ни у квазаров, ни у радиогалактик. Не выявлено связующих характеристик между параметрами пространственно-яркостного распределения и другими наблюдательными данными для категории неотождествленных радиоисточников, составляющих заметную часть исходных каталожных списков. Исследования структуры показывали сложное строение объектов, состоящих из многих компонентов различной компактности [15].

Статистические исследования радиоисточников поисковых обзоров являются важной составной частью наблюдательной астрофизики. Сантиметровый диапазон длин волн имеет преимущества перед другими длинами волн, избавляя от необходимости поправок за искажение излучения, проходящего через среду Галактики. Тем не менее, основные работы, связанные с космологическими приложениями, были сделаны на основе анализов данных низкочастотных радиообзоров [23, 27], по данным которых и был впервые сделан вывод о том, что они находятся в противоречии с предположением о неэволюционирующей Вселенной. Статистика радиоисточников метровых обзоров указывала на значительные эволюционные изменения, происходящие во Вселенной в процессе ее расширения.

Подсчеты радиоисточников интенсивно используются для исследования истории Вселенной. Есть различия во взглядах на интерпретацию зависимости $\lg(10\Delta N/\Delta N_0) - \lg S$, обусловленные использованием различных космологических моделей. В интерпретации статистической зависимости подсчетов источников необходимо одновременно учитывать все основные параметры Вселенной: ее геометрию, пространственное распределение радиоисточников различных классов, изменение функций светимости объектов с космологической эпохой, процесс расширения Вселенной. Для этого в первую очередь необходимо иметь информацию по статистическим подсчетам $lg(10\Delta N/\Delta N_0) - lgS$ на разных частотах, которые необходимо дополнить зависимостями спектральных индексов от потоков, распределением спектральных индексов. При анализе используется также информация о функции светимостей для различных типов объектов, зависимость угловых размеров радиоисточников от красного смещения, анализ фонового излучения, обусловленного дискретными источниками. Этот далеко не полный перечень необходимых экспериментальных исследований характеризует всю сложность проблемы изучения геометрических и эволюционных характеристик Вселенной, а также то, почему эти вопросы до настоящего времени далеки от полного решения. В ряду перечисленных задач получение зависимости $\lg(10\Delta N/\Delta N_{o}) - \lg S$ по важности занимает одно из первых мест.

Подсчеты сильных источников (только такие и были в первых коротковолновых обзорах) оказались фактически непригодными для космологических выводов. Дело в том, что на сантиметровых длинах волн для сильных объектов с плотностью потока до 80-100 мЯн есть две популяции радиоисточников: объекты с «плоскими» спектрами (квазары) и источники с нормальными спектральными характеристиками (радиогалактики). Вклад этих популяций до указанных потоков оказался таким, что lg($10\Delta N/\Delta N_0$) — lgS в этом диапазоне потоков «имитирует» модель неэволюционирующей эвклидовой Вселенной. И лишь на более низких уровнях потоков наблюдается космологический загиб кривой подсчетов источников. Распределение спектральных индексов обладает большим значением дисперсии, чем на более низких частотах [7].

В первом поисковом обзоре неба на длине волны 3.5 см (РТ-22 НИИ «КрАО») удалось обнаружить ряд новых источников, входящих в категорию активных ядер галактик (АЯГ), например S0528+134, являющийся одним из самых мощных излучателей во Вселенной [9]. Пионерский поисковый обзор, выполненный с помощью РТ-22 КрАО [10], дал старт серии обзоров, позднее выполненных на радиотелескопе РАТАН-600 [1, 2]. Они стали крупнейшими в мире сантиметровыми обзорами неба на момент их публикации. Лишь спустя 6 лет появились известные обзоры, выполненные в NRAO (США) и являющиеся базовыми обзорами сантиметрового диапазона длин волн в наше время [21].

В сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн ярко выражена популяция источников, потоки излучения которых показывают значительные вариации в широком интервале масштабов времени. В то же время, несмотря на переменность потоков излучения, средние спектральные характеристики полной выборки источников сантиметровых обзоров (РАТАН-600) сохраняются во времени. Это относится к среднему спектральному индексу источников α_{cp} , доли объектов с различными спектральные ми индексами, зависимости спектрального индекса от потока [7, 11].

Выше частоты 5 ГГц поисковые обзоры неба, аналогичные обзору GB6, не проводились по причине значительных временны́х и аппаратурных трудностей. Поэтому на высоких частотах выполняются частные обзоры небольших площадок неба [32, 35] либо значительных областей, но до больших значений по потоку (обзор WMAP) [17].

Важной астрофизической задачей, требующей знания спектральных характеристик радиоисточников, является наземно-космический проект «РадиоАстрон», реализация которого намечена на 2009—2015 гг. Основная составляющая полетной программы «РадиоАстрон» включает в себя исследование АЯГ, имеющих плоские и растущие в сторону более коротких миллиметровых длин волн потоки излучения. Для полетной программы необходимо создать каталог источников до уровней потока 0.1–0.2 Ян.

Для получения необходимых данных о спектральном поведении источников на миллиметровых длинах волн мы воспользовались каталогами источников дециметровых и сантиметровых длин волн и получили экстраполированные на миллиметровые волны спектральные характеристики объектов. Другими словами, был составлен предварительный каталог источников для полетной программы, предположительно имеющих избытки в спектральной плотности потока в коротковолновой части сантиметрового диапазона длин волн и на миллиметровых волнах [4].

Программой ближайшего наземно-космического эксперимента «РадиоАстрон» предусматривается отведение значительного наблюдательного времени для исследования нестационарных внегалактических источников. Высокое разрешение наземно-космического интерферометра дает возможность исследовать предельно компактные области в АЯГ с высокой яркостной температурой.

Большинство АЯГ в своем излучении и структуре на миллисекундных масштабах обнаруживают переменность во всем электромагнитном спектре на масштабах времени от нескольких часов до нескольких лет, и на линейных шкалах от нескольких астрономических единиц до нескольких десятков парсек. В АЯГ с ярко выраженными релятивистскими джетами такая переменность может быть связана с наблюдаемой морфологией и кинематикой на внутренних масштабах порядка нескольких парсек [38]. Интерферометрические данные указывают на то, что компактные области излучения вкраплены в джет и двигаются со сверхсветовыми скоростями по винтовым траекториям. Излучение таких компонентов связывается с выбросами, наблюдаемыми в оптическом или гамма-диапазонах длин волн [37].

Все чаще стали связывать такие явления в АЯГ с наличием в центральных областях галактик систем из сверхмассивных черных дыр. Двойственная структура таких источников, на которую указывают данные наблюдений в оптическом, гамма- и радиодиапазонах, может свидетельствовать о наличии в центре АЯГ двойных сверхмассивных черных дыр с массами до 10¹⁰ масс Солнца [31]. Не исключено, что именно в двойственной структуре АЯГ заключается разгадка механизмов первичной генерации излучения этих объектов.

Наблюдение переменности излучения потока АЯГ на одиночных антеннах в широком диапазоне длин волн поставляет независимую от интерферометрических наблюдений и чрезвычайно важную информацию о структуре источников и динамике процессов, происходящих в них. Вспышечные явления в АЯГ становятся доступными для глобальных интерферометров лишь тогда, когда возмущение, распространяющееся по «джету», пройдет расстояние от его истока в многие доли парсека. Это может занять время от года и более.

Таким образом, построение реальной физической модели АЯГ представляет собой сложную задачу, требующую использования данных многочастотного мониторинга переменности потоков источников в сочетании с данными интерферометрических экспериментов. Но именно данные по многочастотному мониторингу на одиночных антеннах несут в себе важную информацию о внутренней структуре и динамике нестационарных источников.

Целью работы было получение данных по потокам радиоисточников из предварительного каталога «РадиоАстрон» на частотах миллиметрового диапазона длин волн 22 и 36 ГГц, исследование статистических характеристик наблюдавшегося списка радиоисточников и отбор кандидатов в полетную программу «РадиоАстрон». Результаты исследования первого и второго списков источников, выбранных из каталога «РадиоАстрон», были представлены нами ранее в работах [3, 5].

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Данные были получены с помощью 22-метрового радиотелескопа РТ-22 НИИ «КрАО» на частотах 22.2 и 36.8 ГГц с применением модуляционных радиометров с флуктуационной чувствительностью 0.04 К [12, 14]. Поглощение излучения в атмосфере Земли на каждой частоте учитывалось с использованием метода «разрезов атмосферы» — фиксацией антенных температур при определенных углах места антенны и дальнейшей обработкой этих данных с нахождением коэффициента пропускания атмосферы.

Для исключения ошибок наведения телескопа на источник его положение уточнялось сканированием диаграммой направленности радиотелескопа через источник последовательно по двум координатам — прямому восхождению и склонению. Антенная температура от объекта измерялась при последовательном наведении двух рупоров на источник (режим ON–ON) [6]. Затем определялись усредненные за интервалы времени 30 с значения антенных температур. Измеренные температуры, с учетом поглощения в атмосфере, пересчитывались в плотности потоков по данным потоков калибровочных источников 2037+421, 1228+126, 2105+420 [12].

Процедура предварительной обработки наблюдательных данных выполнялась в режиме реального времени, что позволяло оперативно вносить коррекции в наблюдательную программу, которая была подготовлена в пакетном режиме с возможностью внесения изменений в процессе выполнения наблюдений.

КАТАЛОГ РАДИОИСТОЧНИКОВ ПОЛЕТНОЙ ПРОГРАММЫ «РАДИОАСТРОН»

Проведены наблюдения более 50 % радиоисточников предварительного каталога «РадиоАстрон» в зоне положительных склонений (северное небо). В табл. 1 приведены значения потоков *S* источников и их ошибки dS на частотах 22.2 и 36.8 ГГц. Данные получены с интервалом времени, как правило, не превышающем один месяц.

От момента формирования предварительного каталога «РадиоАстрон» до настоящего времени появился каталог WMAP, который был получен в рамках одноименной космической миссии. Следует отметить, что в каталоге WMAP первого года наблюдений есть источник B0215+015, которого нет в списке трех последующих лет наб-

Таблица	<i>1.</i> Знач	ения пот	ОКОВ
и спектр	альные	индексы	источников

1 CHCKI	псктральные индексы источников						Номер		22.2	2 ГГц	36.8	З ГГц	
Номер	17	22.2	2 ГГц	36.8	ГГц		п/п	Источник	л Ян	dS Ян	S AH	dS Ян	$\alpha_{22.2-36.8}$
п/п	источник	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	u _{22.2-36.8}			2,7111	wo, 111	2,7111	140,111	
							50	0310+013	0.28	0.08	0.25	0.12	
1	0007+171	1.6	0.12	1.3	0.1	0.41	51	0316+162	0.3	0.09	0.28	0.09	
2	0022+390	0.18	0.09	0.29	0.22		52	0316+413	10.8	0.24	11.47	0.22	-0.12
3	0035+413	0.7	0.17	0.66	0.15	0.12	53	0319+121	0.59	0.14	0.54	0.12	0.18
4	0039+230	0.3	0.08	0.27	0.14		54	0336+019	1.66	0.12	1.55	0.15	0.14
5	0039+568	0.18	0.08	0.88	0.1	-3.14	55	0345+460	0.49	0.09	0.51	0.15	-0.08
6	0057+678	0.63	0.11	0.49	0.07	0.50	56	0359+511	2.35	0.13	—	—	
7	0059+581	0.75	0.12	1.5	0.17	-1.37	57	0406+121	0.61	0.12	0.63	0.12	-0.06
8	0102+480	0.24	0.08	0.42	0.08	-1.11	58	0407+510	2.55	0.08	—	—	
9	0106+013	0.92	0.11	2.02	0.23	-1.56	59	0409+229	0.34	0.09	0.3	0.11	
10	0106+130	0.79	0.1	1.32	0.15	-1.02	60	0418+532	0.79	0.1	0.87	0.14	-0.19
11	0108+388	0.13	0.09	0.1	0.07		61	0420-014	4.63	0.12	5.31	0.21	-0.27
12	0111+021	0.73	0.09	0.89	0.13	-0.39	62	0420+022	0.64	0.09	0.39	0.19	0.98
13	0114+074	_	_	_	_	0.07	63	0420+417	1.92	0.1	—	—	
14	0119+041	0.31	0.08	0.32	0.09	-0.06	64	0421+019	0.19	0.1	0.21	0.19	-0.20
15	0119+115	1.04	0.13	0.78	0.09	0.57	65	0422 + 004	1.49	0.14	2.02	0.25	-0.60
16	0119+247	0.4	0.07	1.32	0.25	-2.36	66	0428+205	0.75	0.11	0.63	0.06	0.34
17	0119+615	0.41	0.08	0.24	0.08		67	0430+052	2.42	0.1	6.89	0.36	-2.07
18	0123+257	0.6	0.1	0.3	0.11	0.05	68	0433+295	2.29	0.09	2.25	0.12	0.03
19	0133+476	3.04	0.31	3.11	0.32	-0.05	69	0436+503	0.71	0.09	0.23	0.12	
20	0137+012	0.35	0.13	0.33	0.12	0.07	70	0440+345	0.38	0.11	0.26	0.05	
21	0146+056	0.98	0.21	1.18	0.19	-0.37	71	0444+634	0.17	0.12	0.27	0.11	
22	0148+274	0.58	0.14	0.22	0.21	0.06	72	0457+024	0.39	0.12	0.4	0.12	-0.05
23	0149+218	0.94	0.13	0.97	0.2	-0.06	73	0459+060	0.41	0.11	0.43	0.1	-0.09
24	0153+744	0.13	0.11	0.1	0.09	0.00	74	0500+019	0.78	0.13	0.8	0.12	-0.05
25	0201+113	0.51	0.11	0.53	0.11	-0.08	75	0502+049	0.53	0.13	0.55	0.11	-0.07
26	0201+645	0.51	- 12	2.06	0.07	0.25	76	0510+373	0.32	0.11	0.27	0.06	0.34
27	0202 + 149	0.51	0.12	0.58	0.11	-0.25	77	0515+067	0.24	0.12	0.29	0.16	
28	0203+625	0.45	0.09	0.56	0.13	-0.43	78	0528+134	2.18	0.23	2.63	0.28	-0.37
29	0212 ± 735	1.04	0.14	1.05	0.12	-0.02	79	0528+342	0.38	0.12	0.41	0.14	
30 21	0214 ± 015	0.5	0.09	0.99	0.09	-2.30	80	0529+075	0.80	0.14	0.82	0.11	-0.05
22	0213 ± 013	1.32	0.21	1.03	0.10	0.49	81	0532+506	0.12	0.13	0.25	0.13	
32	0210 ± 008	0.21	0.09	0.55	0.13	0.22	82	0537+358	0.85	0.15	0.55	0.09	0.86
23 24	0210 ± 337 0221 ± 067	0.91	0.11	1.02	0.1	-0.25	83	0538+498	1.94	0.13	1.83	0.8	0.12
24 25	0221 ± 007	0.37	0.11	0.78	0.20	-0.02	84	0544+273	0.28	0.14	0.37	0.18	
33 26	0223 ± 341 0224 ± 671	0.24	0.09	0.20	0.15	-0.10	85	0546+726	_	_	_	_	
27	0224 + 071 0220 ± 121	1.22	0.09	1.21	0.00	0.10	86	0548+270	0.3	0.16	0.36	0.15	
20	0229 ± 131 0224 ± 285	1.55	0.11	1.21	0.08	0.19	87	0550+032	1.22	0.13	_	_	
30	0234 + 263 0235 ± 164	4.95	0.09	4.54	0.19	0.17	88	0552+398	2.38	0.11	2.27	0.12	0.09
39 40	0233 + 104 0227 ± 040	0.58	0.08	0.6	0.11	-0.20	89	0554+242	0.24	0.14	0.28	0.16	
40	0237 + 040	0.58	0.1	2.02	0.12	-0.07	90	0556+238	0.15	0.15	0.22	0.12	
42	0230 + 108	1.02	0.09	0.95	0.12	0.10	91	0602+405	0.54	0.13	0.6	0.11	-0.21
42 13	0237 + 100 0248 ± 430	0.30	0.12	0.39	0.14	0.14	92	0602+673	1.01	0.2	1.07	0.13	-0.11
44	0276 + 730 0256+075	0.39	0.11	0.30	0.1		93	0604+728	0.12	0.16	0.16	0.11	
45	0300+470	0.2	0.0	0.83	0.11	-0.17	94	0605+216	0.1	0.16	0.19	0.12	
46	0305+039	1 23	0.09	1.03	0.07	0.35	95	0609+607	0.24	0.12	0.23	0.1	
47	0306 + 102	0.87	0.08	0.97	0.11	-0.22	96	0611+138	_	_	_		
48	0307+444	0.4	0.07	0.37	0.13	0.22	97	0620+389	0.3	0.14	0.25	0.13	
49	0309+411	0.99	0.11	1.08	0.15	-0.17	98	0629+160	_	_	_	_	

Продолжение табл. 1

-0.08

23.97

0.56

	Продолжение табл. 1					табл. 1	р. 1 Продолжение та					табл. 1	
Номер	Источник	22.2	ГГц	36.8	В ГГц	α	Номер	Источник	22.2	ГГц	36.8	ГГц	α
п/п	источник	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	22.2-36.8	п/п	источник	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	22.2-36.8
99	0629+052	_	_	_	_		148	0952+179	0.35	0.11	0.37	0.09	-0.11
100	0633+734	0.91	0.12	0.81	0.06	0.23	149	0953+254	0.2	0.14	0.25	0.12	
101	0642+449	2.87	0.17	2.43	0.18	0.33	150	0954+556	0.88	0.16	0.78	0.09	0.24
102	0646+600	0.16	0.14	0.22	0.11		151	0954+658	1.00	0.17	1.01	0.15	-0.02
103	0650+371	_	_	_	_		152	0955+476	1.22	0.16	1.61	0.09	-0.55
104	0657+172	0.80	0.18	0.82	0.2	-0.05	153	1004+141	0.42	0.14	0.4	0.1	0.10
105	0707+476	0.57	0.17	0.59	0.11	-0.07	154	1005+066	0.38	0.12	0.4	0.11	-0.10
106	0710+439	0.43	0.16	0.4	0.09	0.14	155	1010 + 350	0.43	0.15	0.47	0.11	-0.18
107	0714+457	0.42	0.17	0.46	0.14	-0.18	156	1012+134	0.3	0.11	0.32	0.12	
108	0716+714	1.65	0.14	1.83	0.1	-0.20	157	1012 + 232	1.34	0.14	1.9	0.08	-0.69
109	0722+145	0.8	0.13	0.78	0.12	0.05	158	1013+054	_	_	_	_	0.09
110	0730 + 504	0.89	0.3	1.04	0.12	-0.31	159	1013 + 208	0.21	0.17	0.25	0.11	
111	0731 ± 050	0.1	0.16	0.23	0.13	0101	160	1022 + 194	0.61	0.16	0.55	0.12	0.20
112	0731 + 479	0.23	0.09	0.32	0.11		161	1030+415	1 46	0.13	1.67	0.11	-0.27
112	0735 + 178	1.09	0.15	0.92	0.12	0.34	162	1030 + 113 1031 + 567	0.28	0.17	0.35	0.12	0.27
114	0738 + 313	1.05	0.18	1 17	0.12	-0.02	163	1031 + 207 1033 + 223	0.23	0.15	0.21	0.12	
115	0742 + 103	1.10	0.10	1.17	0.15	0.11	164	1033 + 223 1038 + 064	0.25	0.13	1 42	0.19	-0.77
116	0743 + 744					0.11	165	1038 + 528	0.90	0.15	0.39	0.07	0.77
117	0745+241	0.71	0.18	0.78	0.11	_0.19	166	1030 + 320 1044 + 719	1.87	0.15	1.91	0.09	_0.04
118	0746+483	0.18	0.15	0.78	0.12	0.17	167	1049 + 215	0.87	0.14	0.59	0.16	0.04
110	0748+126	1.86	0.15	1 24	0.12	0.80	168	10+9+219 1055+018	4.26	0.14	5.05	0.10	_0.34
120	0740 + 120 0749 + 540	0.67	0.11	0.71	0.10	_0.11	169	1055 + 010 1055 + 201	0.73	0.17	0.23	0.37	0.54
120	0754 + 100	1 48	0.11	1 44	0.00	0.05	170	1053 + 201 1058 + 726	0.75	0.17	0.23	0.15	_0.05
121	0759 + 100 0759 + 183	0.36	0.11	0.41	0.09	0.05	170	1050 + 720 1059 + 282	0.42	0.10	0.45	0.14	_0.03
122	0737 + 103 0804 + 499	1.16	0.15	1 36	0.00	_0.31	171	1037 + 202 1101 + 384	0.77	0.12	0.35	0.12	_0.40
123	0808 ± 019	0.36	0.15	0.56	0.09	0.51	172	1101 + 304 1116 + 128	0.25	0.15	0.55	0.12	1.05
124	0800+017 0812+367	0.30	0.13	0.50	0.12	0.02	173	1110 + 120 1110 + 183	0.97	0.15	0.37	0.2	0.00
125	0812 + 307 0814 + 425	0.39	0.15	0.00	0.12	-0.02	174	1171 + 738	0.45	0.13	0.37	0.10	-0.07
120	0820 ± 560	0.37	0.11	0.41	0.12		175	1121 + 250 1123 + 264	0.07	0.15	0.57	0.15	_0.80
127	0820 + 300 0821 + 394	0.14	0.13	1 12	0.15	_0.26	170	1123 + 204 1127 + 145	3.8	0.17	4 1	0.15	_0.15
120	0821+334	1.89	0.15	1.12	0.15	_0.04	178	1127 + 145 1128 + 385	0.76	0.16	1 22	0.17	_0.15
120	0823 + 055 0824 + 355	0.23	0.10	0.22	0.07	-0.04	170	1120 + 505 1143 + 500	0.70	0.10	0.35	0.15	-0.18
130	0827 + 333	1.45	0.17	1.56	0.11	_0.14	180	1145 + 506 1146 + 506	0.32	0.07	0.55	0.11	-0.10
131	0820 ± 046	0.63	0.13	0.76	0.14	-0.14 -0.37	181	1140 + 370 1147 + 745	0.34	0.14	0.3	0.1	0.20
132	0820 + 040 0830 + 040	0.05	0.15	0.70	0.14	-0.57	182	1177 + 273 1155 + 169	0.42 0.47	0.13	0.38	0.14	0.20
134	0831 + 557	0.21	0.14	0.2	0.12		183	1155 + 109 1155 + 251	0.47	0.19	0.45	0.12	_0.18
135	0833+585	0.65	0.14	0.55	0.09	-0.53	184	1156+295	3.08	0.17	3 14	0.12	_0.00
135	0838 ± 133	1.28	0.15	1.0	0.09	-0.55	185	1150 + 200 1157 + 732	5.00	0.11	5.14	0.12	-0.04
130	0851 + 202	2.02	0.10	3.56	0.09	-0.78 -1.12	185	1137 + 732 1210 + 134	0.36	0.18	0.42	0.13	
138	0850+681	0.26	0.27	0.3	0.57	-1.12	187	1210 + 134 1215 + 303	0.30	0.18	0.42	0.15	_0.04
130	00059 + 001	2 38	0.10	2.5	0.15	0.10	188	1210 + 044	0.40	0.18	0.47	0.15	-0.04
140	0006 ± 430	0.56	0.27	0.06	0.5	1.07	180	1219 + 044 1222 ± 037	0.33	0.09	0.30	0.19	
140	0900 + 430 0013+012	0.50	0.1	0.90	0.07	-1.07	109	1222 + 037 1222 + 216	0.52	0.17	0.34	0.10	0.50
141	0913 + 012 0017 + 110	1.83	0.17	1.87	0.1	0.04	190	1222 + 210 1226 ± 023	17.86	0.12	18 24	0.17	-0.30
1/12	0017 + 479 0017 + 674	0.56	0.17	0.63	0.1	_0.04	107	1220 + 023 1226 ± 272	0 22	0.57	0.29	0.14	-0.04
143	0022 ± 005	0.50	0.17	0.05	0.00	0.23	192	1220 + 373 1236 ± 0.77	0.55	0.17	1.03	0.14	_1.04
144	0922 + 003 0023 + 202	7.04	0.11	58	0.00	0.00	195	1230 + 077 1240 ± 381	0.01	0.10	0.50	0.22	0.10
146	0925 + 392 0945 + 408	1.03	0.00	1 22	0.01	_0.35	105	1270 + 301 1252 ± 110	0.00	0.11	0.39	0.00	0.17
1 TU	001 1 010	1.05	0.10	1.40	0.15	0.55	175	1424 117	0.22	0.12	0.40	0.14	

1.61

0.08

0.05

196 1253+055 23.05 0.32

0.12

147 0951+699 1.65

				Прод	олжение	е табл. 1					Прод	олжение	табл. 1
Номер		22.2	ГГц	36.8	ГГц		Номер		22.2	ГГц	36.8	ГГц	
п/п	Источник	<i>S</i> . Ян	<i>dS</i> . Ян	<i>S</i> . Ян	<i>dS</i> , Ян	$\alpha_{22.2-36.8}$	п/п	Источник	<i>S</i> . Ян	<i>dS</i> , Ян	<i>S</i> . Ян	<i>dS</i> . Ян	$\alpha_{22.2-36.8}$
		,	,	,	,				,	,	,	,	
197	1257+145	0.22	0.12	0.3	0.12		246	1600+335	0.66	0.17	0.74	0.15	-0.23
198	1300+580	0.54	0.09	0.52	0.05	0.07	247	1606+106	0.94	0.14	0.98	0.11	-0.08
199	1307+121	0.75	0.12	0.72	0.09	0.08	248	1611+343	6.02	0.62	3.97	0.4	0.82
200	1308+326	1.83	0.19	2.26	0.28	-0.42	249	1614+051	0.36	0.11	0.3	0.11	
201	1308+327	0.34	0.13	0.34	0.09		250	1615+029	0.16	0.11	0.18	0.07	
202	1308+554	0.2	0.16	0.27	0.09		251	1616+063	0.16	0.1	0.19	0.11	
203	1317+019	0.38	0.12	0.42	0.06	-0.20	252	1624+416	0.6	0.12	0.66	0.12	-0.19
204	1324+224	1.21	0.14	1.12	0.15	0.15	253	1632+321	0.16	0.07	0.21	0.17	
205	1328+307	1.65	0.15	1.79	0.13	-0.16	254	1633+382	3.65	0.39	3.94	0.42	-0.15
206	1333+459	0.21	0.16	0.17	0.12		255	1635+035	0.27	0.12	0.28	0.13	
207	1333+589	—	—	—	—		256	1636+473	1.13	0.14	1.52	0.3	-0.59
208	1334+127	9.18	0.2	11.05	0.32	-0.37	257	1637+574	1.31	0.16	1.62	0.1	-0.42
209	1335+552	0.26	0.12	0.24	0.19		258	1638+124	0.12	0.1	0.18	0.15	
210	1354+195	1.57	0.21	1.85	0.25	-0.32	259	1638+398	0.74	0.08	0.71	0.12	0.08
211	1400 + 162	0.2	0.13	0.23	0.11		260	1641+399	8.41	0.13	8.57	0.18	-0.04
212	1402+044	0.24	0.14	0.32	0.09		261	1642+690	3.13	0.1	3.42	0.11	-0.18
213	1404+286	0.34	0.13	0.12	0.04		262	1648+015	0.28	0.15	0.75	0.15	-1.95
214	1413+135	0.5	0.12	0.56	0.12	-0.22	263	1652+398	1.64	0.18	1.34	0.17	0.40
215	1415+463	0.15	0.11	0.13	0.09		264	1655+077	1.92	0.23	1.31	0.21	0.76
216	1418+546	0.48	0.12	0.49	0.13	-0.04	265	1656+053	0.39	0.1	0.27	0.13	
217	1417+385	0.63	0.16	1.19	0.13	-1.26	266	1656+347	0.41	0.08	0.33	0.12	
218	1418+546	0.77	0.13	0.85	0.11	-0.20	267	1656+477	0.57	0.18	0.63	0.17	-0.20
219	1423+146	0.46	0.13	0.17	0.07		268	1656+482	1.04	0.18	0.85	0.18	0.40
220	1427+109	0.39	0.15	0.36	0.1		269	1656+571	0.61	0.16	0.86	0.09	-0.68
221	1432 + 200	0.2	0.07	0.3	0.08		270	1705+018	1.02	0.1	1.11	0.17	-0.17
222	1434+235	0.18	0.06	0.16	0.08		271	1714+219	0.34	0.08	0.38	0.06	-0.22
223	1438+385	0.41	0.12	0.51	0.07	-0.43	272	1716+006	0.32	0.15	0.31	0.13	
223	1442 + 101	0.25	0.11	0.24	0.17	0.15	273	1716+686	0.65	0.11	0.69	0.13	-0.12
225	1442 + 009	0.25	0.12	0.12	0.05		273	1717+178	0.82	0.08	0.88	0.06	-0.12
225	1444 + 175	0.85	0.12	0.12	0.05	1.09	275	1719+357	0.02	0.06	0.58	0.15	-1.67
220	1447 + 109	0.05	0.13	0.43	0.17	-0.09	276	1722 + 401	0.84	0.08	0.39	0.14	1.07
227	1456+044	0.39	0.1	0.15	0.09	-0.85	270	1722 + 101 1725 + 044	0.85	0.08	0.59	0.18	0.56
220	1502+036	0.55	0.11	0.0	0.02	0.05	278	1725 + 011 1725 + 123	0.03	0.13	0.01	0.15	0.50
230	1502 ± 050 1502 ± 106	0.55	0.09	0.51	0.10	_0.20	270	1726 + 455	0.98	0.13	1.58	0.19	_0.95
230	1502 + 100 1504 + 377	0.40	0.09	0.51	0.00	_0.09	280	1720 + 433 1730 + 031	0.21	0.14	0.22	0.15	0.95
231	1504 + 577 1510 ± 080	2 91	0.15	2 98	0.11	-0.05	200	1730 + 031 1730 + 130	4.05	0.10	4 29	0.17	_0.11
232	1510 + 000 1514 ± 004	13	0.15	1 34	0.15	-0.05	201	1730 + 150 1732 ± 0.04	0.25	0.22	0.28	0.17	-0.11
233	1514 + 004 1514 + 107	0.5	0.11	1.34	0.01	-0.00	282	1732 + 004 1732 + 380	1.37	0.11	1.55	0.00	_0.24
234	1573 ± 033	0.5	0.12	0.2	0.2	-1.97	285	1732 + 369 1734 + 063	0.87	0.13	0.64	0.13	0.61
235	1523 + 055 1522 ± 016	1.04	0.12	0.2	0.13		204	1734 + 003 1724 ± 508	0.87	0.13	0.04	0.13	0.01
230	1532 + 010 1525 ± 004	0.24	0.13	0.34	0.12		205	1734 + 500 1728 ± 476	0.33	0.14	0.32	0.11	0.00
231	1526-140	0.24	0.11	0.20	0.13		200 207	1/30 ⁺ 4/0	0.65	0.14	0.92	0.24	-0.09
238	1520-1449	0.10	0.09	0.19	0.18	0.51	20/	1741 020	0.03	0.1	0.27	0.14	0.11
239	1542 005	0.01	0.14	0.79	0.15	-0.31	288	1/41-038	1.24	0.15	0.85	0.10	0.11
240	1545+005	0.44	0.15	0.51	0.12	-0.29	289	1/43+1/3	0.14	0.1	0.22	0.04	0.20
241	1540+027	4.31	0.45	2.25	0.23	1.29	290	1/49+096	2.91	0.3	5.57	0.34	-0.29
242	1549+056	1.06	0.18	0.92	0.11	0.28	291	1/31+441	0.89	0.07	0.72	0.18	0.42
243	1548+056	2.66	0.32	2.04	0.22	0.53	292	1/30+237	0.39	0.11	0.45	0.11	-0.28
244	1551+130	0.78	0.14	0.55	0.14	0.69	293	1/38+388	0.96	0.11	1.03	0.24	-0.14
245	100+6661	0.9	0.13	0.22	0.09		294	1/38+666	0.96	0.16	1.32	0.18	-0.63

Окончание	табл.	1
-----------	-------	---

	Продолжение табл. 1					1Окончание				е табл. 1			
Номер	Источник	22.2	ГГц	36.8	ГГц	α	Номер	Momouruur	22.2	ГГц	36.8	ГГц	a
п/п	nero nink	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	22.2-36.8	п/п	источник	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	<i>S</i> , Ян	<i>dS</i> , Ян	CC _{22.2-36.8}
295	1800+440	0.86	0.15	1.03	0.24	-0.36	344	2144+092	0.36	0.11	0.4	0.12	-0.21
296	1801 + 010	0.48	0.14	0.25	0.09		345	2145+067	9.87	0.61	8.9	0.9	0.20
297	1807+698	1.91	0.26	1.37	0.25	0.66	346	2149+056	0.27	0.11	0.4	0.06	-0.78
298	1809+068	0.14	0.11	0.26	0.02		347	2149+069	0.76	0.08	0.8	0.11	-0.10
299	1821+107	0.47	0.11	0.54	0.11	-0.27	348	2149+385	0.34	0.12	0.31	0.05	0.18
300	1823+017	0.5	0.1	0.48	0.1	0.08	349	2150+173	0.74	0.13	0.78	0.05	-0.10
301	1823+568	2.78	0.28	1.1	0.18	1.83	350	2151+470	0.57	0.13	0.55	0.11	0.07
302	1830+139	0.35	0.12	0.13	0.09		351	2159+505	0.81	0.1	0.87	0.03	-0.14
303	1842+681	1.43	0.19	1.17	0.18	0.40	352	2200+420	5.54	0.57	6.62	0.69	-0.35
304	1848+283	0.71	0.14	0.87	0.19	-0.40	353	2201+171	1.22	0.15	1.29	0.14	-0.11
305	1849+005	0.92	0.13	0.52	0.12	1.13	354	2201+315	2.45	0.26	2.56	0.39	-0.09
306	1849+012	0.4	0.09	0.14	0.15		355	2209+236	1.68	0.2	1.22	0.11	0.63
307	1849+670	0.78	0.16	1.08	0.12	-0.64	356	2210+016	0.35	0.11	0.39	0.05	-0.21
308	1850+008	0.9	0.13	0.3	0.09		357	2214 + 350	0.39	0.12	0.2	0.19	0121
309	1904+070	0.23	0.13	0.24	0.11		358	2214+598	0.21	0.14	0.28	0.16	
310	1923+210	1.07	0.19	1.28	0.15	-0.35	359	2223+052	4 91	0.15	5 72	0.14	-0.30
311	1926+157	0.24	0.07	0.24	0.04		360	2223+210	0.84	0.14	0.76	0.18	0.20
312	1928+738	3.02	0.12	3.45	0.11	-0.26	361	2229+591	0.45	0.12	0.48	0.09	-0.13
313	1942+257	0.26	0.12	0.21	0.08		362	2229+693	0.62	0.1	0.69	0.11	-0.21
314	1945+276	0.17	0.15	0.18	0.13		363	2230+114	3.11	0.34	6.7	0.69	-1.52
315	1947+079	0.74	0.19	0.76	0.14	-0.05	364	2234+282	0.79	0.16	1 47	0.16	-1.23
316	1947+267	1.74	0.25	1.16	0.2	0.80	365	2239+096	0.31	0.11	0.26	0.1	1.25
317	1954+513	0.38	0.12	0.41	0.13	-0.15	366	2246+208	0.51	0.1	0.45	0.05	-0.23
318	1957+225	0.51	0.13	0.56	0.09	-0.19	367	2247 + 140	0.1	0.15	0.15	0.05	0.25
319	2000+472	0.21	0.1	0.37	0.24	-1.12	368	2247+596	1.06	0.17	0.73	0.15	0.74
320	2008+332	0.36	0.16	0.19	0.06		369	2251+134	0.6	0.14	0.84	0.14	-0.67
321	2010+723	0.68	0.11	0.96	0.08	-0.68	370	2251+158	7.61	0.79	15.76	0.44	-1.44
322	2021+317	0.55	0.16	0.35	0.13		371	2253+417	0.43	0.13	0.52	0.14	-0.38
323	2021+614	1.52	0.11	1.19	0.05	0.48	372	2255 + 117 2254 + 024	0.13	0.13	0.18	0.09	0.20
324	2022+542	0.27	0.14	0.22	0.07		373	2251 + 021 2254 + 074	0.49	0.13	0.39	0.09	0.45
325	2021+317	0.45	0.11	0.52	0.12	-0.29	374	2255+416	0.15	0.08	0.32	0.12	0.15
326	2023+335	1.2	0.18	1.5	0.25	-0.44	375	2255+110	0.21	0.12	0.31	0.12	
327	2029+121	0.45	0.14	0.36	0.13		376	2301+060	0.42	0.12	0.31	0.15	0.00
328	2030+547	0.63	0.11	0.69	0.14	-0.18	377	2301 + 500 2303 + 599	1 47	0.12	1.27	0.00	0.00
329	2032+107	0.75	0.09	0.96	0.15	-0.49	378	2308 + 341	0.52	0.14	0.48	0.10	0.16
330	2032+454	0.29	0.17	0.3	0.14		379	2300 + 541 2313 + 608	0.52	0.14	0.40	0.17	_0.10
331	2047+098	0.28	0.11	0.35	0.09		380	2313 + 000 2318 + 049	0.74	0.14	0.84	0.19	0.10
332	2050+364	0.59	0.1	0.32	0.12		381	2310 + 049 2310 + 272	0.02	0.14	0.89	0.00	0.11
333	2059+034	0.85	0.19	0.78	0.23	0.17	382	2310 + 272 2320 + 070	0.92	0.13	0.020	0.17	0.07
334	2107+353	0.78	0.11	1.11	0.19	-0.70	383	2320+077 2320+506	0.17	0.15	0.27	0.11	_0.70
335	2112+283	0.25	0.13	0.21	0.06	0170	384	2320 + 500 2325 ± 0.03	1 43	0.11	1.05	0.14	0.70
336	2112+203	0.68	0.15	0.62	0.17	0.18	385	2323+073 2328+107	0.95	0.23	1.05	0.15	-0.51
337	2113+293	0.22	0.14	0.21	0.11	0.10	386	2320 + 107 2330 ± 083	0.26	0.13	0.29	0.10	-0.51
338	2121+053	2.11	0.28	1.61	0.19	0.54	387	2330 + 003 2331 ± 072	1.23	0.12	1.1	0.00	0.22
339	2124+641	0.89	0.12	0.86	0.18	0.07	307	2331+072	0.23	0.15	0.33	0.14	_0.22
340	2128+048	0.45	0.13	0.22	0.12	0.07	280	2333 + 031 2337 ± 264	0.23	0.09	0.35	0.07	-0./1
341	2134 + 004	4.25	0.43	3.12	0.35	0.61	200	2337 + 204 2344 ± 002	1.05	0.11	0.38	0.19	0.24
342	2136+141	1.39	0.21	2.08	0.22	-0.80	201	2350+602	0.46	0.15	0.35	0.29	0.24
343	2141+175	0.99	0.1	1.39	0.07	-0.67	307	2350 + 602 2350 + 602	0.40	0.09	0.50	0.12	0.42
515		0.77	0.1	1.57	0.07	0.07	574	2007 - 0 4 0	0.17	0.11	0.22	0.01	

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

людений. В первый год наблюдений он имел потоки 1.6 и 3.4 Ян на частотах 23 и 33 ГГц соответственно. Спектральный индекс между указанными частотами $\alpha = -2.1$. Это указывает на то, что объект во время его регистрации мог находиться в стадии вспышки. В это время его поток мог возрасти в несколько раз по отношению к спокойному состоянию, когда уровень потока находился ощутимо ниже порога обнаружения обзора.

Подобный объект есть и в нашем в списке, это B0430+052, измеренные потоки которого на частотах 22.2 и 36.8 ГГц равны соответственно 2.4 и 6.9 Ян, а спектральный индекс тоже равен $\alpha = -2.07$. Мы зафиксировали вспышку в этом источнике, которая появилась сначала на частоте 36.8 ГГц. Очевидно, подобную вспышку обнаружил WMAP для источника B0212+015.

Отличие спектрального индекса от величины 2.5 (для оптически толстого источника) может объясняться тем, что в спокойной фазе у источников, связанными с активными ядрами галактик, есть некоторый уровень потока («подложка»). Величину этого потока необходимо учитывать при вычислении спектральных индексов вспышек. Для рассмотренного случая, чтобы объяснить отсутствие источника в списке WMAP трех лет наблюдений, необходимо предположить, что уровень «подложки» достаточно низок, и усредненное за три года значение потока при вспышке оказалось ниже порога выделения каталога WMAP. Предполагая значение потока «подложки» 0.4 Ян на частоте 33 ГГц, получим (даже с учетом ошибки определения потока), что уверенный уровень выделения источников каталога WMAP находится в диапазоне потоков порядка 1.5 Ян.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИНДЕКСОВ ИСТОЧНИКОВ

Каталог дискретных источников WMAP содержит информацию об объектах в пяти частотных каналах от 23 до 94 ГГц. В зависимости от частотного канала и времени интегрирования в каждом пикселе точность определения потоков составляет 0.04–0.5 Ян для источников с потоком 1 Ян. Тем не менее, статистическая ошибка определения среднего спектрального индекса мала и составляет около 0.01–0.02. Основные погрешности связаны с систематическими ошибками при определении потоков источников в разных спектральных каналах. Относительная погрешность в 3–4 % привязки шкал в двух соседних каналах (например 23 и 33 ГГц) приводит к искажению среднего спектрального индекса на величину 0.15. Кроме того, нужно учитывать, что обзор WMAP ограничен конфузией, связанной с угловыми флуктуациями реликтового фона. Поэтому увеличение времени накопления сигнала не приводит к снижению порога выделения источников.

Наши частотные каналы наблюдений источников каталога «РадиоАстрон» 22.2 и 36.8 ГГц близки к первым двум частотным каналам WMAP (23 и 33 ГГц). В дальнейшем мы будем проводить сравнение спектральных характеристик источников относительно спектральных данных, полученных между указанными частотами.

Распределение спектральных индексов каталога WMAP (являющегося составной частью каталога «РадиоАстрон») приведены на рис. 1, а. Спектральные индексы источников каталога WMAP получены между частотами 23 и 33 ГГц. На рис. 1, б приведено распределение спектральных индексов источников, выделенных при просмотре объектов каталога «РадиоАстрон». Спектральные индексы источников каталога WMAP получены между частотами 22.2 и 36.8 ГГц. Для источников WMAP спектральные индексы получены для 147 объектов. Для остальных отсутствовали данные на одной из частот — 23 или 33 ГГц. Нами были получены спектральные индексы для 252 источников, которые были уверенно выделены на двух частотах.

Было определено значение среднего спектрального индекса α источников северного неба в каталоге WMAP трех лет наблюдений. Источники, которые не имели данных в одном из двух указанных каналов в каталоге WMAP, не учитывались. Доля таких объектов была незначительной (менее 10 %). Среднее значение спектрального индекса $\alpha_{cp}^{WMAP} = 0.05$, если считать, что потоки источников $S \propto v^{-\alpha}$ (v — час-
тота наблюдений, $\alpha = [\lg(S_{33}/S_{23})] / [\lg(33/23)] - спектральный индекс).$

Спектральные индексы источников α , полученные нами по данным наблюдений на частотах 22.2 и 36.8 ГГц с помощью РТ-22, приведены в седьмой графе табл. 1. Среднее значение спектрального индекса между частотами 22.2 и 36.8 ГГц: $\alpha_{cp}^{PA} = -0.16$. Отличие средних значений спектральных индексов выборки каталога «РадиоАстрон» и каталога WMAP составляет величину 0.21, т. е. выборка источников предварительного каталога «РадиоАстрон» содержит источники, имеющие избытки плотности излучения на коротких длинах волн.

Полуширина распределений спектрального индекса источников равна $\Delta \alpha^{\text{WMAP}} = 0.8$. Аналогичное значение Δα для объектов каталога «РадиоАстрон» составляет $\Delta \alpha^{PA} = 1.2$, что в полтора раза больше. Смещение распределения спектральных индексов источников каталога «Радио-Астрон» в положительную сторону и увеличение ширины распределения указывает на то, что статистические свойства спектральных характеристик источников «РадиоАстрон» отличаются от свойств полной выборки обзора источников WMAP. На этапе составления предварительного каталога «РадиоАстрон» мы не включали источники, предположительно имеющие нормальные спектры вплоть до миллиметрового диапазона длин волн. Небольшая асимметрия в распределениях спектральных индексов источников может свидетельствовать о большой доли источников со спектральными индексами вблизи нулевых значений. Наличие объектов, имеющих почти нулевые значения спектральных индексов, является характерной чертой активных ядер галактик.

Интересно отметить, что относительная доля источников с инвертированными спектрами (отрицательные значения спектральных индексов) несколько меньше половины в каталоге WMAP, и наоборот, больше половины в выборке каталога «РадиоАстрон». Характер распределения спектральных индексов указывает на то, что доля квазаров и вообще АЯГ значительно возрастает по сравнению с их долей в сантиметровых обзорах неба [13].



Рис 1. Распределение количества N источников по значениям спектрального индекса α для каталога WMAP (*a*) и каталога «РадиоАстрон» (δ)

Наблюдениями выборки источников каталога «РадиоАстрон» и сравнением источников каталога «WMAP», входящих в каталог «РадиоАстрон», установлено, что значительная часть объектов — переменные источники. В то же время доля объектов, показывающих очень сильную переменность потока излучения, не превышает 5 %. На основании программы патрулирования переменных источников, которая проводится на PT-22 в течение нескольких последних десятилетий, нами был обнаружен ряд источников, потоки которых значительно изменились со времени предыдущих измерений. Были обнаружены источники, у которых потоки значительно уменьшились, и несколько объектов, находящихся в стадии вспышек, когда поток возрос в несколько раз. Примером может служить объект 2251+158, вспышка излучения которого наблюдается на частотах 36.8 и 22.2 ГГц [22]. Начало вспышки было зарегистрировано на частоте 36.8 ГГц. На частоте 22.2 ГГц вспышка еще не распространилась на эпоху наблюдений, что связано с механизмами излучения на разных частотах.

Детальные исследования поведения вспышечных явлений в зависимости от частоты дают очень ценный материал для изучения физической природы как самого источника, так и среды, через которую распространяется излучение. В составляющей переменности потока наблюдаются квазипериодические составляющие переменности потока, определяемые как кинематическими особенностями двойной черной дыры, находящейся в центральной области, так и физическими условиями в её газовом окружении.

В долговременной переменности источника есть составляющая изменения потока с характерным временным масштабом несколько лет на фоне значительного изменения уровня потока в течение более короткого периода времени. Не исключено, что квазипериодические изменения с указанными периодами могут инициироваться прецессионным и нутационным движениями в ядерной области объекта, приводящими к значительному выбросу излучающего вещества в магнитном поле источника. Возможно, что есть определенные фазы нутационного и прецессионного периодов, в которые происходит выброс вещества, накапливающегося в районах магнитных полюсов системы. Похоже, что прецессионные и нутационные явления в тесной двойной системе могут управлять уровнем активности в ядре.

Наряду с ситуацией, когда спектральные индексы по данным WMAP и PT-22 для одних и тех же источников согласуются между собой, есть случаи значительных различий индексов для одних и тех же источников. Так, например, источник B0430+052 находится в состоянии вспышки во время наблюдений на PT-22, в то время как в каталоге WMAP — это объект с практически неизменным потоком на частотах 23 и 33 ГГц. Такая же ситуация наблюдается и для источника B1116+128, который значительно увеличил свой поток в высокочастотном канале при наблюдениях на PT-22. Есть и противоположные примеры. Источник B2325+093 находился в активном состоянии во время наблюдений с WMAP. Возможным объяснением может быть то, что усреднение данных во время космической миссии производилось в течение значительного времени и вспышечные явления усреднялись в большей степени, чем при измерениях потоков источников на PT-22.

ПОДСЧЕТЫ ИСТОЧНИКОВ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОБЪЕКТОВ

В работе по данным наблюдений WMAP приведена статистическая зависимость подсчетов источников в зависимости от потока $lg(10\Delta N/\Delta N_0) - lgS$ [22]. Для каталога WMAP эта зависимость приведена для частоты 40.7 ГГц (частотная полоса *Q*). Статистика $lg(10\Delta N/\Delta N_0) - lgS$ дополнена данными из других обзоров небольших участков неба, выполненных на коротких длинах волн в диапазонах от 15 до 33 ГГц [20, 25, 26, 35].

Данные обзоров, выполненных на различных частотах и приведенные на одном графике трудны для понимания. Поэтому для построения статистической зависимости $\lg(10\Delta N/\Delta N_o) - \lg S$ вблизи частоты 22 ГГц (высокочастотный канал будущей космической миссии «РадиоАстрон») мы использовали данные двух обзоров, а именно WMAP в канале К (23 ГГц) и пилот-обзора АТ20 (20 ГГц). Последний обзор покрывал зону в диапазоне склонений от -60° до -70° и заведомо полон в отмеченной зоне до уровня потока 150 мЯн [4]. Каталог WMAP имеет полноту вблизи границы потоков около 1 Ян. Поэтому статистика $lg(10\Delta N/\Delta N_0) - lgS$ до уровня потоков 1 Ян строилась на основе данных WMAP, а ниже, до потоков в 0.15 Ян, — с использованием пилот-обзора АТ20. Площадь обзора WMAP в каталоге дискретных источников составляет около 9 ср. Для обзора АТ20 она составляет 0.46 ср. В табл. 2 приведена дифференциальная статистика $lg(10\Delta N/\Delta N_{o}) - lgS$, где указаны величины интервалов потоков, число источников в каждом интервале во всей зоне обзора и число источников для случая эвклидовой Вселенной.

На рис. 2 приведена дифференциальная статистическая зависимость $lg(10\Delta N/\Delta N_0) - lgS$, построенная относительно эвклидового распределения объектов в пространстве (закон распределения 3/2).

В интервале потоков S > 1 Ян зависимость $lg(10\Delta N/\Delta N_0)$ от lgS мало отличается от эвклидового распределения ($N/N_0 \sim 1$). Космологическое падение плотности источников начинается с потоков менее 1 Ян. На уровне 0.2 Ян плотность источников уменьшается вдвое по сравнению с эвклидовым распределением. Это совпадает с нашими данными, полученными в работе [5], где приведена зависимость $\lg(10\Delta N/\Delta N_0) - \lg S$ для частоты 22 ГГц, но заметно отличается от данных, полученных на частоте 4 ГГц, где космологический «загиб» распределения находится ниже уровня потока 0.1 Ян [7].

Полученные результаты можно объяснить в рамках двух основных популяций источников квазаров и радиогалактик. Поведения статистических зависимостей этих популяций объектов заметно отличаются друг от друга. В среднем от квазаров наблюдаются большие потоки. К тому же, их спектральные характеристики значительно отличаются от спектрального распределения излучения радиогалактик. Среди квазаров много объектов с плоскими и инвертированными спектрами. Популяция радиогалактик в основном включает в себя объекты с нормальными спектрами. Поэтому на высоких частотах относительная плотность радиогалактик существенно ниже плотности квазаров. Это особенно заметно для сильных источников. Действие указанных эффектов приводит к тому, что часть эвклидового участка $lg(10\Delta N/\Delta N_o) - lgS$, определяемого радиогалактиками, исчезает, и космологических «завал» кривой подсчетов источников начинается с больших потоков. Обзоры небольших участков неба на более высоких частотах — 31 ГГц [25] и 33 ГГц [20] подтверждают наши выводы, но отягощены большими статистическими ошибками.

По данным пилот-обзора АТ20 около 2/3 источников вблизи частоты 20 ГГц имеют инвертированные и нелинейные спектры, что исключает возможность корректно пересчитать статистические зависимости $\lg(10\Delta N/\Delta N_0) - \lg S$ с низких частот, где выполнены поисковые обзоры неба, на высокие частоты, где они отсутствуют.

Подобная проблема возникает и при учете вклада дискретных источников при проведении



1,2

1

0,8

0,6

ΔS , Ян	Ν	N_0	Площадь зоны обзора, ср
>10	6 ± 2.4	6.3	9
4-10	15 ± 3.9	18.7	9
2-4	49 ± 7	45.7	9
1-2	122 ± 11	104.3	9
0.3 - 1	47 ± 6.8	51	0.46
0.15-0.3	56 ± 7.5	111	0.46

фоновых исследований. Реальные ошибки таких экстраполяций ощутимо выше, чем было принято считать ранее. Все это указывает на то, что если мы хотим посчитать вклад дискретных источников в антенную температуру в каждом участке небесной сферы с заданными размерами, нам необходимо иметь данные поисковых обзоров на высоких частотах, где выполняются фоновые измерения. Уровни потоков, до которых необходимо проводить поисковые обзоры неба, определяются на основе статистической зависимости $\lg(10\Delta N/\Delta N_0) - \lg S$ и уровнем отклонения в распределении источников по небесной сфере от случайного распределения. Учитывая, что крупномасштабная структура источников видна уже на красных смещениях z = 5, на некотором угловом масштабе (порядка 1°) должны быть отклонения от пуассоновского распределения радиоисточников по небесной сфере. Подобные отклонения (4-5 %) были обнаруже-

. . . .

100

ны нами из анализа сантиметровых обзоров неба. Это приводит к тому, что уровни поисковых обзоров неба на частотах исследований реликтового фона необходимо снизить до 3–5 мЯн.

Источники WMAP являются объектами с большими потоками по сравнению с источниками поисковых обзоров на сантиметровых длинах волн. На уровне видимой звёздной величины m = 22 с оптическими объектами отождествлено около 98 % объектов WMAP [8]. Основной состав отождествленных источников — квазары, АЯГ и объекты типа BL Lac (~ 88 %). Остальная часть представлена галактиками (~ 12 %). Последнему значению можно поставить в соответствие источники со спектральными индексами $(\alpha > 0.3)$, что следует из анализа гистограмм распределений спектральных индексов (рис. 1). Незначительная доля источников (~ 5 %) с нормальными и крутыми спектрами ($\alpha > 0.7$) указывает на то, что среди сильных источников высокочастотных обзоров неба практически нет объектов с протяженными областями, в которых релятивистские электроны уже успели высветиться. Такие объекты уже прошли активную фазу, возможно закончившуюся слиянием сверхмассивных черных дыр в ядерной области галактики.

Существенную часть активных внегалактических источников каталога WMAP составляют объекты на космологических расстояниях, где эффекты, связанные с красным смещением, уже становятся существенными. Тем не менее, мы не наблюдаем космологического уменьшения плотности источников по сравнению с евклидовой моделью для объектов списка WMAP. Это можно объяснить тем, что космологический «завал» статистики $lg(10\Delta N/\Delta N_0) - lgS$ скомпенсирован эволюционными изменениями плотности.

Интересно сравнить количественный состав различных объектов, их оптические и радиохарактеристики, которые получены в обзоре АТ20 (частота 20 ГГц) до уровня потоков 100 мЯн [28]. В работе [5] найдена зависимость среднего спектрального индекса полных выборок источников (WMAP и AT20) от потока. Показано, что при изменении потока в 10 раз (с 1 до 0.1 Ян) доля источников с инвертированными спектрами уменьшается примерно в 1.4 раза. Это должно привести и к изменению процентного состава радиогалактик и объектов с активными ядрами. Анализ, проведенный в работе [28], указывает на то, что уровень отождествлений с оптическими объектами снизился до 85 %. Среди отождествленных источников 76 % составляют квазары, активные ядра и объекты типа BL Lac. Доля радиогалактик равна 20 %. Среди 15 % неотождествленных источников могут преобладать радиогалактики.

По спектральным радиохарактеристикам обзора AT20 можно отметить следующее. Доля радиоисточников с инвертированными спектрами составляет около 40 %, что хорошо согласуется с нашими расчетами (35 %), выполненными на основе экстраполяции спектральных характеристик с частот ниже 15 ГГц [5].

Несмотря на уменьшение уровня потока в 10 раз в обзоре AT20 по сравнению с WMAP, доля отождествленных источников (85 %) существенно выше, чем на сантиметровых длинах волн, где отождествляется не более 40 % источников полной выборки [34]. Среди отождествленных источников половина радиогалактик и половина AЯГ.

В заключение можно отметить, что статистические исследования изменений состава популяций и их спектральных характеристик с частотой указывают на то, что начиная с частот 15 ГГц и выше в обзорах превалируют квазары и связанные с ними объекты с активными галактическими ядрами. Имеется плавная зависимость среднего спектрального индекса от потока [5]. Процент отождествлений радиоисточников с оптическими объектами очень высок (более 85 %). Преобладает популяция удаленных источников с ярко выраженными космологическими эффектами, связанными с влиянием красного смещения и космологической эволюции.

ПЕРЕМЕННОСТЬ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ

Феномен переменности потока излучения является типичным для источников обзоров, выполненных на высоких частотах. По-видимому, все объекты, кроме небольшой части радиогалактик, являются в той или иной степени переменными источниками. Оценка доли переменных источников связана с чувствительностью наблюдений. Для выделения переменности на уровне 3–5% требуются постановка прецизионных наблюдений. Последнее исключает проведение массовых измерений источников [24, 28].

Переменность потока излучения источников не очень сильно зависит от частоты [28]. Это явилось в некотором смысле неожиданностью, так как предполагалось, что индекс переменности компактных радиоисточников должен увеличиваться с частотой. По данным пилот-обзора на частоте 20 ГГц доля источников с переменностью потока до 10 % на временном масштабе один год составляет около 60 %. Источников с переменностью потока от 10 до 20 % вдвое меньше. Доля сильно переменных источников (изменения потоков более чем 30 %) составляет 5 %. Это не противоречит сказанному в предыдущем абзаце, что на низких уровнях переменными могут быть все компактные объекты. В противном случае это трудно увязать с физической природой переменности потока излучения в этих объектах.

Похожие распределения спектральных индексов источников WMAP, полученные в разные эпохи (рис. 1), косвенным образом подтверждают сказанное ранее о переменности компактных источников на высоких частотах. Неизменность формы распределения и дисперсии подтверждает также тот факт, что спектральные характеристики, полученные на основе мгновенных спектров и спектров, полученных с разнесением по времени, практически одинаковы.

Тот факт, что уровень переменности потока слабо зависит от частоты, указывает на значительную долю кинематических эффектов в структуре переменности потока, когда переменность потока напрямую связана со структурой и динамикой двойных черных дыр в АЯГ. Так, в долговременной переменности потока излучения объекта АО 0235+164 на пяти частотах от 5 до 36 ГГц, несмотря на наличие очевидных задержек явлений переменности на разных частотах (см., например, развитие последней вспышки на частоте 36.8 ГГц в 2007 г.) [33], уровень переменности на разных частотах сильно не отличается друг от друга. Такой характер переменности потока излучения может указывать на то, что мы видим вспышки на фазе оптически тонкого источника, когда расширяющееся облако изменяет свои угловые размеры при наблюдениях на разных частотах.

В другом примере (источник 3С 454.3), кроме составляющей переменности, слабо зависящей от частоты, регистрируются вспышки, потоки от которых значительно разнятся от частоты к частоте [5]. В этих случаях мы можем наблюдать развитие вспышки на фазе оптически толстого источника (вблизи истоков джета), затем на этапе просветления — на большем расстоянии от черной дыры.

выводы

С использованием радиотелескопа РТ-22 НИИ «КрАО» на частотах 22.2 и 36.8 ГГц получены наблюдательные данные выборки источников из предварительного каталога «РадиоАстрон».

Полученный на PT-22 каталог радиоисточников содержит данные по потокам источников на указанных частотах и спектральные индексы между двумя частотами для 252 объектов северного неба. В нескольких источниках были зафиксированы вспышки, которые привели к резкому изменению потоков и спектральных индексов.

Распределения спектральных индексов источников в каталоге WMAP и в каталоге PT-22 характеризуются различием средних спектральных индексов и ширин распределений, что свидетельствует о наличии в каталоге «РадиоАстрон» большего количества объектов с плоскими и растущими спектрами.

Как и при наблюдениях с космического аппарата WMAP, полученный средний спектральный индекс полной выборки источников близок к нулевому значению, но сдвинут в сторону плоских и растущих спектров. Характер распределения спектральных индексов указывает на то, что основная часть объектов имеет плоские и инвертированные спектры.

Сравнение полученных данных с экстраполированными значениями с низких частот пока-

зывает совпадение усредненных характеристик выборки на фоне значительного отличия индивидуальных параметров для каждого источника. Это связано с тем, что около половины объектов на высоких частотах имеют искривленные спектры.

Поведение статистической зависимости $lg(10\Delta N/\Delta N_0) - lgS$ подтверждает вывод о том, что основную долю объектов высокочастотных обзоров на уровнях потоков 1 Ян и больше представляют квазары и связанные с ними АЯГ. Статистика оптических отождествлений полностью согласуется с указанным выводом.

- Амирханян В. Р., Горшков А. Г., Ларионов М. Г. и др. Зеленчукский многочастотный радиообзор // Сообщ. Спец. астрофиз. обсерватории. — 1985. — Вып. 46. — С. 59.
- 2. Амирханян В. Р., Горшков А. Г., Ларионов М. Г. и др. Каталог радиоисточников Зеленчукского обзора неба в диапазоне склонений 0° ± 14°″. М.: МГУ, 1989.
- Вольвач А. Е., Вольвач Л. Н., Кардашев Н. С., Ларионов М. Г. Исследование источников каталога WMAP // Астрон. журн. — 2008. — 85, № 6. — С. 483–497.
- Вольвач А. Е., Кардашев Н. С., Ларионов М. Г. Об исследовании компактных радиоисточников для программы «Радиоастрон» // Тр. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга. — 2004. — 75. — С. 184–185.
- 5. Вольвач А. Е., Кардашев Н. С., Ларионов М. Г. и др. Исследование статистических и спектральных характеристик радиоисточников каталога «Радиоастрон» в мм-диапазоне длин волн // Кинематика и физика небес. тел. — 2007. — 23, № 3. — С. 174–185.
- Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Обзор внегалактических радиоисточников на длине волны 1.35 см // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 1979. – 60. — С. 3–13.
- 7. Ларионов М. Г. Статистика радиоисточников Зеленчукского обзора. Новая популяция источников? // Письма в Астрон. журн. — 1996. — 22, № 6. — С. 434–438.
- 8. *Ларионов М. Г.* Распределение радиоисточников в эпоху формирования крупномасштабной структуры // Письма в Астрон. журн. 1998. **24**, № 1. С. 3–9.
- 9. Ларионов М. Г., Горшков А. Г., Попов М. В. Новый радиоисточник с пекулярным спектром // Астрон. циркуляр. 1970. № 590. С. 3–11.
- Ларионов М. Г., Горшков А. Г., Попов М. В., Моисеев И. Г. Быстрый обзор неба на частоте 8550 МГц // Астрон. циркуляр. — 1971. — № 665. — С. 1–9.

- Ларионов М. Г., Нестеров Н. С. Спектры и координаты трех источников из Зеленчукского обзора // Письма в Астрон. журн. — 1991. — 17. — С. 794—796.
- Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Калибровочные радиоисточники в миллиметровом диапазоне волн // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 1985. — 73. — С. 189—197.
- 13. Семенова Т. А., Бурсов Ю. Н., Парийский Ю. Н. Радиоспектры объектов RZF-каталога РАТАН-600 и популяционный анализ слабых радиоисточников // Астрон. журн. — 2007. — **84**, № 4. — С. 291–297.
- Струков И. А., Скулачев Д. П. Исследование анизотропии фонового излучения с борта ИСЗ. Эксперимент «Реликт» // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Астрономия. 1986. 31. С. 37–72.
- Bash F. N. Brightness distributions of radio sources at 2695 MHz // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1968. – 16. – P. 373–404.
- Bash F. N. Brightness distributions of radio sources at 2695 MHz. – 1968. – PhD.
- Bennett C., Hill R. S., Hinshaw G., et al. First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Foreground emission // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2003. – 148. – P. 97–117.
- Bolton J., Ekers J. Identifications of strong extragalactic radio sources in the declination zone 0° to -20° // Austral. J. Phys. - 1966. - 19. - P. 713-727.
- Clark D.H., Crawford D.F. A catalogue of small-diameter radio sources close to the galactic plane // Austral. J. Phys. – 1974. – 27. – P. 713–727.
- Cleary K.A., Taylor A.C., Waldram E. et al. Source subtraction for the extended Very Small Array and 33-GHz source count estimates // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2005. – 360, N 1. – P. 340–353.
- Gregory P. C., Scott W. K., Douglas K., Condon J. J. // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1996. – 103. – P. 427–432.
- Hinshaw G., Nolta M. R., Bennett C. L., et al. Threeyear Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Temperature analysis // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2007. - 170, N 2. - P. 288-334.
- Kenderdine S., Ryle M., Pooley G.G. Some observations of weak radio sources with the Cambridge one-mile telescope // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. — 1966. — 134. — P. 189–210.
- Lawrence C. R., Bennett C. L., Hewitt J. N., et al. 5 GHz radio structure and optical identifications of sources from the MG survey. II. Maps and finding charts // Astrophys. J. Suppl. Ser. –1986. – 61. – P. 105–157.
- 25. Mason B. S., Pearson T. J., Readhead A. C., et al. The Anisotropy of the microwave background to I = 3500: Deep field observations with the cosmic background imager // Astrophys. J. -2003. -591. P. 540-555.
- 26. Ricci R., Sadler E. M., Ekers R. D., et al. First results from the Australia Telescope Compact Array 18-GHz pilot sur-

vey // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. — 2004. — **354**. — P. 305–320.

- Ryle M., Neville A. C. A radio survey of the North polar region with a 4.5 minute of arc pencil-beam system // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. — 1962. — 125. — P. 39–56.
- Sadler E. M., Ricci R., Ekers R. D., et al. The properties of extragalactic radio sources selected at 20 GHz // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2006. – 371, N 2. – P. 898– 914.
- Shimmins A., Day G. A. The Parkes catalogue of radio sources. Declination zone +20° to +27° // Austral. J. Phys. – 1968. – 21. – P. 377–403.
- Sholomitskii G. B. Variability of the radio source CTA 102 // Inform. Bull. Variable Stars. – 1965. – 83. – P. 1–2.
- Sillanpaa A., Takalo L. O., Pursimo T., et al. Confirmation of the 12-year optical outburst cycle in blazar OJ 287 // Astron. and Astrophys. – 1996. – 305. – P. L17–L20.
- Taylor A. C., Grainge K., Jones K., et al. The radio source counts at 15 GHz and their implications for cm-wave CMB imaging // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2001. – 327, N 1. – P. L1–L4.
- Tingay S. J., Launcey D. L., King E. A., et al. ATCA Monitoring observations of 202 compact radio sources in support of the VSOP AGN survey // Publ. Astron. Soc. Jap. – 2003. – 55. – P. 351–384.
- Trushkin S. A. Radio spectra of the WMAP catalog sources // Bull. Special Astrophys. Observatory. – 2003. – 55. – P. 90–132.
- Waldram E. M., Pooly G. G., Keith J. B., et al. 9C: A survey of radio sources at 15 GHz with the Ryle telescope // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2003. – 342. – P. 915– 925.

- Williams P., Collins R., Caswell I., Holden D. The radio spectra of sources in the fourth Cambridge catalogue // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1968. – 139. – P. 289– 311.
- Zensus J. A., Krichbaum T. P., Lobanov A. P. Morphology of high-luminosity compact radio sources // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1995. – 92, N 25. – P. 11348–11355.
- Zensus J. A., Ros E., Kellermann K. I., et al. Sub-milliarcsecond imaging of quasars and active galactic nuclei. II. Additional sources // Astron. J. – 2002. – 124, N 2. – P. 662–674.

Надійшла до редакції 13.04.09

A. E. Volvach

THE CATALOGUE OF SOURCES FOR THE FLIGHT PROGRAM «RADIOASTRON»

Observations of a sample of sources from the preliminary «Radioastron» catalogue were performed at 22.2 and 36.8 GHz with the RT-22 radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory. We determined the distribution of the source spectral indices between these frequencies. The distribution has a greater dispersion than in the WMAP catalogue for frequencies 23 and 33 GHz due to input parameters of the sample of the sources of the «Radioastron» catalogue. We plotted the log($10\Delta N/N_0$) — log*S* dependence down to flux levels of about 0.1 Jy using the survey data for near 22 GHz where some reduction in the density of cosmological sources in relation to not evolving Euclidean universe is observed. The variability of individual sources in connection with flare activity is considered.

УДК 553.98:528.85+681.785.235

А. И. Архипов¹, А. В. Кузнецова², О. В. Сенько³, С. А. Станкевич¹, О. В. Титаренко¹

 ¹ Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, Київ
 ² Інститут біохімічної фізики ім. Н. М. Емануеля РАН

³ Обчислювальний центр ім. А. А. Дородніцина РАН

РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО ВЫЯВЛЕНИЯ ГРАНИЦ ЗАЛЕЖЕЙ УГЛЕВОДОРОДОВ НА СУШЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОСПЕКТРАЛЬНЫХ КОСМОСНИМКОВ И ДАННЫХ ПОЛЕВОГО СПЕКТРОМЕТРИРОВАНИЯ

Розглянуто можливості виявлення меж контурів нафтогазоносності за матеріалами багатоспектральної космічної зйомки, геолого-геофізичними даними та результатами польового спектрометрування рослинності з використанням сучасних методів розпізнавання.

Разработка новых методик и технологий для решения различных нефтегазопоисковых задач с использованием материалов дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) в комплексе с геолого-геофизическими данными и данными наземного спектрометрирования относится к приоритетным направлениям развития науки и практики.

Основными геологическими задачами, которые решались до недавнего времени в этом направлении, были: изучение разрывных нарушений, блоковых полей, оценка их неотектонической активности, выявление локальных неотектонических аномалий, с которыми связаны нефтегазоперспективные объекты разных морфогенетических типов [3]. Непрерывный процесс теоретического и технического усовершенствования дистанционных методов позволяет сегодня переходить к решению более сложных задач — разработке и усовершенствованию приёмов и методов прямого поиска промышленных скоплений углеводородов.

Важным преимуществом таких подходов является ориентация на количественную оценку изменений оптических характеристик растительного покрова над залежами углеводородов, что в значительной степени позволяет исключить субъективный фактор на разных этапах исследований, а также использовать возможности современных компьютерных технологий и эффективного математического аппарата.

Использование методов дистанционного зондирования для решения нефтегазопоисковых задач базируется на положении о корреляции между воздействием совокупности факторов окружающей среды над залежами углеводородов и реакцией на него растительного покрова, что отвечает принципу единства живых организмов и окружающей среды [5]. В настоящей статье предлагается использовать данные наземного спектрометрирования для уточнения границ известных залежей углеводородов. Такого рода исследования позволяют повысить экономическую эффективность и оперативность при решении нефтегазопоисковых задач на суше на стадии введения исследуемых площадей в эксплуатационное бурение [2]. Однако для корректной реализации данной методики требуются следующие подготовительные работы:

• сбор и анализ априорной информации в т. ч. геолого-геофизических, геохимических, структурно-геоморфометрических и других данных, которые используются для совместного

[©] А. И. АРХИПОВ, А. В. КУЗНЕЦОВА, О. В. СЕНЬКО,

С. А. СТАНКЕВИЧ, О. В. ТИТАРЕНКО, 2009

анализа с результатами дистанционных исследований;

• сегментация многоспектральных дистанционных изображений высокого или среднего разрешения («Ikonos/MSI», «Landsat/ETM+», EOS/ASTER, IRS/LISS, «Океан-О/МСУ-Э» и др.), позволяющая выделить однородные участки местности, в пределах которых влияние факторов, не связанных с залежью углеводородов, на спектральные характеристики растительного покрова сведено к минимуму [6];

• пересегментация снимков на основе интеграции дистанционных, геофизических, геохимических и структурно-геоморфометрических данных на едином регуляризованном геопространственном растре (рис. 1) [7].

Пересегментация позволяет выделить однородные участки местности таким образом, чтобы в пределах обозначенных сегментов находились однородные фации растительности в однородных геолого-геофизических и геохимических условиях. Внутри выделенных сегментов для исследования выбираются маршруты, пересекающие границы предполагаемого нефтегазоносного участка.

Вдоль этих маршрутов проводятся наземные заверочные работы, основным содержанием которых является спектрометрирование образцов однородной (по видовому составу, возрасту и фитометрическим показателям) растительности и образцов грунта с использованием полевых спектрометров высокого спектрального разрешения (рис. 2) [8].

Так как маршрут, пересекающий контур нефтегазоперспективного участка, непрерывный, то между спектрограммами растительности над залежью и фоновым участком должен наблюдаться статистически ощутимый переход. Граница контура нефтегазоперспективности определяется путём последовательного оценивания спектрограмм во всех точках наблюдения и отнесения их к нефтегазоперспективному либо



Рис. 1. Результаты интеграции дистанционных, геолого-геофизических и структурно-морфометрических данных: a — исходный космический снимок «Landsat/ETM+» (10.10.2007, пространственное разрешение 30 м); b — данные высот рельефа ASTER GDEM (пространственное разрешение 30 м); b — карта эрозионных проявлений; e — структурная карта по продуктивному горизонту B-26; d — структурная карта по продуктивному горизонту B-17; e — результирующая карта после интеграции данных

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6



Рис. 2. Пример спектрограмм растительности на продуктивном (*1*) и непродуктивном (*2*) участках



- Точки где проводилось спектрометрирование
- Линеаменты
- ППП Зоны линеаментов
- жжже Разломы по данным сейсмических работ
- *** Разломы по данным бурения
- 🕴 Продуктивные скважины
- X Непродуктивные скважины
- **222** Восточнорогинцевское месторождение

Рис. 3. Схема маршрута полевого спектрометрирования растительности

фоновому классу. Таким образом определяется точка перехода, соответствующая пересечению маршрутом границы залежи. Совокупность полученных точек перехода по всем маршрутам и даёт уточненный контур залежи углеводородов [1].

Апробация изложенной методики выполнена на Восточнорогинцевском нефтяном месторождении, расположенном на территории Роменского района Сумской области Украины. Маршрут отбора проб (листья берёзы в 35 точках) проходил по однородному участку ландшафта и пересекал геологическую структуру между продуктивной № 51 и непродуктивной № 16 нефтяными скважинами (рис. 3). Регистрация спектральных отражающих характеристик листьев берёзы выполнялась с помощью прецизионного лабораторного спектрофотометра СФ-18.

Была рассмотрена представительная коллекция методов распознавания образов, вошедших в программную систему «Распознавание» (разработка ВЦ РАН) [4]. Проведённые исследования показали, что наибольшую точность в режиме скользящего контроля обеспечивает метод «Линейная машина». Данный метод основан на построении линейной разделяющей поверхности в многомерном пространстве. Обучение сводится к поиску максимальной совместной подсистемы системы неравенств с помощью релаксационного алгоритма.

Распознавание выполнялось в режиме распространённого метода скользящего контроля, который позволяет получить несмещённую оценку точности распознавания. Используется следующая простая схема: один из объектов удаляется из исходной выборки, обучение производится по оставшимся объектам. Затем удалённый объект распознаётся обученным алгоритмом и возвращается в выборку. Процедура повторяется с удалением другого объекта и завершается после перебора всех объектов.

После проведения скользящего контроля в результаты распознавания для каждого объекта исходной выборки входят номер класса, к которому был отнесён объект, и оценки за каждый из классов — действительные скаляры. Метод скользящего контроля позволяет оценивать



Рис. 4. График зависимости средней по двум классам точности распознавания от номера граничной точки маршрута. Результаты обработки данных полевого спектрометрирования растительности вдоль маршрута рис. 3

точность распознавания. Достоверность различий классов может быть рассчитана с помощью стандартных статистических тестов. В данной работе использовался Mann–Whitney U Test.

Результаты распознавания для предполагаемых граничных точек тестового маршрута представлены на рис. 4.

Анализ результатов обработки спектрограмм с использованием программной системы «Распознавание» позволяет сделать следующие выводы.

1. Продемонстрирована принципиальная возможность статистического разделения спектрограмм растительности над залежами углеводородов и фоновыми участками. Максимальная точность распознавания достигается для восьмой точки маршрута (100 %). Для исследований в геологии точность разделения не ниже 85 % считается высокой. Таким образом, спектрограммы растительности в точках 1–13 могут быть отнесены к продуктивному классу, а в точках 14–35 — к непродуктивному. Спектрограммы первой группы однородны и сильно отличаются от спектрограмм второй группы. Положение выделенной оптической аномалии растительности хорошо согласуются с имеющимися данными сейсмических и геолого-геофизических исследований, а также с данными бурения (рис. 3).

2. Учитывая, что Восточнорогинцевская структура имеет достаточно высокую неотектоническую активность, о чём свидетельствуют интенсивные современные флюидогеодинамические процессы внутри отдельных её блоков, аномальный всплеск в районе точки 23–25, совпадающий с зоной линеаментов, может быть объяснён наличием зоны повышенной трещиноватости в породах фундамента и осадочной толщи (является участком высокой флюидопроводимости). Таким образом, совместный анализ результатов обработки материалов многоспектральной космической съемки, геолого-геофизических данных и полевого спектрометрирования растительности с использованием современных методов распознавания образов позволяет выявлять закономерное изменение их спектрограмм при переходе от нефтегазоносных участков к фоновым. Это позволяет повысить оперативность и экономическую эффективность нефтегазопоисковых работ за счёт сокращения затрат на разведочное бурение.

- Архипов А. И., Станкевич С. А., Титаренко О. В. Определение границы контура залежи углеводородов по признаку статистической разделимости спектрограмм растительного покрова // Матер. Всероссийской конф. «Дегазация Земли: геодинамика, геофлюиды, нефть, газ и их парагенезы». — М., 2008. — С. 33–36.
- Архіпов О. І., Станкевич С. А., Титаренко О. В. Картування границь нафтогазоносних ділянок за даними наземного спектрометрування // Теоретичні та прикладні аспекти геоінформатики. — Київ: Всеукраїнська асоціація геоінформатики, 2009. — С. 123–131.
- Архіпов О. І., Товстюк З. М., Попов М. А. и др. Практична реалізація методології пошуку покладів вуглеводнів на суходолі на базі аерокосмічної інформації // Тези доп. 7 міжнар. конф. «Крим–2007». — Миколаївка, 2007. — С. 33–38.
- 4. *Журавлёв Ю. И., Рязанов В. В., Сенько О. В.* Распознавание. Математические методы. Программная систе-

ма. Практические применения. — М.: Фазис, 2006. — 176 с.

- 5. *Мовчан Я. И., Каневский В. А., Семичаевский В. Д. и др.* Фитоиндикация в дистанционных исследованиях. — Киев: Наук. думка, 1993. — 310 с.
- 6. Станкевич С. А., Сахацький О. І., Козлова А. О. Класифікування покриттів ландшафту з використанням повного набору нормалізованих міжканальних індексів і додаткових контекстуальних ознак // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 2. — С. 28–31.
- 7. *Станкевич С. А., Титаренко О. В.* Методика інтеграції дистанційних та геолого-геофізичних даних при пошуку нафти та газу // Уч. зап. Таврического нац. ун-та им. В. И. Вернадского. 2009. 22 (61), № 1. С. 105–113.
- Stankevich S. A., Arkhipov A. I., Titarenko O. V. Registration of the spectral phyto-indicative anomaly over oil and gas fields // Proceedings of the 10 International Conference on Pattern Recognition and Information Processing (PRIP'2009). — Minsk, 2009. — P. 368–370.

Надійшла до редакції 16.10.09

A. I. Arkhipov, A. V. Kuznetsova, O. V. Senko, S. A. Stankevich, O. V. Titarenko

STATISTICAL DETECTION OF HYDROCARBON DEPOSIT BOUNDARIES ON LAND USING MULTISPECTRAL IMAGERY AND FIELD SPECTROMETRY DATA

We consider capabilities of oil and gas deposit outlines mapping by multispectral remote sensing, geological and geophysical data and vegetation field spectrometry with modern recognition methods.

УДК 629.7.054

В. В. Карачун, В. Н. Мельник

Національний технічний університет України «КПІ», Київ

О ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПОГРЕШНОСТЯХ ПОПЛАВКОВОГО ГИРОСКОПА ПРИ ЦИРКУЛЯЦИИ РАКЕТЫ-НОСИТЕЛЯ

Наводяться результати аналізу динаміки поплавкового двоступеневого гіроскопа та причин виникнення похибок вимірювань при виконанні ракетою-носієм маневрів у режимі експлуатаційного використання.

ВСТУПЛЕНИЕ

В настоящее время в странах с развитой ракетно-космической индустрией все большее внимание уделяется созданию перспективных средств выведения космических аппаратов на требуемые траектории, в частности, разработке двухступенчатых авиационно-космических систем. Роль первой ступени в системах воздушного базирования выполняет дозвуковой самолетноситель, создающий необходимые динамические предпосылки для старта второй ступени с космическим аппаратом целевого назначения на борту [6]. Вторая ступень реализуется либо ракетой-носителем, либо орбитальным самолетом. В некоторых случаях используются грузовые блоки выведения.

Иллюстрацией сказанного могут служить разработки авиационно-космического ракетного комплекса отечественных ученых и конструкторов под общим шифром «Свитязь» и «Ориль», РН класса «Зенит», «Циклон», разработки российских специалистов — МАКС и МАКС-Т, американских — «Пегас-ХL» (разработка корпорации «Орбитал сайенсиз»), «Дельта-2», «Дельта-3», «Дельта-4М» (разработка фирмы «Боинг»), «Атлас-3А,В», «Титан-4А,В» (разработка фирмы «Локхид Мартин»), многоразовая транспортная космическая система «Спейс Шаттл» (разработка фирмы «Боинг»). Особое место в ряду американских ракет-носителей занимают PH «Сатурн-IВ» и «Сатурн-5», которые создавались не на базе баллистических ракет, а специально разрабатывались для реализации Программы пилотируемых полетов на Луну.

Компания «Локхид Мартин» осуществляет работы по созданию коммерческой одноступенчатой многоразовой транспортной космической системы «Венчурстар», рассчитанной на выведение на низкую околоземную орбиту полезной нагрузки массой 25 т, а на орбиту международной космической станции — полезной нагрузки массой 11.3 т.

Полномасштабное освоение космического пространства предусматривает решение трех основных задач [1–4]:

• осуществление межорбитальных околоземных перелетов, включая довыведение КА с опорной на более высокие орбиты, вплоть до геостационарных;

• коррекция орбиты и энергоснабжение больших орбитальных станций типа Международной космической станции;

• выведение КА на отлетные траектории, а также на орбиты для полета к планетам Солнечной системы.

Отечественная космонавтика предусматривает использование для решения этих задач ракетносителей класса «Днепр» и «Зенит-2».

В плане решаемой проблемы самым уязвимым элементом конструкции РН к постоянно изменяющимся требованиям пусковых услуг является головной аэродинамический обтекатель, в подобтекательном пространстве которого раз-

[©] В. В. КАРАЧУН, В. Н. МЕЛЬНИК, 2009

мещается космический аппарат. Происходящие динамические изменения в спектре KA, планируемых для выведения, с одной стороны, увеличивают массу аппарата вплоть до нижней границы возможностей PH тяжелого класса, а с другой — повышают удельный вес задач по доставке на высокие орбиты.

Моменту активного отделения второй ступени от первой предшествует и вывод на номинальный режим работы ее маршевых двигателей с одновременной подготовкой к работе навигационно-пилотажного оборудования РН. Наряду с прочими функциональными операциями, в этот период времени строится система заданных ориентирных направлений. Оставляя в стороне вопросы специфики, в том числе и безопасности, самого маневра разведения, отличающегося наличием мощного теплового факела двигателей второй ступени, подробно остановимся на другом малоизученном явлении — влиянии прошедшего в подобтекательное пространство акустического излучения со стороны двигателей на бортовую аппаратуру РН, в частности на гироскопические приборы и устройства. Общий уровень акустического поля в районе реактивной струи, как уже отмечалось, может достигать 180 дБ, при ширине частотной полосы 0...10 кГц. Такие режимы наблюдаются, в частности, при старте ракет с поверхности Земли или из шахт [5].

Шум реактивной струи, обладая широким спектром частот и случайным характером изменения величины звукового давления, приведет к возникновению в механических системах бортовой аппаратуры множества форм колебаний, в том числе и резонансных. В своей совокупности волновые процессы, как показывают результаты экспериментальных исследований, приведут к нарушению режима функционирования приборов, и в итоге — к ухудшению тактикотехнических характеристик изделий в целом, что потребует решения дополнительных нештатных задач эксплуатации PH и выведения KA, не предусмотренных техническими условиями.

Последнее поясняется следующим. Характер движения космических аппаратов на высотах, превышающих условную границу атмосферы Земли, существенным образом зависит от многих факторов, среди которых не последнее место занимают собственно погрешности выведения и погрешности построения ориентирных направлений, например с помощью систем инерциальной навигации. Совокупность этих нежелательных проявлений может привести либо к необходимости доукомплектования КА корректирующими двигателями (или топливом) с целью обеспечения требуемых параметров орбиты, либо вообще к существенному сокращению времени жизни космического аппарата.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Достижения практической космонавтики существенно расширили и вывели на качественно высшую ступень сложившиеся представления о характере рассеяния энергии акустических полей в механических системах бортовой аппаратуры летательных аппаратов, определили перспективы развития и совершенствования измерителей механических величин, очертили круг прикладных и теоретических задач в приборостроении. Вместе с тем остается много нерешенных проблем качественной и количественной оценки природы этого явления. В первую очередь это относится к инерциальным навигационным системам.

Как оказалось, многие из новинок научно-технической мысли, позволявшие успешно решать задачи оптимизации функционирования аппаратуры в акустических полях низкого и среднего уровней (до 130 дБ), утратили свои приоритеты, а в некоторых случаях даже привели к ухудшению паспортных характеристик приборов, например в акустических полях 140—150 дБ и выше. Кстати, именно такие высокие уровни наблюдаются в подобтекательном пространстве PH в натурных условиях.

Объяснение этому фактору лежит на поверхности. Жидкофазная составляющая подвеса, предназначенная для взвешивания подвижной части гироскопа и демпфирования колебаний, являясь лучшим проводником звука, чем газообразная фаза, позволяет беспрепятственно проникнуть акустическому излучению внутрь прибора не столько через опоры, сколько через корпус. Таким образом, гироскоп оказывается с этой стороны полностью незащищенным. Генерируемые в подвесе волновые процессы приведут в своей совокупности к погрешностям измерений.

Установлено, что наибольшей величины акустические нагрузки от шума реактивной струи достигают на Земле и во время старта PH. С увеличением скорости полета их влияние уменьшается, но при этом возрастают нагрузки, обусловленные пульсацией давления в турбулентном пограничном слое. На самолетах с турбовинтовыми двигателями создается переменное давление на панели фюзеляжа, главным образом в зоне вращения винта.

Особенностью излучения звука аэродинамическим потоком является наличие сферических звуковых волн и остронаправленных интенсивных волн Маха, которые и являются основным источником шума. Величина среднего квадрата акустического давления *P* высокоскоростных ракет может быть определена известной формулой

$$\overline{P}^2 \sim \varepsilon^5 l^2 \left| y \right|^{-2} (\rho U)^2 M^4 \left[(1 - M \cos \Theta)^2 + \varepsilon^2 M^2 \right]^{-\frac{5}{2}},$$

где M — число Маха, Θ — угол между направлением движения вихрей и направлением излучения, ε — безразмерный коэффициент уровня турбулентности. При малых скоростях движения это уравнение выражает известный закон «восьмой степени» Лайтхилла. Наибольший интерес представляет случай, когда Mсоs Θ = 1, что соответствует максимуму шума, излучаемого струей ракетного двигателя.

Шум ракетных двигателей распространяется не только через окружающую среду, но и через элементы конструкции ракеты-носителя — подобно звуковому мостику — в результате возникновения в материале горизонтально (SH-волна) и вертикально (SV-волна) поляризованных волн, а также их суперпозиции (эллиптическая поляризация). Кроме того, проявляются волны Стоунли, которые локализуются вблизи границы поверхности фюзеляжа и являются результатом возникновения явлений резонансного типа.

В системах управления ракетами-носителями широкое применение нашли так называемые поплавковые гироскопы, конструктивно лишенные основных недостатков «сухих» приборов — значительных по величине (и, главное, непостоянных) моментов сил сухого трения на выходной оси, а также недопустимо высокой чувствительности к ударным и вибрационным воздействиям, особенно нежелательных для интегрирующих гироскопов. Отличительной особенностью поплавковых модификаций стало наличие погруженной в тяжелую фторорганическую (удельный вес 1.9 · 10³ H/м³) или хлорорганическую (удельный вес 2.7 · 10³ H/м³) жидкость подвижной части прибора. Гиромотор располагается в герметичном, заполненном гелием или водородом, цилиндрическом поплавке, который продольными цапфами устанавливается в наружном, также герметичном, коаксиальном круговом цилиндре, выполняющем роль корпуса прибора. Опоры подвижной части в некоторых случаях выполняются на камнях.

Такое техническое решение характерно для целого ряда конструкций. Плавающие приборы, в отличие от поплавковых, не имеют остаточного веса.

Зазор между цилиндрической частью кожуха и корпусом весьма мал и составляет приблизительно 0.2 мм в радиальном направлении. Большая вязкость жидкости и малая величина рабочего зазора позволяют получить требуемый коэффициент демпфирования в интегрирующем гироскопе.

Создание плавающих гироскопов явилось началом нового этапа развития не только гироскопической техники как таковой, но и развития навигационно-пилотажного оборудования летательных аппаратов в целом. Это техническое решение позволило достичь высоких точностей измерений не только у гироскопов, но и у командно-измерительных комплексов РН в целом, решить такие задачи управления движением, которые до этого не представлялись реализуемыми. Создание плавающих гироскопов, в свою очередь, поставило перед техникой необходимость разработки и проектирования иных элементов систем управления с более высокими точностными характеристиками.

Идея плавающего двухстепенного гироскопа была впервые предложена в 1945 г. Л. И. Ткаче-

вым, а в 1946 г. — Дрейпером, под руководством которого в Массачусетском технологическом институте были созданы опытные образцы таких приборов. С 1948 г. в США фирмой «Миннеаполис Хонейвелл Reg. Co» положено начало разработке серийных вариантов плавающих гироскопов.

Одним из основных источников погрешностей обычных двухстепенных гироскопов являются моменты дебаланса, обусловленные смещением центра масс подвижной части относительно выходной оси. При этом основную роль здесь играют температурные факторы, вызывающие неодинаковый нагрев элементов подвеса.

В плавающих гироскопах влияние этого фактора практически сведено к нулю путем поддержания практически постоянного значения температуры внутри прибора. Кроме того, материалы деталей гироузла выбираются с такими коэффициентами линейного расширения, чтобы центр масс подвижной части мало смещался при изменении температуры. Иногда все детали изготавливаются из одного материала — сталь, керамика и т. п.

Вторым источником значительных погрешностей в обычных гироскопах является момент сил сухого трения в осях подвеса. В плавающих гироскопах он сведен к ничтожно малым величинам за счет взвешивания подвижной части в жидкости, с одной стороны, и за счет весьма малых радиусов цапфенных опор — с другой.

Причиной возникновения моментов-помех могут быть и токоподводы. Поэтому необходимо, чтобы материал, из которого они изготавливаются, не имел бы гистерезиса, а его удельный вес — был бы близок к удельному весу жидкости. Количество токоподводов следует снижать до минимального, а используемый материал обеспечивать высокой степенью эластичности.

В плавающих гироскопах источником значительных вредных моментов могут быть пузырьки газа в жидкости. Для их предупреждения осуществляется ряд технологических мероприятий перед заполнением прибора, в том числе и по контролю герметичности.

Датчики угла, применяемые в плавающих гироскопах, имеют реактивные моменты, составляющие около 10⁻⁷ Н · м и ниже. Такой же порядок должны иметь и нулевые моменты (при отсутствии управляющего сигнала) моментного устройства.

Перечисленные погрешности плавающих гироскопов возникают из-за несовершенства прибора и относятся к инструментальным погрешностям, поэтому их структура и уровень целиком и полностью определяются степенью совершенства технологии в приборостроении. К инструментальным следует отнести и погрешности измерений, обусловленные вибрацией места установки. Как показали исследования, причиной этих погрешностей следует считать совокупное влияние конечной по величине жесткости конструкции прибора, сухого и вязкого трения (особенно гистерезисного типа) в осях подвеса, а также динамической неуравновешенности отдельных комплектующих. Наиболее полное отражение в научной литературе нашли вопросы анализа влияния поступательной и угловой вибрации на динамику гироприборов в нерезонансных случаях — при линейном характере упругих характеристик элементов подвеса, в резонансных случаях — при рассмотрении гироскопа как совокупности абсолютно твердых тел, а также учета нелинейности упругой характеристики шарикоподшипников главной оси и влияния вибрации на моменты сил трения в опорах.

Часто выделяют отдельно моменты, зависящие от ускорений ракеты-носителя при поступательном и угловом движении — качка, вибрация и т. д. При этом различают моменты, пропорциональные первой либо второй степени ускорения. В поплавковых гироскопах к первым можно отнести моменты, появляющиеся из-за остаточного дебаланса подвижной части и конвекционных потоков поддерживающей жидкости, а также гидродинамические моменты из-за несимметричного характера движения поплавка.

Ко второй группе можно отнести моменты, возникающие вследствие неравножесткости и нежесткости конструкции прибора в целом при эксплуатации его в условиях постоянных перегрузок, а также линейной и круговой вибрации. Методической погрешностью прибора является его боковая чувствительность по перекрестной угловой скорости. Эффективным средством борьбы с ее влиянием представляются, например, компенсационные схемы с отработкой на ноль.

Аналитическое описание динамики гироскопа и анализ его погрешностей достаточно полно обеспечивается представлением его расчетной модели в виде системы с сосредоточенными параметрами.

В то же время прикладные исследования последних лет дают основание считать такой подход исчерпавшим себя и малоэффективным. Более перспективным для решения некоторых задач представляется рассмотрение гироскопических устройств как систем с распределенными параметрами.

Речь идет о влиянии проникающего акустического излучения на механические системы подвеса гироскопа, трансляция которого внутрь прибора осуществляется не только через опоры, подобно звуковому мостику, но и через окружающую среду.

ВОЗМУЩЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ПОПЛАВКОВОГО ДВУХСТЕПЕННОГО ГИРОСКОПА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОНИКАЮЩЕГО АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ЦИРКУЛЯЦИЯ РН

Запишем дифференциальное уравнение возмущенного движения прибора в форме

$$B\ddot{\beta} + R\{[(\omega_z + \omega_2^a \cos\beta)^2 - \omega_x^2]\sin\beta\cos\beta - -\omega_x(\omega_z + \omega_2^a \cos\beta)\cos2\beta\} + + H[\omega_x \sin\beta + (\omega_z + \omega_2^a \cos\beta)\cos\beta] + + B(\dot{\omega}_y + \dot{\omega}_1^a + \dot{\omega}_{T1}^a - \dot{\omega}_{T2}^a) + + c\beta + b\dot{\beta} + \frac{2}{R_0}B\omega_z\dot{U}_z(t) = 0,$$

(1)

где $B = I_0 + I_y$, $R = I_0 + I_z - I_x$; I_x , I_y , I_z — моменты инерции поплавка; I, I_0 — полярный и экваториальный моменты инерции ротора; c, b — соответственно коэффициент жесткости пружины и коэффициент демпфирования; R_0 — радиус поплавка;

$$\begin{split} \omega_{2}^{a}(t) &= \frac{4B}{HR_{0}} \omega_{y} \dot{W}(t); \\ \dot{\omega}_{1}^{a} &= \frac{2R}{HL} \{ \ddot{W}_{T}(t) \, \omega_{x} \sin \beta + \\ &+ \dot{W}_{T}(t) [\dot{\omega}_{x} \sin \beta + \omega_{x} \dot{\beta} \cos \beta] \}; \\ \dot{\omega}_{1}^{a}(t) &= -\frac{2R}{HL} \{ \ddot{W}_{T}(t) \, \omega_{z} \cos \beta + \\ &+ \dot{W}_{T}(t) [\dot{\omega}_{z} \cos \beta - \omega_{z} \dot{\beta} \sin \beta] \}; \\ \dot{\omega}_{1}^{a} &= 2 \frac{B}{HR_{0}} \Big[(\dot{U}_{\varphi} + \pi \dot{W}) \dot{\omega}_{z} + \omega_{z} (\ddot{U}_{\varphi} + \pi \ddot{W}) \Big]; \\ U_{\varphi} &= \sum_{k=0}^{\infty} \Big[U_{\varphi,k}^{(1)}(t, z) \sin k\varphi + U_{\varphi,k}^{(2)}(t, z) \cos k\varphi \Big]; \\ W &= \sum_{k=0}^{\infty} \Big[W_{k}^{(1)}(t, z) \cos k\varphi + W_{k}^{(2)}(t, z) \sin k\varphi \Big]; \\ W &= \sum_{k=0}^{\infty} \Big[W_{k}^{(1)}(t, z) \cos k\varphi + W_{k}^{(2)}(t, z) \sin k\varphi \Big]; \\ U_{\varphi,k}^{(s)} &= \sum_{j=0}^{\infty} B_{\varphi,j}^{(sk)}(t) \dot{U}_{\varphi,j}^{(sk)}(z); \\ \dot{U}_{\varphi,j}^{(sk)}(z) &= z^{m_{2}} (1 - z)^{n_{2}} U_{\varphi,j}^{(sk)}(z); \\ \dot{U}_{\varphi,k}^{(s)}(z, t) &= \sum_{j=0}^{\infty} B_{z,j}^{(sk)}(t) \dot{U}_{\varphi,j}^{(sk)}(z); \\ U_{\varphi,k}^{(s)}(z, t) &= \sum_{j=0}^{\infty} B_{z,j}^{(sk)}(t) \dot{U}_{\varphi,j}^{(sk)}(z); \\ \dot{U}_{\varphi,k}^{(s)}(z, t) &= \sum_{j=0}^{\infty} B_{z,j}^{(sk)}(t) \dot{U}_{\varphi,j}^{(sk)}(z); \\ \dot{U}_{\varphi,k}^{(s)}(z, t) &= \sum_{j=0}^{\infty} C_{z,j}^{(sk)}(t) \dot{W}_{j}^{(sk)}(z); \\ \dot{U}_{\varphi,j}^{(sk)}(z) &= \omega_{2}^{(sk)}(z) U_{\varphi,j}^{(sk)}(z); \\ \dot{U}_{\varphi,j}^{(sk)}(z) &= \omega_{2}^{(sk)}(z) W_{\varphi,j}^{(sk)}(z); \\ \dot{W}_{j}^{(sk)}(z) &= \omega_{2}^{(sk)}(z) W_{j}^{(sk)}(z); \end{split}$$

 U_{φ}, W — упругие перемещения поверхности поплавка под действием акустической волны в направлении параллели и в плоскости шпангоута.

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

Рассмотрим частный случай — **циркуляция РН** с угловой скоростью ω_0 . Пусть в соответствии с полетным заданием маневр выполняется с достаточно большой угловой скоростью ω_0 . В этом случае можно принять, что $\omega_x = \omega_y = 0$, $\omega_z = \omega_0 =$ сопят. Такое движение реализуется носителем, например, на *программном* участке траектории, либо в режиме *наведения*. Пусть акустическое давление остается постоянным ($P_0 =$ const). Нетрудно установить связь между установившимся значением угла поворота поплавка β_0 , угловой скоростью поворота РН вокруг оси чувствительности прибора и проникающим акустическим излучением P_0 . Из уравнения (1) в этом случае получаем

$$\frac{1}{2}R\omega_0^2\sin 2\beta_0 + H\omega_0\cos\beta_0 + B(\dot{\omega}_1^a + \dot{\omega}_{T1}^a - \dot{\omega}_{T2}^a) + \frac{2B}{R_0}\omega_0\dot{U}_z + c\beta_0 = 0 , \quad (2)$$

ИЛИ

$$\frac{1}{2}R\omega_{0}^{2}\sin 2\beta_{0} + H\omega_{0}\cos\beta_{0} + \\ + \frac{2B^{2}\omega_{0}}{HLR_{0}} \Big[L(\ddot{U}_{\varphi} + \pi\ddot{W}) - R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0} \Big] + \\ + \frac{2B}{R_{0}}\omega_{0}\dot{U}_{z} + c\beta_{0} = 0, \qquad (3)$$
$$\frac{1}{2}R\omega_{0}^{2}\sin 2\beta_{0} + \omega_{0} \Big\{ H\cos\beta_{0} + \Big\}$$

$$+\frac{2B^{2}}{HLR_{0}}\left[L(\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W})-R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0}\right]+$$
$$+\frac{2B}{R_{0}}\dot{U}_{z}\right]+c\beta_{0}=0$$
(4)

Отсюда

$$\omega_0 = \frac{1}{R\sin 2\beta_0} \times$$

$$\times \left\{ \left(\left[H\cos\beta_0 + \frac{2B^2}{HLR_0} \left[L(\ddot{U}_{\varphi} + \pi \ddot{W}) - R\ddot{W}_T \cos\beta_0 \right] + \frac{2B}{R_0} \dot{U}_z \right]^2 - 2Rc\beta_0 \sin 2\beta_0 \right)^{1/2} - \right.$$

$$-H\cos\beta_{0} - \frac{2B^{2}}{HLR_{0}} \Big[L(\ddot{U}_{\varphi} + \pi \ddot{W}) - R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0} \Big] - \frac{2B}{R_{0}}\dot{U}_{z} \Big].$$

$$(5)$$

Для малых углов β_0

$$\left(\left[H\cos\beta_{0}+\frac{2B^{2}}{HLR_{0}}\left[L(\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W})-\frac{(1-2B)^{2}}{HLR_{0}}\left[L(\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W})-\frac{(1-2B)^{2}}{R}\left[\frac{2B^{2}}{HLR_{0}}\left[L(\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W})-\frac{(1-2Rc\beta_{0}\sin2\beta_{0})}{HLR_{0}}\right]+\frac{2B}{R_{0}}\dot{U}_{z}\right]\times\right)^{1/2}\approx$$

$$\times\left\{1-2Rc\beta_{0}\sin2\beta_{0}\left(2!\left[H\cos\beta_{0}+\frac{2B^{2}}{HLR_{0}}\times\left[L(\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W})-R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0}\right]+\frac{2B}{R_{0}}\dot{U}_{z}\right]^{2}\right)^{-1}\approx$$

$$\approx H\cos\beta_{0}+\frac{2B^{2}}{HLR_{0}}\left[L(\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W})-R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0}\right]+\frac{2B}{R_{0}}\dot{U}_{z}-R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0}\right]+\frac{2B^{2}}{HLR_{0}}\left[L(\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W})-R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0}\right]+\frac{2B^{2}}{HLR_{0}}\left[L(\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W})-R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0}\right]+\frac{2B^{2}}{R_{0}}\dot{U}_{z}-R\ddot{W}_{T}\cos\beta_{0}\right]+\frac{2B^{2}}{R_{0}}\dot{U}_{z}\right]^{-1}.$$

После подстановки в формулу (5) окончательно получаем

$$\omega_{0} \approx -\frac{c\beta_{0}}{H + \frac{2B^{2}}{HLR_{0}} \left[L(\ddot{U}_{\varphi} + \pi \ddot{W}) - R\ddot{W}_{T} \right] + \frac{2B}{R_{0}} \dot{U}_{z}}.$$
 (6)

При отсутствии акустической вибрации поверхности поплавка ($\ddot{U}_{\phi} = 0$; $\ddot{W} = 0$; $\ddot{W}_{T} = 0$; $\dot{U}_{z} = 0$) выражение (6) приобретает известный вид, устанавливающий связь между углом поворота β_{0} гирокамеры и угловой скоростью вращения вокруг оси чувствительности гироскопа ω_{0} :

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

$$\omega_0 \approx -\frac{c\beta_0}{H} \ . \tag{7}$$

Следует подчеркнуть, что формула (6) имеет место только для малых углов поворота подвижной части подвеса поплавкового прибора.

Координатные функции $U_z(t)$, $U_{\varphi}(t)$, W(t), $W_T(t)$ после подстановки в выражение (6) создают возможность для качественной и количественной оценки явления. Интересно отметить, что если торцевые поверхности поплавкового подвеса акустически мягкие и в более значительной степени подвержены влиянию акустического излучения, по сравнению с боковой поверхностью в ее окружном и радиальном направлениях, т. е. имеет место соотношение

$$L\left[\ddot{U}_{\varphi}+\pi\ddot{W}\right] << R\ddot{W}_{T},$$

тогда становится возможным взаимное подавление влияния друг на друга упругих перемещений подвеса под действием проникающего излучения, которое при наступлении равенства

$$\dot{U}_{z}(t) = \frac{BR}{HL} \ddot{W}_{T}(t)$$

приведет к автономному нивелированию этого влияния. Итогом будет преобразование соотношения (6) в (7), что эквивалентно бесконечному механическому импедансу подвеса в акустическом поле.

Угловую скорость РН можно представить в виде разложения \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 по ортам осей $O\eta_1$, $O\zeta$ и Ox:

$$\boldsymbol{\omega} = \mathbf{e}_1 \dot{\boldsymbol{\varphi}} + \mathbf{e}_2 \dot{\boldsymbol{\psi}} + \mathbf{e}_3 \boldsymbol{\theta} ,$$

или в проекциях на оси, связанные с корпусом PH:

$$\boldsymbol{\omega} = \mathbf{e}_{x} \, \boldsymbol{\omega}_{x} + \mathbf{e}_{y} \, \boldsymbol{\omega}_{y} + \mathbf{e}_{z} \, \boldsymbol{\omega}_{z} \, .$$

В случае, когда ракета-носитель стартует с неподвижного основания (оси *О*ξηζ неподвижны), проекции угловой скорости на оси *Охуг*, связанные с корпусом PH, равны (рисунок):

$$\omega_{x} = \dot{\theta} - \dot{\phi}\sin\psi,$$

$$\omega_{x_{1}} = \omega_{x}\cos\beta - \omega_{z}\sin\beta,$$

$$\omega_{y} = \dot{\phi}\sin\theta\cos\psi + \dot{\psi}\cos\theta,$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6



Схема углов поворота фюзеляжа РН

$$\begin{split} \omega_{y_1} &= \omega_y + \dot{\beta} \,, \\ \omega_z &= \dot{\phi}\cos\theta\cos\psi - \dot{\psi}\sin\theta \,, \\ \omega_{z_1} &= \omega_x\sin\beta + \omega_z\cos\beta \,, \end{split}$$

где $\theta = \theta(t), \psi = \psi(t), \phi = \phi(t).$

Если старт производится с орбитальной ступени (либо иного подвижного основания), требуется предварительно угловую скорость ее движения разложить по осям $O\xi\eta\zeta$. Это в равной степени относится к случаю, когда необходимо учитывать угловую скорость вращения Земли.

Будем предполагать, что углы ψ , θ и их производные по времени малы. Угловую скорость рыскания представим в виде

$$\dot{\phi} = \omega_0 + \omega_z$$
,

где ω_0 — постоянная величина, измеряемая датчиком угловых скоростей, например при выполнении циркуляции PH, а $\omega_z << \omega_0$ — малое возмущение этой угловой скорости.

выводы

Таким образом, прошедшее внутрь прибора акустическое излучение высокой интенсивности — выше 150 дБ — приводит к упругим перемещениям поверхности поплавкового подвеса, как его оболочечной части, так и торцевой. Это движение будет относительным по отношению к основанию. Переносным движением будет выступать качка корпуса РН. В этих условиях будут возникать силы инерции Кориолиса и, естественно, моменты сил инерции Кориолиса, на которые неизбежно отреагирует гироскоп. В итоге упруго-напряженное состояние подвеса прибор воспримет как входную величину и повернется относительно выходной оси на соответствующий угол.

- Анфимов Н. А., Лукьященко В. И., Синельщиков М. В. и др. Основные результаты предварительного рассмотрения проекта «Долгосрочной программы совместных российско-украинских научных исследований и технологических экспериментов на PC MKC» // Космічна наука і технологія. — 2002. — 8, № 5/6. — С. 9–14.
- Анфимов Н. А., Синельщиков М. В., Суворов В. В., Цымбалюк М. М. Методология формирования целевой программы пилотируемого космичесого комплекса (ПКК) // Первая укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Сб. тр. — Киев, 2001. — С. 11–15.
- 3. Лукьященко В. И., Синельщиков М. В., Суворов В. В. Основные направления разработки российско-украинской программы совместных научных исследований и технологических экспериментов на РС МКС // Первая укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Сб. тр. — Киев, 2001. — С. 21–25.

- 4. Марков А. В., Кузнецов А. А., Сорокин И. В. и др. Первые шесть экспедиций на МКС: итоги и перспективы реализации программ научно-прикладных исследований и экспериментов на российском сегменте // Космічна наука і технологія. — 2003. — 9, № 5/6. — С. 12–19.
- 5. *Мельник В. М., Карачун В. В.* Інжекція акустичної енергії РН і її вплив на похибки гіроскопа // Вісник ЖІТІ. Тех. науки. 2004. **1**, № 4 (31). С. 135—138.
- 6. *Тимошенко В. И., Гусынин В. П.* Использование гиперзвуковых технологий при создании перспективных транспортных систем // Космічна наука і технологія. — 1999. — **5**, № 1. — С. 78–89.

Надійшла до редакції 06.11.09

V. V. Karachun, V. N. Mel'nick

ON ADDITIONAL ERRORS OF FLOAT GYROSCOPE DURING CIRCULATION OF A CARRIER ROCKET

We present some results of the analysis of the float bigracie gyroscope dynamics and of origin of measurement errors during manoeuvres of a carrier rocket in the mode of the operating use.

УДК 531.13

А. Е. Закржевский¹, В. Ф. Ткаченко¹, В. С. Хорошилов²

¹ Інститут механіки ім. С. П. Тимошенка Національної академії наук України, Київ ² Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне»» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

ДИНАМИКА РАЗВЕРТЫВАНИЯ КОЛЬЦЕВОЙ АНТЕННЫ НА НЕСТАБИЛИЗИРОВАННОМ КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ

Побудовано узагальнену математичну модель і розроблено комп'ютерну модель динаміки нестабілізованого космічного апарата, що несе тіло змінної геометрії, обумовленої розгортанням по заданій програмі компактно сформованої системи в кільцевий елемент типу антени.

введение

Одними из основных составляющих современных космических систем являются конструкции, формируемые на орбите из элементов, доставляемых на орбиту в компактном виде. Несмотря на большие достижения в области динамики систем тел, такие конструкции не могут быть изучены в рамках этой классической теории. Кольцевая антенна, штанга гравитационного стабилизатора в составе космического аппарата (КА) переменной конфигурации, которые формируются на орбите из компактно смотанной ленты, равно как и синтезируемая ферма, не укладываются в рамки классических математических моделей динамики систем тел даже с учетом их упругих свойств, поскольку в процессе развертывания они изменяют свою форму, а также упругие и инерционные характеристики.

Таким образом, в этой области появились проблемы, которые раньше не разрабатывались по разным причинам. В ряде случаев это было связано с отсутствием предпосылок для постановки задач. Так, разработчиков КА часто не интересовало воздействие процесса развертывания кольцевых антенн, смотанных предварительно в рулон, на ориентацию КА, поскольку относительная масса всего узла была небольшой. С началом широких исследований в области микро- и малых спутников, для которых выдвигаемые элементы соизмеримы по массе со всей системой, эта проблема оказалась недостаточно исследованной. Она имеет разные аспекты в связи с разнообразием новых конструктивных решений для выдвигаемых космических конструкций.

Целью настоящего исследования является построение обобщенной математической модели и компьютерное моделирование динамики КА с отключенной системой стабилизации, несущего тело переменной формы, определяемой развертыванием по заданной программе компактно смотанной ленты в кольцевой элемент типа антенны.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ

Здесь рассматривается малый космический аппарат с массой порядка 100 кг, с которого после его выхода на орбиту и ликвидации режима беспорядочного вращения развертывается кольцевая антенна диаметром 30 м. Антенна образуется из упругой ленты с памятью формы, смотанной предварительно на барабан. Наружный конец ленты фиксируется вблизи точки выхода ленты с барабана, которая по мере сматывания ленты приближается к поверхности барабана.

При развертывании на таких аппаратах описанных трансформируемых конструкций в динамику движения вокруг центра масс вносятся

[©] А. Е. ЗАКРЖЕВСКИЙ, В. Ф. ТКАЧЕНКО,

В. С. ХОРОШИЛОВ, 2009



Рис. 1. Обобщенная механическая модель КА, содержащего элементы изменяемой конфигурации

существенные возмущения, описать которые в рамках математических моделей, известных в теории систем тел [3], не представляется возможным.

МЕХАНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ

Применительно к случаю развертывания кольцевой антенны на круговой орбите механическая модель может быть представлена в виде несущего твердого тела и системы развертывания, показанной на рис. 1.

Здесь $\overline{C} \, \overline{X} \, \overline{Y} \, \overline{Z}$ — абсолютный базис, $C_1 xyz$ — базис, связанный с несущим телом, с началом в его центре масс C_1 . Под несущим телом S_1 здесь понимаем всю гиростатическую часть системы, под несомым телом S_2 — развертываемую часть с центром масс в точке C_2 без ее гиростатических составляющих (например, без массы барабана для намотки ленты; вращение барабана учтем при вычислении относительного кинетического момента системы). Движение несущего тела будем определять вектором \mathbf{v}_{C_1} скорости полюса, в качестве которого выберем точку C_1 , и вектором его абсолютной угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$. Положение носимой материальной точки M_i относительно инерциальной координатной системы $\overline{C} \, \overline{X} \, \overline{Y} \, \overline{Z}$

будем определять радиусом-вектором \mathbf{r}_i , а относительно системы $C_1 xyz$, связанной с несущим телом, — радиусом-вектором \mathbf{r}'_i . Далее будем предполагать, что

$$\mathbf{r}_i' = \mathbf{r}_i'(t). \tag{1}$$

Барабан с разматываемой лентой можно рассматривать как несомый маховик с переменным моментом инерции, а все тело S_2 — как тело с подвижным относительно точки C_1 центром масс и переменным тензором инерции.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ

Будем считать процесс развертывания настолько медленным, что упругими колебаниями кольцевой антенны можно пренебречь как в процессе развертывания, так и по его завершению. В результате для описания динамики рассматриваемой системы в рамках ограниченной постановки задачи нужно составить уравнения Эйлера — Лагранжа, которые в силу зависимости (1) будут иметь переменные коэффициенты.

Уравнение Эйлера — Лагранжа в векторной форме достаточно просто получить, если использовать теорему об изменении кинетического момента всей системы. Полный кинетический момент рассматриваемой системы имеет вид

$$\mathbf{K}^{C} = \boldsymbol{\Theta}^{C} \cdot \boldsymbol{\omega} + \mathbf{K}_{r}^{C} , \qquad (2)$$

где \mathbf{K}_{r}^{C} — кинетический момент относительного движения носимых тел, определенный в точке *C*, Θ^{C} — тензор инерции системы также относительно полюса *C*, ω — вектор абсолютной угловой скорости несущего тела.

В результате применения указанной теоремы получаем уравнение Эйлера — Лагранжа в виде

$$\boldsymbol{\Theta}^{C} \cdot \dot{\boldsymbol{\omega}} + \dot{\boldsymbol{\Theta}}^{C} \cdot \boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\Theta}^{C} \cdot \boldsymbol{\omega}) + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{K}_{r}^{C} = \mathbf{m}^{C}, \quad (3)$$

который совпадает с известной записью [4], где \mathbf{m}^{C} обозначает момент внешних сил относительно точки *C*. Поскольку равнодействующая внешних сил здесь может быть положена равной нулю, полюс приведения для внешнего момента не имеет значения.

Если дополнить систему уравнений (3) кинематическими уравнениями, получим замкнутую систему уравнений движения, для которой можно сформулировать задачу Коши с целью изучить поведение системы при изменении ее геометрии.

Чтобы конкретизировать задачу исследования, введем дополнительно орбитальную систему координат, относительно которой в дальнейшем будем рассматривать поведение КА. Эта система координат вводится традиционным способом [4] и связана с центром масс *C* всей системы.

На рис. 2 орбитальная система координат показана так, что ось *Cx^{or}* направлена по вектору скорости КА, ось *Су*^о направлена по бинормали к орбите, ось *Cz*^{or} направлена вдоль местной вертикали. Система координат $\overline{C}\overline{X}\overline{Y}\overline{Z}$ как и выше абсолютная, связанная с Землей так, что ось $\overline{C}\overline{Y}$ направлена вдоль оси вращения Земли, ось \overline{CZ} направлена в точку весеннего равноденствия, ось $C\overline{X}$ дополняет систему до правой. Величина Ω обозначает долготу восходящего узла от точки весны, і — наклонение орбиты, и — аргумент широты, ω^{or} — вектор орбитальной угловой скорости. Пренебрегая прецессией орбиты применительно к рассматриваемому процессу, в дальнейшем будем считать абсолютную угловую скорость орбитального базиса равной ω^{or} .

К выбору кинематических параметров, определяющих ориентацию несущего тела в орбитальных осях, здесь следует отнестись с осторожностью. В рассматриваемом случае мы имеем дело с режимом движения, при котором возможны существенные нарушения ориентации КА, вплоть до изменения ее на обратную. Поэтому остановим свой выбор на параметрах Родрига — Гамильтона. Кинематические уравнения, записанные в этих параметрах, не вырождаются ни при каких их значениях, что особенно важно для численного моделирования. В скалярном виде эти уравнения можно записать следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} &2\lambda_{0} = -\tilde{\omega}_{1}\lambda_{1} - \tilde{\omega}_{2}\lambda_{2} - \tilde{\omega}_{3}\lambda_{3}, \\ &2\dot{\lambda}_{1} = \tilde{\omega}_{1}\lambda_{0} + \tilde{\omega}_{3}\lambda_{2} - \tilde{\omega}_{2}\lambda_{3}, \\ &2\dot{\lambda}_{2} = \tilde{\omega}_{2}\lambda_{0} + \tilde{\omega}_{1}\lambda_{3} - \tilde{\omega}_{3}\lambda_{1}, \\ &2\dot{\lambda}_{3} = \tilde{\omega}_{3}\lambda_{0} + \tilde{\omega}_{2}\lambda_{1} - \tilde{\omega}_{1}\lambda_{2}. \end{aligned}$$

$$\end{aligned}$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6



Рис. 2. Системы координат, определяющих положение КА

Здесь λ_0 , λ_1 , λ_2 , λ_3 — компоненты кватерниона, осуществляющего преобразование орбитального базиса в связанный, $\tilde{\omega}_i = \omega_i - \omega'_{oi}$ (i = 1, 2, 3), ω_i проекции вектора абсолютной угловой скорости несущего тела на оси связанного с ним базиса, ω'_{oi} — проекции вектора орбитальной угловой скорости также на связанный базис. Поскольку вектор орбитальной угловой скорости коллинеарен оси Cy^{or} , его проекции на оси связанного базиса определяются с помощью матрицы соответствующих направляющих косинусов, записанной в компонентах кватерниона [4]. В результате

$$\omega_{o1}^{\prime} = 2(\lambda_{0}\lambda_{3} + \lambda_{1}\lambda_{2})\omega_{o},$$

$$\omega_{o2}^{\prime} = (\lambda_{0}^{2} + \lambda_{2}^{2} - \lambda_{1}^{2} - \lambda_{3}^{2})\omega_{o},$$
(5)

$$\omega_{o3}^{\prime} = 2(-\lambda_{0}\lambda_{1} + \lambda_{2}\lambda_{3})\omega_{o}.$$

Поскольку более привычными для иллюстрации положения в пространстве связанного координатного базиса являются все же углы ориентации типа углов Крылова [4], воспользуемся последовательностью поворотов, показанных на рис. 3, для введения углов ориентации ϕ , ϑ , ψ , где ϕ — угол крена, ϑ — угол тангажа, ψ — угол курса.

Поставим в соответствие каждому из поворотов отдельный собственный кватернион:

$$M = \cos \vartheta / 2 + \mathbf{i}_2 \sin \vartheta / 2 ,$$

$$N = \cos \varphi / 2 + \mathbf{i}_1 \sin \varphi / 2 ,$$

$$P = \cos \psi / 2 + \mathbf{i}_3 \sin \psi / 2 ,$$



Рис. 3. Ориентация связанного базиса в орбитальном

где \mathbf{i}_{l} , \mathbf{i}_{2} , \mathbf{i}_{3} — орты гиперкомплексного пространства H, формально совпадающие с ортами осей поворотов. Используя правило умножения собственных кватернионов $\Lambda = \mathbf{M} \circ \mathbf{N} \circ \mathbf{P}$, где символ \circ определяет операцию умножения кватернионов [2], получим для компонентов собственного кватерниона результирующего поворота следующие выражения через углы Крылова:

$$\lambda_{0} = \cos\frac{\Psi}{2}\cos\frac{\vartheta}{2}\cos\frac{\varphi}{2} + \sin\frac{\Psi}{2}\sin\frac{\vartheta}{2}\sin\frac{\varphi}{2},$$

$$\lambda_{1} = \cos\frac{\Psi}{2}\cos\frac{\vartheta}{2}\sin\frac{\varphi}{2} - \sin\frac{\Psi}{2}\sin\frac{\vartheta}{2}\cos\frac{\varphi}{2},$$

$$\lambda_{2} = \cos\frac{\Psi}{2}\sin\frac{\vartheta}{2}\cos\frac{\varphi}{2} + \sin\frac{\Psi}{2}\cos\frac{\vartheta}{2}\sin\frac{\varphi}{2},$$

$$\lambda_{3} = \sin\frac{\Psi}{2}\cos\frac{\vartheta}{2}\cos\frac{\varphi}{2} - \cos\frac{\Psi}{2}\sin\frac{\vartheta}{2}\sin\frac{\varphi}{2}.$$
(6)

Эти зависимости удобно использовать, например, при формулировании начальных условий в привычных переменных и при вычислении начальных значений компонентов кватерниона.

Разрешая зависимости (6) относительно углов Крылова, можно получить следующие выражения:

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{-2(\lambda_2 \lambda_3 + \lambda_0 \lambda_1)}{\sqrt{1 - [2(\lambda_2 \lambda_3 - \lambda_0 \lambda_1)]^2}},$$

$$\vartheta = \arctan \frac{2(\lambda_1\lambda_3 + \lambda_0\lambda_2)}{\lambda_0^2 - \lambda_1^2 - \lambda_2^2 + \lambda_3^2},$$

$$\psi = \arctan \frac{2(\lambda_1\lambda_2 + \lambda_0\lambda_3)}{\lambda_0^2 - \lambda_1^2 + \lambda_2^2 - \lambda_3^2}.$$
(7)

Они удобны для построения графиков в привычных переменных. Вырождение аргументов арктангенсов при значениях углов $\pm (2k+1)\pi/2$ (k = 0, 1, ...) легко обходится в вычислительной программе.

При численном интегрировании системы уравнений (3), (4) следует проводить коррекцию нормы кватерниона. В соответствии с [2] для этого достаточно вместо интегрирования уравнения (4), которое в обозначениях алгебры кватернионов имеет вид $\dot{\Lambda} = \frac{1}{2} \Lambda \circ \boldsymbol{\omega}_E$, интегрирования уравнение $\dot{\Lambda} = \frac{1}{2} \Lambda \circ \boldsymbol{\omega}_E$, интегрирования уравнение $\dot{\Lambda} = \frac{1}{2} \Lambda \circ \boldsymbol{\omega}_E$, интегрирования уравнение $\dot{\Lambda} = \frac{1}{2} \Lambda \circ \boldsymbol{\omega}_E$ литегрирования и алгебры и

Поскольку компьютер оперирует только с главными значениями арктангенсов, в вычислительной программе должен быть заложен алгоритм восстановления полных значений углов ориентации, что реализуется достаточно просто.

ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР

В качестве иллюстрации рассмотрим поведение на орбите микроспутника общей массой около 70 кг, содержащего устройство для развертывания кольцевой антенны, схема которого приведена на рис. 4. Здесь $C_1 xyz$ — связанный базис KA, точка O' — центр кольца переменного радиуса $r_k(t)$.

Для определенности рассмотрим среднюю линию ленты, намотанной на барабан, как правую спираль Архимеда $\rho = \frac{\delta}{2\pi} \varphi, \varphi \in [0, \Phi]$, где δ — толщина ленты. Часть этой спирали с $\varphi \in [0, \varphi_B]$ образует тело самого барабана (на рисунке эта область затемнена, а спираль в ней показана пунктиром). Собственно лента до начала развертывания соответствует значениям

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

 $\varphi \in [\varphi_B, \Phi]$. На рис. 4 точка A — точка схода ленты с барабана и одновременно точка закрепления свободного конца ленты. Точка G — произвольная точка спирали. В начальный момент вся лента находится на барабане и каждая точка ее срединной поверхности лежит на спирали. Точка B — начало ленты на барабане. Ей соответствует угловая координата спирали φ_B . Если r_0 расстояние от точки B до центра барабана D,

то $\phi_B = \frac{2\pi R_0}{\delta}$. Длина части спирали, занятой барабаном, равна

$$L_{DB} = \frac{\delta}{4\pi} \left[\phi_B \sqrt{1 + \phi_B^2} + \ln(\phi_B + \sqrt{1 + \phi_B^2}) \right].$$
 (8)

В начальный момент точка A находится на конце спирали. Значение φ_A может быть найдено численно по известной полной длине ленты, образующей кольцевую антенну в конце развертывания из условия

$$L_{AB} = \frac{\delta}{4\pi} \left[\phi_A \sqrt{1 + \phi_A^2} + \ln(\phi_A + \sqrt{1 + \phi_A^2}) \right] - \frac{\delta}{4\pi} \left[\phi_B \sqrt{1 + \phi_B^2} + \ln(\phi_B + \sqrt{1 + \phi_B^2}) \right] = 2\pi R_k , \quad (9)$$

где R_k — радиус развернутой антенны.

Даже до начала развертывания наружный виток спирали уже является исходным состоянием кольцевой антенны. Следовательно, начальная длина ленты, образующей кольцо, может быть вычислена по формуле

$$s_{0} = \frac{\delta}{4\pi} \left[\phi_{A} \sqrt{1 + \phi_{A}^{2}} + \ln(\phi_{A} + \sqrt{1 + \phi_{A}^{2}}) \right] - \frac{\delta}{4\pi} \left[(\phi_{A} - 2\pi) \sqrt{1 + (\phi_{A} - 2\pi)^{2}} + \ln((\phi_{A} - 2\pi) + \sqrt{1 + (\phi_{A} - 2\pi)^{2}}) \right].$$
(10)

Полный угол намотки ленты на барабан $\Phi = \varphi_A - \varphi_B$. Для того чтобы точка *B* совместилась с точкой *A* и стала концом развернутого кольца, барабан нужно повернуть на угол $\Psi = (\varphi_A - 2\pi) - \varphi_B = \Phi - 2\pi$. Длина ленты *s*, образующей кольцо радиуса r_k при повороте барабана на произвольный угол Ψ , составит

$$s = \frac{\delta}{4\pi} [\phi_A \sqrt{1 + \phi_A^2} + \ln(\phi_A + \sqrt{1 + \phi_A^2})] -$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6



Рис. 4. Схема устройства для развертывания кольцевой антенны

$$-\frac{\delta}{4\pi} [(\varphi_{A} - 2\pi - \psi)\sqrt{1 + (\varphi_{A} - 2\pi - \psi)^{2}} + \ln((\varphi_{A} - 2\pi - \psi) + \sqrt{1 + (\varphi_{A} - 2\pi - \psi)^{2}})]. \quad (11)$$

При $\psi = 0$, т. е. до начала развертывания, это выражение совпадает с (10). Продифференцировав дважды выражение (11) по времени, можно получить выражения для \dot{s} и \ddot{s} , которые необходимы для вычисления коэффициентов уравнений движения.

Приведем выражения для основных величин, определяющих коэффициенты уравнений движения применительно к схеме системы развертывания кольцевой антенны, используя следующие обозначения: $\mathbf{r}'_{o} = \{a_x - r_L + r_k, a_y, a_z\}$ — радиус-вектор центра кольца, $\mathbf{r}_D = \{a_x, a_y, a_z\}$ — радиус-вектор центра кольца, $\mathbf{r}_D = \{a_x, a_y, a_z\}$ — радиус-вектор центра масс барабана, $m_{dl} = m_l(L_{AB} - s)$ — текущая масса ленты на барабане, $r_L = r_0 + \kappa(\Phi - \alpha)$ — наружный радиус намотки ленты на барабан, $\kappa = \delta/2\pi$, δ — толщина ленты, m_l — погонная масса ленты.

Компоненты тензора инерции Θ^{C_1} в связанном базисе записываются следующим образом:

$$\begin{split} \Theta_{xx}^{C_{1}} &= J_{xx} + m_{dl} (3r_{L}^{2} + 3r_{0}^{2} + b_{L}^{2})/12 + m_{dl} (a_{y}^{2} + a_{z}^{2}) + \\ &+ m_{kl} (6r_{k}^{2} + 3\delta^{2}/2 + b_{L}^{2})/12 + m_{kl} (a_{y}^{2} + a_{z}^{2}), \\ \Theta_{yy}^{C_{1}} &= J_{yy} + m_{dl} (r_{L}^{2} + r_{0}^{2})/2 + m_{dl} (a_{x}^{2} + a_{z}^{2}) + \\ &+ m_{kl} (r_{k}^{2} + \delta^{2}/4) + m_{kl} (r_{O^{*}x}^{2} + a_{z}^{2}), \\ \Theta_{zz}^{C_{1}} &= J_{zz} + m_{dl} (3r_{L}^{2} + 3r_{0}^{2} + b_{L}^{2})/12 + m_{dl} (a_{x}^{2} + a_{y}^{2}) + \\ &+ m_{kl} (6r_{k}^{2} + 3\delta^{2}/2 + b_{L}^{2})/12 + m_{kl} (a_{x}^{2} + a_{y}^{2}), \end{split}$$

61

$$\Theta_{xy}^{C_1} = m_{kl} a_{xr} a_y, \quad \Theta_{xz}^{C_1} = m_{kl} a_{xr} a_z, \quad \Theta_{yz}^{C_1} = m_{kl} a_y a_z.$$
(12)

Здесь J_{xx} , J_{yy} , J_{zz} — компоненты диагонального тензора инерции всей негиростатической части системы, m_{dl} — масса ленты на барабане, m_{kl} — масса ленты в кольце, b_L — ширина ленты, a_x , a_y , a_z — координаты центра масс барабана в связанном базисе, $a_{xr} = a_x - r_L + r_k$.

Составляющие кинетического момента относительного движения определяются вращением барабана, движением части ленты вместе с барабаном и движением ленты, формирующей кольцевую антенну. Остановимся более подробно на определении скоростей материальных точек ленты, принадлежащих кольцу.

В процессе развертывания точки ленты совершают сложное движение.

С одной стороны, они все время находятся на кольце переменного радиуса, центр которого смещается в связанном базисе (его положение в связанном базисе можно однозначно определить тремя координатами $a_{xr}(t), a_y, a_z$, из которых первая является известной функцией времени, а остальные две постоянны). С другой стороны, каждая частица ленты на кольце, выйдя из точки *A*, изменяет свою угловую координату ϑ (см. рис. 4), описывающую положение произвольной точки кольцевой траектории движения ленты, от нуля до некоторой конечной величины.

Координату в по аналогии с механикой сплошной среды можно рассматривать как эйлерову координату. Каждой материальной точке по длине ленты можно поставить в однозначное соответствие ее удаление *l* от зафиксированного в точке А конца ленты (на рис. 4 зафиксирован правый край нижней ветви ленты). Эту величину можно рассматривать как лагранжеву координату частиц ленты. Очевидно, что угловая координата любой точки ленты теперь может быть определена как $\sigma(t) = 2\pi - l / r_{k}(t)$. Очевидно также, что $l \in [0, s(t)]$, где s(t) — текущая длина кольца. Переменная $\sigma(t)$ имеет такой же геометрический смысл, как и угол θ, однако для конкретной материальной точки ленты ее значение переменно во времени, поскольку она зависит OT $r_{\mu}(t)$.

В результате можно записать следующие выражения для проекций радиуса-вектора произвольной материальной точки M_i ленты в пределах кольца в связанном базисе $O_i xyz$:

$$r'_{x} = a_{xr}(t) - \cos(2\pi - l/r_{k}(t)) r_{k}(t) ,$$

$$r'_{y} = a_{y} + q_{w1}(t) w1(\vartheta) ,$$

$$r'_{z} = a_{z} + \sin(2\pi - l/r_{k}(t)) r_{k}(t) .$$
(13)

Дифференцирование выражений (13) по времени в связанной системе координат дает относительные скорости движения материальных точек ленты в функции времени и координат ϑ и *l*:

$$\dot{r'}_{x} = \dot{a}_{xr}(t) + \sin(2\pi - l/r_{k}(t))\frac{\dot{lr}_{k}(t)}{r_{k}(t)} - \cos(2\pi - l/r_{k}(t))\dot{r}_{k}(t);$$

$$\dot{r'}_{y} = 0; \qquad (14)$$

$$\dot{r'}_{z} = \cos(2\pi - l/r_{k}(t))\frac{\dot{lr}_{k}(t)}{r_{k}(t)} + \dot{r}_{k}(t)\sin(2\pi - l/r_{k}(t)).$$

Учитывая, что начало связанного базиса выбрано в центре масс гиростатической части КА (т. е. в данном случае это КА без ленты), выражение для радиуса-вектора центра масс всей системы может быть записано в виде

$$\mathbf{r}_{C}' = \left(\int_{m_{KL}} \mathbf{r}_{i}' dm_{KL} + m_{DL} \mathbf{r}_{D}'\right) / M.$$
(15)

Аналогично выражение для относительной скорости радиуса-вектора центра масс всей системы с учетом правила дифференцирования интеграла по переменной во времени области может быть записано в виде

$$\mathbf{r}_{C}^{\prime} = \left(\frac{\partial}{\partial t} \int_{m_{KL}} \mathbf{r}_{i}^{\prime} dm_{KL} + m_{DL} \mathbf{r}_{D}^{\prime}\right) / M =$$
$$= \left(\mu \int_{0}^{s(t)} \dot{\mathbf{r}}_{i}^{\prime} dl + \dot{s}(t) \mu \mathbf{r}_{i}^{\prime} \Big|_{t=s(t)} + \dot{m}_{DL} \mathbf{r}_{D}^{\prime}\right) / M.$$
(16)

Полученные выше выражения для $\mathbf{r}'_i \, \mathbf{i} \, \dot{\mathbf{r}}'_i$ пригодны для определения \mathbf{r}'_c и $\dot{\mathbf{r}}'_c$, но они неудобны для вычисления таких величин, как $\mathbf{K}_r^{C_1}, \mathbf{\Theta}^{C_1}$ и их производных по времени в связанном базисе. Удобнее рассматривать мгновенное положение материальной точки ленты на кольцевой

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

траектории переменного радиуса, вдоль которой точки ленты смещаются. В каждый момент времени через произвольную точку кольца M_i с угловой координатой ϑ_i движется точка ленты. Если знать относительную скорость точки M_i кольца и скорость смещения ленты относительно этой точки, можно определить необходимые для составления уравнений движения выражения значительно проще.

Движение ленты по кольцу происходит с переменной по угловой координате скоростью и, как легко понять из рис. 5, линейно зависит от координаты ϑ . Если в точке схода ленты с барабана она имеет скорость $\dot{s}(t)$ относительно точки кольца с угловой координатой $\vartheta = 0$, то в точке кольца с угловой координатой $\vartheta = \pi$ эта скорость уже в два раза меньше, а в точке $\vartheta = 2\pi$ равна нулю. В результате скорость произвольной материальной точки ленты, проходящей в данный момент через произвольную точку M_i кольцевой траектории, относительно этой точки в проекциях на связанный с КА базис можно записать в виде

$$\tilde{v}'_{x} = (2\pi - \vartheta) \sin(\vartheta) \dot{r}_{k},$$

$$\tilde{v}'_{y} = 0, \qquad (17)$$

$$\tilde{v}'_{z} = (2\pi - \vartheta) \cos(\vartheta) \dot{r}_{k}.$$

Теперь выражения (13) можно записать иначе:

$$r'_{x} = a_{xr}(t) - \cos(\vartheta) r_{k}(t) ,$$

$$r'_{y} = a_{y} , \qquad (18)$$

$$r'_{z} = a_{z} + \sin(\vartheta) r_{k}(t) .$$

Очевидно, что при $l = (2\pi - \vartheta)r_k(t)$ выражения (13) совпадают с (18). Тем не менее дифференцирование (18) по времени в связанном базисе не даст выражение для полной относительной скорости произвольной точки ленты. Оно даст лишь скорости относительного движения точек кольца, имеющих угловую координату ϑ . Чтобы получить такое выражение, нужно рассматривать движение точек кольца как дополнительное переносное движение. Тогда можно записать

$$\mathbf{v}_i' = \tilde{\mathbf{v}}_i' + \dot{\mathbf{r}}_i' \,, \tag{19}$$

где последнее слагаемое получено в результате дифференцирования по времени выражения

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6



Рис. 5. Относительные скорости точек ленты при развертывании антенны

(18) в связанном базисе. Нетрудно убедиться, что выражения для проекций этого вектора на связанный базис совпадают с выражениями (14) при $l = (2\pi - \vartheta)r_{k}(t)$.

Выражение для радиуса-вектора центра масс С теперь выглядит следующим образом:

$$\mathbf{r}_{C}' = \left(\int_{m_{KL}} \mathbf{r}_{i}' dm_{KL} + m_{DL} \mathbf{r}_{D}'\right) / M =$$
$$= \left(\mu r_{k}(t) \int_{0}^{2\pi} \mathbf{r}_{i}' d\vartheta + m_{DL} \mathbf{r}_{D}'\right) / M.$$
(20)

Аналогично выражение для вектора относительной скорости центра масс может быть получено в результате дифференцирования (20):

$$\mathbf{v}_{C}' = \left(\frac{\partial}{\partial t} \int_{m_{KL}} \mathbf{r}_{i}' dm_{KL} + m_{DL} \mathbf{r}_{D}'\right) / M =$$
$$= \left(\mu r_{k}(t) \int_{0}^{2\pi} \dot{\mathbf{r}}_{i}' d\vartheta + \mu \dot{r}_{k}(t) \int_{0}^{2\pi} \mathbf{r}_{i}' d\vartheta + \dot{m}_{DL} \mathbf{r}_{D}'\right) / M. \quad (21)$$

Кинетический момент относительного движения ленты, как образующей кольцо, так и сматывающейся с барабана, может быть вычислен как сумма моментов элементарных количеств относительного движения точек ленты по формуле $\mathbf{K}_{rL}^{C_1} = \int_{m_L} \mathbf{r}'_i \times \mathbf{v}'_i dm_L$, где m_L — полная масса ленты, \mathbf{v}'_i — вектор относительной скорости произвольной точки ленты, для кольца соответствующий представлению (19). Подставив сюда



Рис. 6. Изменение длины ленты в кольце *s*, угла поворота барабана ψ и радиуса кольца *r*_{*i*} во времени



Рис. 7. Поведение во времени диагональных компонентов тензора инерции КА

необходимые выражения, после интегрирования получим компоненты вектора $\mathbf{K}_{rL}^{C_1}$ в проекциях на оси связанного базиса. Теперь кинетический момент относительного движения ленты может быть определен относительно мгновенного положения центра масс *C* всей системы. В результате

$$\mathbf{K}_{rL}^{C} = \mathbf{K}_{rL}^{C_{1}} - M\mathbf{r}_{C}^{\prime} \times \mathbf{v}_{C}^{\prime} \quad .$$
(22)

Компоненты этого вектора могут быть получены после подстановки сюда выражений (20) и (21). При дальнейших операциях дифференцирования по времени в связанном базисе достаточно дифференцировать компоненты полученных векторов и тензоров как скалярные величины.

Выражение для кинетического момента относительного движения подвижных частей рассматриваемой системы после интегрирования по массе всех подвижных элементов можно представить в виде

$$K_r^{C_1} = \{0, J_d + m_{dL}(r_0^2 + r_L^2) / 2\dot{\psi} + m_{kL}((2a_z + \pi r_k)\dot{r}_k - a_z\dot{r}_L), m_{kL}a_y(2\dot{r}_k - \dot{r}_L)\}.$$
(23)

Используя выражения (12) и (23) и их производные по времени, при заданных численных значениях массово-геометрических параметров рассматриваемого объекта можно получить значения коэффициентов уравнений движения в любой момент времени.

При численном моделировании зададимся следующими базовыми значениями основных параметров системы: масса несущего тела $m_1 =$ = 55 кг, масса одного метра ленты $\mu_{I} = 0.148$ кг, толщина ленты δ = 0.002 м, радиус полностью развернутой антенны $r_{\nu} = 15$ м, начальные отклонения по углам ориентации – нулевые, значения компонентов вектора угловой скорости КА в орбитальной системе координат в момент начала развертывания составляют 0.0-0.05 с⁻¹. Длительность развертывания $T_f - T_0 = 300$ с, закон развертывания во времени соответствует плавному выходу на постоянную скорость в течение 50 с и такой же остановке процесса. На рис. 6 показаны законы изменения во времени угла поворота барабана *ψ*, длины *s* развернутой ленты и радиуса r_k кругового кольца. Момент инерции барабана для ленты равен $J_{dr} =$ $= 0.01 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, диагональные компоненты тензора инерции несущего тела $J_{xx} = 4 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, $J_{yy} = 4 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, $J_{zz} = 6 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, $r_0 = 0.2 \text{ м}$, $a_x = 1.0 \text{ м}$, $a_y = 1.0 \text{ м}$, $a_y = 1.0 \text{ M}$, $a_y = 1.0$ $= a_{z} = 0.2$ м. Моментами внешних сил, действующих на систему в течение времени моделирования ее поведения, будем пренебрегать, высоту круговой орбиты выберем равной 600 км, наклонение i = 1.0, долготу восходящего узла $\Omega =$ = 0.0. Хотя здесь и не рассматривается движение КА по орбите, параметры орбиты требуются

для вычисления проекций полного кинетического момента КА в проекциях на оси абсолютного базиса для контроля погрешностей решения задачи Коши. В качестве закона изменения угла поворота барабана во времени примем достаточно гладкий закон, соответствующий оптимальному развороту упругого КА с минимальными динамическими перегрузками упругих элементов в относительном движении, описанному в работе [5]. В рассматриваемом случае он также будет создавать минимально возможные на выбранном интервале времени развертывания возмущения, способствующие возникновению упругих колебаний.

Соответствующий закон изменения для длительности развертывания антенны 300 с показан на рис. 6. Здесь для выбранного закона $\psi(t)$ показаны также законы изменения s(t) и $r_k(t)$. Отличие от нуля s(0) связано с тем, что в начальный момент времени наружный слой ленты на барабане рассматривается как исходное состояние кольца. Поведение во времени диагональных компонентов тензора инерции КА показано на рис. 7. Видно, что в результате развертывания антенны эти величины существенно увеличиваются. Больше всего возрастает компонент Θ_{22}^{c} .

Численное решение задачи Коши проводится методом Рунге — Кутта четвертого порядка с постоянным шагом интегрирования, равным 0.001 с.

На рис. 8, 9 показано поведение во времени углов ориентации и проекций абсолютных угловых скоростей несущего тела на оси связанного базиса. Видно, что в процессе развертывания антенны КА совершает почти полный оборот вокруг оси Су. Вращения вокруг других осей сравнительно невелики и обусловлены гироскопической связанностью соответствующих каналов. Поскольку мы предположили, что в начальный момент времени развертывания связанный базис совпадает с орбитальным, составляющая ω₂(0) равна орбитальной скорости КА для выбранной орбиты (рис. 9). После завершения развертывания антенны, когда компоненты тензора инерции возрастают на порядки, все компоненты вектора угловой скорости практически



Рис. 8. Изменение углов ориентации КА



Рис. 9. Изменение проекций вектора угловой скорости КА на оси связанного базиса

обращаются в нуль, и ориентация КА в орбитальной системе координат нарушается.

Численное моделирование проводилось под контролем выполнения теоремы об изменении суммарного кинетического момента системы. В результате отсутствия внешних моментов, действующих в рассматриваемой постановке на КА, проекции вектора суммарного кинетического момента на оси абсолютного базиса $\overline{C} \, \overline{X} \, \overline{Y} \, \overline{Z}$ в процессе моделирования отличались от начальных значений не более чем на $4 \cdot 10^{-10} \, \text{кг} \cdot \text{м}^2/\text{с}$, в то время как модуль вектора кинетического мо-мента подвижных частей КА при движении КА вокруг центра масс превышал 35 кг $\cdot \text{m}^2/\text{с}$.

Полученные результаты демонстрируют метод математического описания динамики системы с программно изменяемой геометрией и поведение реального малого космического аппарата в процессе развертывания кольцевой антенны большого радиуса.

- 1. *Белецкий В. В.* Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965. 416 с.
- 2. Бранец В. Н., Шмыглевский И. П. Применение кватернионов в задачах ориентации твердого тела. — М.: Наука, 1973.— 320 с.
- Виттенбург Й. Динамика систем твердых тел. М.: Мир, 1980. — 292 с.
- 4. *Лурье А. И.* Аналитическая механика. М.: Физматгиз, 1961. — 824 с.

 Zakrzhevskii A. E. Slewing of flexible spacecraft with minimal relative flexible acceleration // J. Guidance, Control, and Dynamics. – 2008. – 31, N 3. – P. 563–570. DOI: 10.2514/1.32215

Надійшла до редакції 19.10.09

A. E. Zakrzhevskii, V. F. Tkachenko, V. S. Khoroshilov

THE DYNAMICS OF DEPLOYMENT OF THE RING ANTENNAE ON THE SPACECRAFT WITHOUT STABILIZATION

There are carried out a construction of a generalized mathematical model and a numerical modelling of the dynamics of a spacecraft with a carried body of changeable geometry. This model describes a deployment of a compact body in a ring antennae.

УДК 629.7

А. Л. Макаров¹, С. В. Хорошилов², В. М. Попель¹

¹ Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

² Інститут технічної механіки Національної академії наук України

і Національного космічного агентства України, Дніпропетровськ

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА НАВЕДЕНИЯ УПРУГОЙ АНТЕННЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИВОДА С ШАГОВЫМИ ДВИГАТЕЛЯМИ

Запропоновано математичну модель для дослідження просторового наведення антени за допомогою приводу з кроковими двигунами. Модель дозволяє аналізувати динаміку приводу антени з урахуванням пружних деформації її конструкції та взаємовпливу каналів керування.

введение

Для решения различных задач в космосе, таких как связь, радиоастрономия, дистанционная передача энергии, могут использоваться различные антенны [1, 2]. Решение указанных задач невозможно без обеспечения нужной пространственной ориентации антенны. Ориентация антенны реализуется при помощи системы наведения антенны, в состав которой входит привод, позволяющий антенне совершать необходимые угловые движения для ее наведения. В качестве исполнительных органов таких приводов часто применяют шаговые двигатели (ШД). Это обусловлено тем, что использование такого типа двигателей позволяет реализовать достаточно простые законы управления, обеспечить прецизионное позиционирование и повторяемость. Этим двигателям присуща высокая надежность, связанная с отсутствием щеток. К недостаткам ШД можно отнести возможность потери контроля положения ввиду работы без обратной связи, а также явление резонанса.

Теоретические основы и особенности проектирования приводов с ШД изложены достаточно полно в работах [3, 6, 7], где отмечается необходимость выбора параметров привода с учетом особенностей нагрузки. В работе [5] проведен анализ углового движения упругой антенны и ее привода с шаговым двигателем. Показано, что упругие колебания антенны могут оказать существенное влияние на работу привода, вплоть до потери устойчивости его движения. Однако рассматривалась математическая модель и результаты моделирования для плоского движения антенны, в то время как практические задачи предусматривают пространственное наведение антенны. Следует отметить, что учет упругости элементов конструкции космических систем особенно актуален для современного и перспективных этапов развития космической техники, для которых характерно увеличение пространственных размеров конструкций при одновременном уменьшении их массы, приводящих в ряде случаев к существенным упругим деформациям.

Учитывая то, что вопросы математического моделирования процесса пространственного наведения упругой антенны при помощи привода с шаговыми двигателями, к сожалению, не отражены и в других известных публикациях, целью настоящей статьи является получение математической модели, описывающей процесс пространственного движения такой антенны.

[©] А. Л. МАКАРОВ, С. В. ХОРОШИЛОВ, В. М. ПОПЕЛЬ, 2009

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пространственная ориентация антенны часто осуществляется при помощи привода, который представляет собой двухстепенной карданов подвес с шаговыми двигателями. Кинематичес-кая схема такого привода изображена на рис. 1. Звено 1 представляет собой наружную рамку привода с присоединенными элементами. Звено 2 — внутренняя рамка привода с конструктивными элементами. Эти рамки вращаются ШД 3, 4 через редукторы 5, 6, поворачивая антенну 7. В соответствии с работой [8] деформируемая антенна моделируется с помощью консольного стержня с массой на его конце.

Дополнительно будем считать, что скорость протекания электромагнитных процессов в ШД достаточно велика, и запаздывание, обусловленное этими процессами, не учитывается. Редукторы привода не имеют люфта.

Будем использовать следующие системы координат:



Рис. 1. Кинематическая схема привода антенны

ОХҮZ — система координат, связанная с посадочной плоскостью электромеханического привода (ЭМП);

 $Ox_1y_1z_1$ — система координат, связанная с наружной рамкой привода, ось Ox_1 совпадает с осью вращения наружной рамки, в исходном положении наружной рамки оси систем координат OXYZ и $Ox_1y_1z_1$ параллельны;

 $o_2 x_2 y_2 z_2$ — система координат, связанная с внутренней рамкой привода, ось oz_2 совпадает с осью внутренней рамки, в исходном положении внутренней рамки оси систем координат $o_2 x_2 y_2 z_2$ и $Ox_1 y_1 z_1$ параллельны;

 $o_2 x_1' y_1' z_1'$, $o_2'' x_1'' y_1'' z_1''$ — системы координат, оси которых параллельны осям $O x_1 y_1 z_1$. Центры O и o_2 систем координат $O x_1 y_1 z_1$ и $o_2 x_1' y_1' z_1'$ представляют собой точки пересечения прямой, перпендикулярной одновременно к осям $O x_1$ и $o_2 z_2$, с этими осями.

Центр o_2'' систем координат $o_2''x_1''y_1''z_1''$ и $o_2''x_ay_az_a$ лежит в точке пересечения геометричес-кой оси разворачиваемой антенны и оси o_2z_2 ;

 $O_1 X_1 Y_1 Z_1, O_2 X_2 Y_2 Z_2$ — системы координат, центры которых O_1 и O_2 лежат в центрах масс роторов ШД соответственно наружной и внутренней рамок привода;

 $O_1 X_{d1} Y_{d1} Z_{d1}$, $O_2 X_{d2} Y_{d2} Z_{d2}$ — системы координат, связанные с роторами ШД; центры этих систем совпадают с центрами систем координат $O_1 X_1 Y_1 Z_1$, $O_2 X_2 Y_2 Z_2$ соответственно, а оси $O_1 X_{d1}$, $O_2 Z_{d2}$ совпадают осями с $O_1 X_1$, $O_2 Z_2$ этих систем.

Системы $O_1 X_{d1} Y_{d1} Z_{d1}$ и $O_1 X_1 Y_1 Z_1$, $O_2 X_{d2} Y_{d2} Z_{d2}$ и $O_2 X_2 Y_2 Z_2$ связаны следующим образом:

$$\begin{bmatrix} X_{d1}, Y_{d1}, Z_{d1} \end{bmatrix}^{\mathrm{T}} = \mathbf{A}_{1}' \begin{bmatrix} X_{1}, Y_{1}, Z_{1} \end{bmatrix}^{\mathrm{T}},$$
$$\begin{bmatrix} X_{d2}, Y_{d2}, Z_{d2} \end{bmatrix}^{\mathrm{T}} = \mathbf{A}_{2}' \begin{bmatrix} X_{2}, Y_{2}, Z_{2} \end{bmatrix}^{\mathrm{T}},$$

где

$$\mathbf{A}_{1}' = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma_{1} & \sin \gamma_{1} \\ 0 & -\sin \gamma_{1} & \cos \gamma_{1} \end{bmatrix},$$
$$\mathbf{A}_{2}' = \begin{bmatrix} \cos \gamma_{2} & \sin \gamma_{2} & 0 \\ -\sin \gamma_{2} & \cos \gamma_{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

Здесь γ_1 и γ_2 — углы поворотов роторов ШД наружной и внутренней рамок привода соответственно.

Системы координат *ОХҮZ* и $Ox_1y_1z_1, o_2''x_1''y_1''z_1''$ и $o_2''x_ay_az_a, o_2x_1'y_1'z_1'$ и $o_2x_2y_2z_2$ связаны следующим образом:

$$\begin{bmatrix} x_1, y_1, z_1 \end{bmatrix}^{T} = \mathbf{A}_1 \begin{bmatrix} X, Y, Z \end{bmatrix}^{T},$$
$$\begin{bmatrix} x_2, y_2, z_2 \end{bmatrix}^{T} = \mathbf{A}_2 \begin{bmatrix} x'_1, y'_1, z'_1 \end{bmatrix}^{T},$$
$$\begin{bmatrix} x_a, y_a, z_a \end{bmatrix}^{T} = \mathbf{A}_2 \begin{bmatrix} x''_1, y''_1, z''_1 \end{bmatrix}^{T},$$

где

$$\mathbf{A}_{1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha_{1} & \sin \alpha_{1} \\ 0 & -\sin \alpha_{1} & \cos \alpha_{1} \end{bmatrix},$$
$$\mathbf{A}_{2} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_{2} & \sin \alpha_{2} & 0 \\ -\sin \alpha_{2} & \cos \alpha_{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Здесь α_1 и α_2 — углы разворота наружной и внутренней рамок привода соответственно, причем

$$\alpha_1 = n_1 \gamma_1$$
, $\alpha_2 = n_2 \gamma_2$,

где n_1 и n_2 — величины, обратные передаточным отношениям редукторов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Математическая модель привода деформируемой антенны получена в форме уравнений Лагранжа. В качестве обобщенных координат выбраны углы поворотов роторов γ_1 и γ_2 , а также смещения q_i , характеризующие упругие деформации антенны. Здесь i = 1, ..., n, где n — количество учитываемых форм упругих колебаний антенны.

Уравнение движения привода антенны в общем виде представляется так [4]:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial \dot{\lambda}_{l}} - \frac{\partial T}{\partial \lambda_{l}} = Q_{l} , \ l = 1, ..., n , \qquad (1)$$

где T — суммарная кинетическая энергия системы; Q_i — обобщенные силы, действующие на систему; λ_i — составляющие вектора обобщен-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

ных координат, определяемые выражениями

$$\lambda_1 = \gamma_1, \ \lambda_2 = \gamma_2, \ \lambda_3 = q_1, \dots, \ \lambda_{2+i} = q_i.$$

Кинетическая энергия звена 1 определяется соотношением

$$K_{1} = 0.5 \left(n_{1} \dot{\mathbf{y}}_{1} \right) \mathbf{Q}^{r1} \left(n_{1} \dot{\mathbf{y}}_{1} \right), \qquad (2)$$

где \mathbf{Q}^{r_1} — тензор инерции первого звена в точке *О* для системы координат $Ox_1y_1z_1$, $\dot{\mathbf{\gamma}}_1 = [\dot{\gamma}_1, 0, 0]^T$.

Кинетическая энергия ротора ШД звена *1* равна

$$K_{p1} = 0.5 \dot{\mathbf{y}}_1 \mathbf{Q}^{d1} \dot{\mathbf{y}}_1 , \qquad (3)$$

где \mathbf{Q}^{d1} — тензор инерции ротора ШД в точке O_1 относительно системы координат $O_1 X_{d1} Y_{d1} Z_{d1}$.

Кинетическая энергия звена 2 определяется соотношением

$$K_2 = K_{2e} + K_{2m} + K_{2r} , \qquad (4)$$

где K_{2e} — кинетическая энергия переносного движения; K_{2r} — кинетическая энергия относительных движений; K_{2m} — кинетическая энергия, определяемая выражением

$$K_{2m} = \mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{G}_{2r} + \mathbf{\omega} \cdot \mathbf{H}_{2r}^O$$

Здесь \mathbf{G}_{2r} — главный вектор относительных количеств движения, а \mathbf{H}_{2r}^{o} — их главный момент относительно полюса o_2 ; \mathbf{v}_2 — вектор скорости полюса o_2 .

Кинетическая энергия переносного движения $K_{\gamma_{\rho}}$ определяется выражением

$$K_{2e} = 0.5M \left[\mathbf{A}_{2} \left(n_{1} \dot{\mathbf{y}}_{1} \times \mathbf{L}^{r_{1}} \right) \right]^{2} + M \left\{ \left[\mathbf{A}_{2} \left(n_{1} \dot{\mathbf{y}}_{1} \times \mathbf{L}^{r_{1}} \right) \times \left(\mathbf{A}_{2} n_{1} \dot{\mathbf{y}}_{1} + n_{2} \dot{\mathbf{y}}_{2} \right) \right] \right\} \mathbf{C}^{r_{2}} + 0.5 \left(\mathbf{A}_{2} n_{1} \dot{\mathbf{y}}_{1} + n_{2} \dot{\mathbf{y}}_{2} \right) \mathbf{Q}^{r_{2}} \left(\mathbf{A}_{2} n_{1} \dot{\mathbf{y}}_{1} + n_{2} \dot{\mathbf{y}}_{2} \right),$$

где M — масса звена 2; \mathbf{Q}^{r_2} — тензор инерции второго звена в точке o_2 в системе координат $o_2 x_2 y_2 z_2$; \mathbf{C}^{r_2} — вектор-столбец координат центра масс второго звена в системе $o_2 x_2 y_2 z_2$; \mathbf{L}^{r_1} — вектор, направленный из полюса O в полюс o_2 ; $\dot{\mathbf{y}}_2 = [0, 0, \dot{\mathbf{y}}_2]^{\mathrm{T}}$.

В общем случае тензор \mathbf{Q}^{r_2} не остается постоянным и может быть представлен в виде

$$\mathbf{Q}^{r^2} = \tilde{\mathbf{Q}}^{r^2} + 2\sum_{k=1}^n \mathbf{\Lambda}_k q_k \; .$$

Здесь $\tilde{\mathbf{Q}}^{r_2}$ — постоянная часть тензора инерции

$$\mathbf{Q}^{\prime 2}, \ \mathbf{\Lambda}_{k} = \int \left[\mathbf{E} \boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{U}^{k} - 0.5 \left(\boldsymbol{\rho} \, \mathbf{U}^{k} + \mathbf{U}^{k} \boldsymbol{\rho} \right) \right] dm, \ \mathbf{rge} \ \mathbf{E} - \mathbf{U}^{\prime 2}$$

единичная матрица; ρ — вектор, задающий положение каждой точки конструкции антенны в недеформированном состоянии; U^k — радиусвектор, определяющий смещение произвольной точки антенны вследствие деформаций; ρU^k , $U^k \rho$ — диады.

Кинетическая энергия относительных движений K_{γ_r} определяется следующим образом:

$$K_{2r} = 0.5 \sum_{k=1}^{n} \sum_{l=1}^{n} \Gamma^{kl} \dot{q}_k \dot{q}_l ,$$

где $\Gamma^{kl} = \int \mathbf{U}^k \cdot \mathbf{U}^l dm$.

Выражение для K_{2m} может быть записано в виде

$$K_{2m} = \mathbf{A}_2(n_1 \dot{\mathbf{y}}_1 \times \mathbf{L}^{d_1}) \cdot \sum_{k=1}^N \mathbf{a}^k \dot{q}_k + \dot{\mathbf{y}}_2 \cdot \sum_{k=1}^N \mathbf{G}^k \dot{q}_k ,$$

где \mathbf{L}^{d_1} — вектор, направленный из полюса O в полюс $o_{;;}$

$$\mathbf{a}^{k} = \int_{m} \mathbf{U}^{k} dm ;$$
$$\mathbf{G}^{k} = \int \mathbf{\rho} \times \mathbf{U}^{k} dm .$$

Кинетическая энергия ротора ШД звена 2 имеет вид

$$K_{\rho 2} = 0.5m_2 (\mathbf{A}_2' \Big[n_1 \dot{\mathbf{y}}_1 \times \mathbf{L}^{d_1} \Big]^2 + 0.5(\mathbf{A}_2' n_1 \dot{\mathbf{y}}_1 + \dot{\mathbf{y}}_2) \cdot \mathbf{Q}^{d_2} \cdot (\mathbf{A}_2' n_1 \dot{\mathbf{y}}_1 + \dot{\mathbf{y}}_2), \qquad (5)$$

где m_2 — масса ротора ШД звена 2; \mathbf{Q}^{d2} — тензор инерции ротора звена 2 в точке O_2 в системе $O_2 X_{d2} Y_{d2} Z_{d2}$.

Потенциальная энергия роторов ШД равна

$$\Pi_{P} = \frac{M_{m1}}{p_{1}} \Big[1 - \cos p_{1} (\gamma_{1} - \beta_{1}) \Big] + \frac{M_{m2}}{p_{2}} \Big[1 - \cos p_{2} (\gamma_{2} - \beta_{2}) \Big] ,$$

где p_1 , p_2 — число полюсов роторов первого и второго ШД соответственно; M_{m1} , M_{m2} — амплитуда синхронизирующего момента первого и второго ШД соответственно; β_1 , β_2 — программные значения поворотов роторов первого и второго ШД соответственно.

Соответствующие обобщенные силы определяются выражением

$$Q_p^i = -\frac{\partial \Pi_p}{\partial \gamma_i} , \ (i = 1, 2).$$
(6)

При колебаниях на элементы конструкции действуют упругие силы, потенциальная энергия которых равна

$$\Pi_{y} = 0.5 \sum_{k=1}^{n} \sum_{l=1}^{n} C_{kl} q_{k} q_{l} , \qquad (7)$$

где C_{kl} — постоянные коэффициенты, образующие матрицу жесткости.

С учетом (7) обобщенные упругие силы определяются выражением

$$Q_{y}^{\alpha} = -\sum_{l=1}^{n} C_{kl} q_{l} \,. \tag{8}$$

Обобщенные демпфирующие силы могут быть определены так

$$Q^{\alpha}_{\mathcal{A}} = -\sum_{l=1}^{n} \varepsilon_{kl} \dot{q}_{l} , \qquad (9)$$

где є_{*kl*} — постоянные коэффициенты, образующие матрицу диссипации конструкции.

Наличие моментов сухого и вязкого трения можно учесть посредством диссипативной функции Рэлея

$$\Phi = \sum_{s=1}^{2} \frac{1}{s} \sum_{i=1}^{2} k_{im} \left| \dot{\gamma}_{i} \right|^{m} ,$$

где k_{11} , k_{12} — амплитуда момента сухого трения на валу первого и второго ШД соответственно; k_{21} , k_{22} — коэффициенты вязкого трения в первом и втором ШД соответственно.

Обобщенные силы трения определяются выражением

$$Q_T = -\frac{\partial \Phi}{\partial \dot{\gamma}_j}, \quad j = 1, 2$$
 (10)

Подставив выражения составляющих кинетической энергии (2)—(5) и обобщенных сил (7)—(10) в общее уравнение (1) и проделав определенные преобразования, уравнение движения упругой антенны и ее привода с ШД можно представить в следующем виде:

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & \dots & a_{12+n} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & \dots & a_{22+n} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & \dots & a_{32+n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{2+n1} & a_{2+n2} & a_{2+n3} & \dots & a_{2+n2+n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\gamma}_1 \\ \ddot{\gamma}_2 \\ \ddot{q}_1 \\ \dots \\ \ddot{q}_n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ \dots \\ f_{2-n} \end{bmatrix} = 0.$$
(11)

С учетом пренебрежения влиянием колебаний упругой антенны на смещение центра масс и на моменты инерции системы, влиянием квадратичной составляющей, учитывающей смещение поперечного сечения стержня вдоль продольной оси при изгибе, и с учетом одной формы колебаний антенны (n = 1) элементы матриц системы уравнений (11) представляются следующим образом:

 $a = n^2 (a^{r_1} + ((1^{d_1})^2 m + a^{d_2}) \cos^2 n) +$

$$\begin{aligned} u_{11} - u_{1} (u_{11} + ((l_{1}^{-1}) m_{2} + q_{11}^{-1}) \cos q_{2}) + \\ + q_{11}^{d1} + (l_{1}^{r1} (2c_{1}^{r2} + l_{1}^{r1})M + q_{11}^{r2} \cos^{2}(n_{2} \gamma_{2}) + \\ + \sin^{2} \gamma_{2} ((l_{2}^{d1})^{2} m_{2} + q_{22}^{d2}) - 0.5 \sin 2 \gamma_{2} (q_{12}^{d2} + q_{21}^{d2}) + \\ + (l_{2}^{r1} (2c_{2}^{r2} + l_{2}^{r1})M + q_{11}^{r2}) \sin^{2}(n_{2} \gamma_{2}) - \\ - 0.5 (q_{12}^{r2} + q_{21}^{r2}) \sin (2n_{2} \gamma_{2})), \\ a_{12} = 0.5n_{1} \cos \gamma_{2} (q_{13}^{d2} + q_{31}^{d2}) + 0.5n_{2} \cos(n_{2} \gamma_{2}) \times \\ \times (q_{13}^{r2} + q_{31}^{r2}) - 0.5 \sin \gamma_{2} (q_{23}^{d2} + q_{32}^{d2}) + \\ + 0.5n_{2} \sin(n_{2} \gamma_{2}) (q_{23}^{r2} + q_{32}^{r2}), \\ a_{13} = 0, \ a_{21} = a_{12}, \ a_{22} = n_{2}^{2} q_{33}^{r2} + q_{33}^{d2}, \\ a_{23} = a_{32} = G_{1}, \ a_{31} = 0, \ a_{33} = m_{2}, \\ f_{1} = (n_{1}^{2} (\cos(2\gamma_{2})) (-q_{12}^{r2} - q_{21}^{r2}) + \\ + n_{2} \cos(2n_{2} \gamma_{2}) (-q_{12}^{r2} - q_{21}^{r2}) + \\ + (((l_{2}^{d1})^{2} - (l_{1}^{d1})^{2})m_{2} - q_{11}^{d2} + q_{22}^{d2}) \sin((2\gamma_{2}) + \\ + n_{2} ((-2c_{1}^{r2} l_{1}^{r1} - (l_{1}^{r1})^{2} + 2c_{2}^{r2} l_{2}^{r1} + \\ + (l_{2}^{r1})^{2})M - q_{11}^{r2} + q_{22}^{r2}) \sin((2n_{2} \gamma_{2}))) \dot{\gamma}_{1} \dot{\gamma}_{2} + \\ + n_{1} (-0.5 \cos \gamma_{2} (q_{23}^{d2} + q_{32}^{d2}) - \end{aligned}$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 6

$$-0.5 \sin \gamma_2 (q_{13}^{u_2} + q_{31}^{u_2}) +$$

$$+ n_2^2 (-0.5 \cos(n_2 \gamma_2) (q_{23}^{r_2} + q_{32}^{r_2}) -$$

$$-0.5 \sin(n_2 \gamma_2) (q_{13}^{r_2} + q_{31}^{r_2})))\dot{\gamma}_2^2 +$$

$$+ M_{M1} \sin(p_1(\gamma_1 - \beta_1)) + M_{T1} \operatorname{sign} \dot{\gamma}_1 + \lambda_1 \dot{\gamma}_1 ,$$

$$f_2 = n_1 (-0.5 \cos \gamma_2 (q_{23}^{d_1} + q_{32}^{d_1}) - 0.5 \sin \gamma_2 (q_{13}^{d_2} + q_{31}^{d_2})) +$$

$$+ n_2^2 (-0.5 \cos(n_2 \gamma_2) (q_{23}^{r_2} + q_{32}^{r_2}) -$$

$$-0.5 \sin(n_2 \gamma_2) (q_{13}^{r_2} + q_{31}^{r_2})) \dot{\gamma}_1 \dot{\gamma}_2 +$$

$$+ M_{M2} \sin(p_2(\gamma_2 - \beta_2)) + M_{T2} \operatorname{sign} \dot{\gamma}_2 + \lambda_2 \dot{\gamma}_2 ,$$

$$f_3 = 2\omega_1 \varepsilon_1 \dot{q}_1 + \omega_1^2 q_1 .$$

Здесь величинами q_{ij}^{r1} , q_{ij}^{r2} , q_{ij}^{d1} , q_{ij}^{d2} , c_i^{r2} , l_i^{r1} , l_i^{d1} , (*i* = 1, ..., 3; *j* = 1, ..., 3) обозначены элементы соответствующих матриц \mathbf{Q}_{ij}^{r1} , \mathbf{Q}_{ij}^{r2} , \mathbf{Q}_{ij}^{d1} , \mathbf{Q}_{ij}^{d2} , \mathbf{C}_i^{r2} , \mathbf{L}_i^{r1} , \mathbf{L}_i^{d1} ; ε_1 —коэффициент демпфирования; ω_1 частота собственных колебаний конструкции антенны; G_1 — коэффициент влияния вращательного движения антенны на ее упругие деформации [5].

МОДЕЛИРОВАНИЕ

При моделировании движения привода антенны будем использовать следующие исходные данные: $m_{1(2)} = 0.2 \text{ кг}, n_{1(2)} = 2.899 \cdot 10^{-3}, M_{m1(2)} = 0, \lambda_{1(2)} = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ H·m·c}^2, M_{T1(2)} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ H·m}, M = 2 \text{ кг}, p = 30.$ Ненулевые элементы матриц $\mathbf{Q}_{ij}^{r1}, \mathbf{Q}_{ij}^{r2}, \mathbf{Q}_{ij}^{d1}, \mathbf{Q}_{ij}^{d2}, \mathbf{C}_{i}^{r2}, \mathbf{L}_{i}^{r1}, \mathbf{L}_{i}^{d1}$ имеют следующие значения: $q_{11}^{r1} = 0.347 \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{22}^{r1} = 0.623 \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{33}^{r1} = 0.839 \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{11}^{r2} = 0.136 \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{22}^{r2} = 0.136 \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{33}^{r2} = 1.386 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{11}^{d1} = 0.7 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{22}^{d1} = 0.8 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{33}^{d1} = 0.8 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{11}^{d2} = 0.8 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{22}^{d2} = 0.8 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{13}^{d2} = 0.7 \times 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{22}^{d2} = 0.8 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{13}^{d2} = 0.7 \times 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{22}^{d2} = 0.8 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{13}^{d2} = 0.7 \times 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{M}^2, q_{21}^{r1} = -0.155 \text{ м}, l_1^{d1} = 0.055 \text{ м}, l_2^{d2} = 0.155 \text{ м}, l_3^{d2} = 0.08 \text{ м}, c_1^{r2} = 0.01 \text{ м}, c_3^{r2} = 0.26 \text{ м}, f_1 = 250 \text{ Гц}.$

На рис. 2, 3 изображены зависимости углов поворота роторов ШД от времени. Линией 1 показана зависимость, соответствующая случаю идеального дискретного изменения положения антенны в моменты подачи управляющих импульсов. Линией 2 показана зависимость поло-



Рис. 2. Зависимость угла поворота ротора ШД наружной рамки от времени



Рис. 3. Зависимость угла поворота ротора ШД внутренней рамки от времени

жения роторов ШД от времени, построенная по результатам моделирования без учета упругости конструкции антенны, а линией 3 — эта же зависимость, но с учетом одного тона упругих колебаний антенны. Из рис. 1 видно, что для рассмотренных исходных данных упругие колебания конструкции антенны не оказывают существенного влияния на движение наружной рамки привода. Анализ рис. 2 показывает более сильное влияние упругости антенны на движение внутренней рамки привода. В приведенном примере это выражается в более длительном переходном процессе, который наблюдается после прекращения подачи управляющих импульсов на ШД.

Таким образом, в настоящей статье представлена математическая модель для исследования процесса наведения упругой антенны с использованием привода с шаговыми двигателями. Эту модель целесообразно использовать для моделирования процесса наведения различных антенн, конструкциям которых присущи существенные упругие деформации.

- 1. *Белянский П. В., Сергеев Б. Г.* Управление наземными антеннами и радиотелескопами. М.: Сов. радио, 1980. 280 с.
- 2. Ванке В. А., Лесков Л. В., Лукьянов А. В. Космические энергосистемы. М.: Машиностроение, 1990. 144 с.
- Дискретный электропривод с шаговыми двигателями / Под ред. М. Г. Чиликина. — М.: Энергия, 1971. — 624 с.
- Лурье А. И. Аналитическая механика. М.: Физматгиз, 1961. — 824 с.
- Макаров А. Л., Хорошилов С. В., Попель В. М. Влияние нежесткости конструкции антенны на работу ее привода с шаговым двигателем // Технологические системы. — 2008. — № 3 (43). — С. 44—47.
- 6. *Ратмиров В. А., Ивоботенко Б. А.* Шаговые двигатели для систем автоматического управления. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1962. 128 с.
- Шевелев В. И. Системы регулирования с несколькими шаговыми двигателями. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 72 с.
- Kawakami Y., Hiroshi H., Maszumi U. Design of an onboard antenna pointing control system for communication satellites // AIAA/AAS Astrodynamics Conference // (Aug 15–17, 1988, Washington, DC, American Institute of Aeronautics and Astronautics). – 1988. – P. 689–694.

Надійшла до редакції 15.10.09

A. L. Makarov, S. V. Khoroshilov, V. M. Popel

MATHEMATICAL MODEL FOR INVESTIGATION OF THE FLEXIBLE ANTENNA POINTING PROCESS WITH USE OF THE DRIVE WITH STEPPING MOTORS

The mathematical model for investigation of spatial antenna pointing by means of the drive with stepping motors is offered. The model allows analyzing antenna drive dynamics in view of structure flexible deformations and interference of the control channels.
УДК 621.315.3:533.9

Ю. А. Похил¹, В. В. Абраимов¹, Г. И. Сальтевский¹, И. П. Зарицкий¹, В. А. Лотоцкая¹, А. В. Кревсун¹, Н. Н. Агашкова¹, М. М. Пристюк¹, В. Г. Тихий², И. А. Гусарова², А. М. Потапов²

¹ Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України, Харків ² Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

ВОЗДЕЙСТВИЕ НАЗЕМНО ИМИТИРУЕМЫХ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТЕРИАЛОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Досліджується вплив факторів космічного простору на зміни термооптичних і електрофізичних характеристик ряду неметалевих конструкційних і функціональних матеріалів зовнішніх поверхонь космічного апарата МС-2-8. Використано метод пришвидшеного лабораторного моделювання п'ятирічного перебування апарата на сонячно-синхронній орбіті висотою 670 км. Експериментально досліджено стійкість цих матеріалів до інтегрального впливу вакууму, електронів і протонів радіаційних поясів Землі, електромагнітного випромінювання Сонця, циклічних орбітальних змін температури.

введение

Основные тенденции современного космического аппарато- и приборостроения — увеличение времени активной жизни космических аппаратов (КА) до 10-15 лет, негерметичность их конструкции, широкое использование новых полимерных композиционных материалов. Поэтому является актуальным применение методов физического моделирования для всестороннего исследования поведения материалов КА в условиях наземного форсированного воздействия основных факторов космического пространства (ФКП) — глубокого вакуума, потоков высокоэнергичных заряженных частиц, электромагнитного излучения Солнца, термоциклирования и др. Воздействие совокупности этих факторов на материалы КА носит сложный характер, приводя зачастую к проявлению эффектов синергизма. Это обстоятельство накладыва-

ет специфические требования к методам исследования и оборудованию, которые должны обеспечивать адекватную комплексную ускоренную наземную имитацию ФКП. Такая база создана и активно функционирует в ФТИНТ НАН Украины [3].

Одним из условий нормальной работы КА является поддержание в допустимых пределах теплового режима его элементов конструкции и бортовой научной аппаратуры. Эту функцию частично или полностью выполняют пассивные системы терморегулирования, основным элементом которых являются терморегулирующие покрытия. При этом тепловой режим элементов КА зависит, как известно [9], от термооптических характеристик покрытия, в частности: интегрального коэффициента А, поглощения солнечного излучения, интегрального коэффициента є излучения/поглощения (степень черноты) в тепловом ИК-диапазоне и их отношения A_{\perp}/ϵ . Под действием ФКП термооптические характеристики покрытия могут существенно измениться, что приведет к нарушению допустимых показателей теплового режима КА. По-

[©] Ю. А. ПОХИЛ, В. В. АБРАИМОВ, Г. И. САЛЬТЕВСКИЙ,

И. П. ЗАРИЦКИЙ, В. А. ЛОТОЦКАЯ, А. В. КРЕВСУН, Н. Н. АГАШКОВА, М. М. ПРИСТЮК, В. Г. ТИХИЙ,

И. А. ГУСАРОВА, А. М. ПОТАПОВ, 2009

этому знание таких характеристик, их чувствительности к длительному воздействию ФКП позволяет выбрать прогнозируемый и наиболее устойчивый материал терморегулирующего покрытия при создании пассивных систем терморегулирования долгоживущих КА. Обзор работ по влиянию ФКП на оптические характеристики терморегулирующих покрытий приведен в [8].

Значительной проблемой при создании КА является обеспечение электро-радиационной безопасности на различных околоземных орбитах. В этих условиях на аппарат воздействуют потоки электронов и протонов радиационных поясов Земли, электронно-ионные компоненты «горячей» (магнитосферной) и «холодной» (ионосферной) плазмы с энергией частиц 0.1-100 МэВ, электромагнитное излучение Солнца [5]. Космический аппарат представляет собой конструкцию из разнородных диэлектрических материалов на внешней поверхности и во внутренних отсеках. Из-за различных условий облучения и различий во вторично-эмиссионных свойствах диэлектрических материалов происходит неоднородное накопление на поверхности КА избыточных электрических зарядов и возникновение значительной разности потенциалов (до десятков киловольт) между отдельными элементами и между аппаратом и окружающей плазмой [11, 12]. По этой причине могут происходить поверхностные и объемные электрические пробои, что приводит к выходу из строя жизненно важных систем (солнечные батареи, оптические приборы, антенны). Эффективным способом борьбы с радиационно-стимулированными пробоями является выбор материалов внешних поверхностей КА, имеющих, с одной стороны, высокие резистивные и диэлектрические свойства, электрическую прочность, а с другой стороны пониженную склонность к накоплению зарядов и способность к быстрой их релаксации. При этом электрофизические свойства должны сохраняться на допустимом уровне в течение длительного радиационного и температурного воздействий космической среды. Решение этой проблемы также требует проведения соответствующих ускоренных имитационных испытаний.

ОБЪЕКТЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объекты. В качестве объектов исследования (см. табл. 1), выбраны материалы и некоторые элементы конструкции, образующие внешнюю поверхность микроспутника MC-2-8 разработ-ки ГП «КБ «Южное».

Исследуемый материал	Интервал термоциклирования, количество термоциклов N	Наличие радиацион- ного воздействия	Измеряемые характеристики
Эмаль АК-512 (белая и черная)	+100100 °C; $N = 100$	+	Α, ε
Тепловой экран	+100100 °C; $N = 100$	+	<i>Α</i> , ε
Эпоксидное связующее ЭДТ-10 каркаса	+100100 °C; $N = 100$	+	<i>Α</i> , ε
панели солнечных батарей			3
Пленка НИИКАМ-РАМ-2	+6060 °C; $N = 130$	+	Α, ε
Углепластик на основе УКН-5000	_	+	<i>Α</i> , ε
Углепластик на основе ЛУП-02	_	+	<i>Α</i> , ε
Сотовая конструкция — каркас панели	+100100 °C; $N = 100$	+	$A_{\epsilon}, \epsilon, R$
солнечных батарей			3
Стеклотекстолит СФ-2-50Г	+100100 °C; $N = 100$	+	ρ,, ξ, tgδ
Пресс-материал ДСВ-4	+100100 °C; $N = 100$	+	ρ, ξ, tgδ
Фторопласт ФАФ-4Д-2.5	+100100 °C; $N = 100$	+	ρ, ξ, tgδ
Фторопласт Ф-4	_	+	ρ, ξ, tgδ
Полиэтилен 107-02К	_	+	ξ, tgδ
Стержень текстолитовый 13	+4510 °C; N=130	_	R_i, ρ_s
Текстолит А	+4510 °C; N=130	_	ρ
Гетинакс 1-1.0	+4510 °C; N=130	_	ρ
Лак УР-231	+6060 °C; $N = 130$	—	$\rho_{\nu}, \xi, tg\delta$

Таблица 1	. Объекты исследования,	действующие фактор	ы космического пространс	гва и измеряемые характеристики
-----------	-------------------------	--------------------	--------------------------	---------------------------------

В табл. 1 приведены данные о видах и параметрах ФКП, воздействующих на материалы: интервалах температур орбитального термоциклирования ΔT ; количестве термоциклов N; наличии радиационного воздействия (флюэнсы электронов и протонов $F_{2} = 4.50 \cdot 10^{13}$ см⁻², $F_{\pi} =$ $= 2.76 \cdot 10^{11}$ см⁻², соответствующие пятилетнему пребыванию КА на солнечно-синхронной орбите высотой 670 км, длительность облучения электромагнитным излучением Солнца 100 ч); приведен также перечень измеряемых характеристик материалов до и после воздействия ФКП: интегральные коэффициенты поглощения A_{ϵ} и излучения ϵ , электросопротивление изоляции R, объемное удельное электросопротивление р,, поверхностное удельное электросопротивление $\rho_{,}$, внутреннее сопротивление $R_{,}$ диэлектрическая проницаемость ξ, тангенс угла диэлектрических потерь tgo. Указанные воздействия проводили в вакуумной камере с чернеными криогенными экранами при исходном давлении остаточных газов 10 мкПа.

Комплексная имитация факторов космического пространства. Одновременное воздействие ФКП на исследуемые образцы материалов и элементов конструкции КА проведено на созданном в ФТИНТ НАН Украины комплексном имитаторе КИФК [1].

Образцы устанавливались на грани поворотного держателя в криогенно-вакуумной камере. Облучение электромагнитным излучением Солнца проводили с использованием двух имитаторов:

 имитатора излучения Солнца ИС-160 в диапазоне длин волн 250—2200 нм, который обеспечивает освещенность образцов в одну солнечную постоянную;

2) газоструйного источника ВУФ-излучения Солнца в интервале длин волн 5—170 нм [2] в режиме пятикратного ускоренного облучения образцов.

Время облучения образцов каждым имитатором составляет 100 эквивалентных солнечных часов.

Давление остаточных газов в вакуумной камере КИФК до начала облучения составляло 10 мкПа; в процессе облучения — 480 мкПа.

Имитация воздействия корпускулярного излучения естественных радиационных поясов Земли на орбите КА МС-2-8 проводилась с использованием ускорителей электронов и протонов на совмещенных пучках [4], входящих в состав КИФК. Облучение образцов проводилось моноэнергетическими потоками протонов и электронов с энергиями 160 кэВ. Замена широкого спектра энергий частиц в радиационных поясах Земли на моноэнергетический поток частиц с выбранной энергией при ускоренных имитационных испытаниях обусловлен техническими возможностями КИФК и оправдан тем обстоятельством, что для заданной орбиты КА МС-2-8 определяющая доля интегральной плотности потоков электронов и протонов приходится на интервал энергий 0.05—0.3 МэВ (по данным документа ГП «КБ «Южное» «Аппарат космический МС-2-8. Требования по стойкости бортовой аппаратуры к факторам космического пространства»). Из этого документа определяются для рассматриваемой орбиты значения интегральных плотностей потоков электронов $\varphi_{\nu}^{3} = 2.85 \cdot 10^{5}$ см⁻²с⁻¹ и протонов $\varphi_{\nu}^{n} = 1.75 \times$ $\times 10^3$ см⁻²с⁻¹ в указанном интервале энергий.

Эквивалентность имитационных экспериментов орбитальным условиям достигается выполнением равенства флюэнсов частиц, падающих на поверхность образцов в космосе и в имитаторе:

$$F_{\kappa} = F_{u}$$
, или $\varphi_{\kappa} t_{\kappa} = \varphi_{u} t_{u}$, (1)

где ϕ_{κ} , ϕ_{u} — плотности потока частиц в космосе и имитаторе, t_{κ} — длительность орбитального полета КА (в нашем случае $t_{\kappa} = 5$ лет $\approx 1.58 \cdot 10^{8}$ с), t_{u} — время облучения образцов в имитаторе.

Из (1) флюэнсы электронов и протонов на орбите MC-2-8 за пять лет полета имеют значения: $F_{\kappa}^{\ 9} = 4.50 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $F_{\kappa}^{\ \pi} = 2.76 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Значение φ_u задается величиной тока *I* пучка в протонном и электронном трактах ускорителей и площадью облучаемой поверхности *S*:

$$\varphi_u = \frac{I}{e \cdot S}, \qquad (2)$$

где $e = 1.6022 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона (протона), S = 100 см², $I = 10^{-7}$ А — сила тока электронного и протонного пучков, достаточная для устойчивой работы ускорителей.



Рис. 1. Образец 4 диэлектрического материала с напыленными на нем электродами: 1 — электрод измерительный, 2 — электрод охранный (напряжения), 3 — электрод напряжения (охранный) для измерения диэлектрических свойств и объемного (поверхностного) сопротивления



Рис. 2. Образец каркаса панели солнечной батареи для измерения сопротивления его изоляции: 1, 2, 3 — измерительный, потенциальный и охранный электроды, 4 — изолирующий слой, 5 — углепластик, 6 — алюминиевые соты

Из соотношения (2) получаем значения плотностей потоков электронов и протонов в ускорителе: $\phi_{\mu}^{\ 3} = \phi_{\mu}^{\ \pi} = 6.24 \cdot 10^9 \, \text{сm}^{-2} \text{c}^{-1}$.

Времена облучения образцов электронным и протонным пучком в имитаторе, необходимые для соблюдения условия эквивалентности (1), равны

$$t_{\mu}^{\circ} = \frac{F_{\kappa}^{\circ}}{\varphi_{\mu}^{\circ}} = 7200 \text{ c}, \ t_{\mu}^{\pi} = \frac{F_{\kappa}^{\pi}}{\varphi_{\mu}^{\pi}} = 44 \text{ c}.$$
 (3)

Имитация орбитального термоциклирования. Испытания на термо-циклическое воздействие проводились согласно стандарту ECSS-Q-70-04А в стенде ТВЦ конструкции ФТИНТ НАН Украины [7]. В криогенно-вакуумной камере образцы устанавливались на предметный столик, температура которого циклически изменялась по заданной программе. Давление остаточных газов в камере перед испытанием составляло 10^{-5} Па, во время испытаний — $6 \cdot 10^{-3}$ Па. Методика измерения термооптических характеристик материалов. Интегральные коэффициенты A_s и є измерялись на плоских (50 × 50 мм) образцах с помощью фотометра ФМ-59 и терморадиометра ТРМ-И с использованием образцов сравнения. На каждом образце проводилось 10—15 измерений в разных участках поверхности и определялось среднее значение измеряемой величины.

Коэффициент поглощения A_s определяли, измеряя коэффициент отражения R_s ($A_s = 1 - R_s$ для непрозрачного терморегулирующего покрытия) фотометром ФМ-59 в интервале длин волн 0.3— 2.4 мкм. Прибор настраивался по эталонным образцам. Разброс показаний при повторных измерениях не превышал 2 %.

Степень черноты є измерялась в диапазоне 4— 40 мкм, соответствующем области спектральной чувствительности терморадиометра ТРМ-И. Прибор калибровался по зеркалу и модели черного тела, приданным к прибору. Перед каждым измерением проводилась проверка показаний прибора по контрольному образцу прибора. Разброс показаний при повторных измерениях в одинаковых условиях не превышал 2 %.

Измерение A_s и є образцов, подвергнутых воздействию $\Phi K \Pi$, проводили в течение 12 ч после завершения испытания.

Методика измерения диэлектрических свойств материалов основана на измерении емкости С конденсатора, образуемого измерительными электродами и исследуемым образцом-диэлектриком. Медные пленочные электроды, показанные на рис. 1, напыляли на верхнюю и нижнюю поверхности образца методом термического испарения в вакууме при температуре поверхности образца не выше 40 °С. Для образцов материала СФ-2-50Г в качестве электрода напряжения 3 использовалась медная фольга на его поверхности. Для образцов двустороннего фольгированного листового фторопласта ФАФ-4Д медная фольга на его поверхностях использовалась в качестве электрода напряжения и измерительного электрода. Измерения емкости проводили на частоте 1 МГц измерителем R, L, C типа E7-12 (ГОСТ 22372-77 и раздел 3 ГОСТ 16336-77).

Диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь вычислялись по формулам

$$\xi = \frac{C_p}{C_0} = \frac{C_p t}{\xi_0 S} , \text{ tg}\delta = \frac{G_p}{2\pi f C_p} .$$
 (4)

Здесь ξ — диэлектрическая проницаемость, C_p — емкость в параллельной схеме замещения, C_0^p — межэлектродная емкость, S — площадь измерительного электрода, t — толщина образца, $\xi_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ — диэлектрическая постоянная, G_p — проводимость, f — частота.

Методика измерения резистивных свойств материалов основана на измерении электросопротивления постоянному току исследуемого образца материала (ГОСТ 6433.1 и ГОСТ 6433.2) в вакууме или на воздухе при нормальной температуре до и после воздействия на него ФКП. Измерения проводили тераомметром Е6-13А при напряжении постоянного тока 100 В. По результатам измерений определяются объемное, поверхностное и/или внутреннее сопротивление. Вид образца, способ напыления и вид измерительных электродов при определении объемного и поверхностного сопротивления аналогичны предыдущей методике (см. рис. 1).

Удельное объемное и удельное поверхностное сопротивления материала образца вычисляются по формулам

$$\rho_{\nu} = \pi \frac{D_0^2}{4t} R_{\nu} , \ \rho_s = \pi \frac{D_0}{g} R_s , \qquad (5)$$

где *t* — толщина образца, $D_0 = (d_1 + d_2)/2$, R_v , R_s — измеренные объемное и поверхностное сопротивления, $g = (d_2 - d_1)/2$ — ширина зазора между измерительным электродом и электродом напряжения.

Определение внутреннего сопротивления проводили на образцах, в которых с противоположных сторон просверливались два несквозных отверстия для электродов, расстояния между центрами отверстий 15 мм (ГОСТ 6433.2-71).

При измерении объемного сопротивления изоляции внешней поверхности каркаса солнечных батарей (ГОСТ 6433.2-71) наносились медные электроды в форме круга диаметром 40 мм, как показано на рис. 2. Измерения про-

водили в вакууме 0.1 Па при комнатной температуре тераомметром E6-13A при напряжении постоянного тока 100 В. При измерении сопротивления изоляции одного (лицевого или тыльного) поверхностного слоя алюминиевые соты каркаса использовались в качестве электрода напряжения.

Напыление электродов и измерение диэлектрических и резистивных свойств образцов, подвергнутых воздействию $\Phi K \Pi$, проводились в течение 6—8 ч после облучения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Влияние факторов космического пространства на термооптические характеристики и состояние поверхности. Результаты измерений коэффициента поглощения солнечного излучения A_s и степени черноты є на образцах исследованных материалов представлены в табл. 2 и на рис. 3.

В результате комплексного воздействия корпускулярного излучения, электромагнитного излучения Солнца и термоциклирования коэффициент A_s белой эмали AK-512 не изменился и остался в допустимом интервале ($A_s \le 0.5$); коэффициент ε уменьшился на 9 % и оказался ниже допустимого значения ($\varepsilon \ge 0.8$). При этом отношение A_s/ε , определяющее терморегуляторную способность покрытия, для белой эмали увеличилось на 11 % по сравнению с исходным значением (см. табл. 2), что находится в допустимых пределах.

Изменение A_s для черной эмали составило около 2 % (в пределах погрешности прибора), а є уменьшился на 15 % и вышел за допустимые значения ($\varepsilon \ge 0.86$). Произошло визуально заметное осветление окраски образцов, покрытых черной эмалью, приращение $\Delta(A_s / \varepsilon)/(A_s / \varepsilon)_{\rm исх}$ составило более 15 %.

Еще большее увеличение $\Delta(A_s/\epsilon)/(A_s/\epsilon)_{\mu cx}$ (37 %), обусловленное значительным снижением коэффициента ϵ , наблюдается для пленки НИИКАМ-РАМ-2.

Эксперименты по термоциклированию эмалевых покрытий показали их низкую устойчивость к резким температурным перепадам — образование многочисленных трещин и отслоений от подложки из алюминиевых сплавов. При



Рис. 3. Действие факторов космического пространства на коэффициент поглощения солнечного излучения $A_s(a)$ и степень черноты $\varepsilon(\delta)$ исследованных материалов

	A _s , %		8	:, %		A_{s}/ϵ		
Материал	исходное состояние	после воздействия ФКП	исходное состояние	после воздействия ФКП	исходное состояние	после воздействия ФКП	$\frac{\Delta(A_s/\varepsilon)/(A_s/\varepsilon)_{_{_{\rm WCX}}}}{\%}$	
Белая эмаль АК-512	44.0	44.0	78.0	71.0	0.56	0.62	+10.7	
Черная эмаль АК-512	94.0	92.0	86.0	73.0	1.09	1.26	+15.6	
Эпоксидное связующее ЭДТ	91.5	91.0	79.5	77.7	1.15	1.17	+1.7	
Сотовый каркас солнечных	90.0	89.0	74.0	79.0	1.22	1.13	-7.4	
батарей								
Тепловой экран	91.0	90.0	80.0	81.0	1.14	1.11	-2.6	
Углепластик УКН-5000	91.2	90.5	71.0	71.0	1.28	1.27	-0.8	
Углепластик ЛУП-02	93.0	93.0	71.0	78.0	1.31	1.19	-9.2	
Пленка НИИКАМ-РАМ-2	18.5	20.0	69.5	54.5	0.27	0.37	+37.0	

Таблица 2.	Изменение	термооптических	характеристик	материалов
при компл	ексном возд	ействии факторов	космического п	ространства

нанесении между покрытием и подложкой промежуточного слоя эпоксидной смолы или грунтовки растрескивание эмали не наблюдалось. Промежуточный «демпфирующий» слой снижает внутренние термоупругие напряжения между подложкой и покрытием, работоспособность покрытий сохраняется даже после большого (100) количества термоциклов.

Отметим, что эмаль типа АК-512 относится к классу глубокоматовых эмалей на основе акри-

ловых смол и признана весьма перспективным материалом терморегулирующего покрытия. При нанесении таких эмалей с подслоем грунтовки спектральные отражательные свойства покрытия не зависят от оптических свойств подложек, но существенно определяются микроструктурой поверхности.

Исследование воздействия ФКП на термооптические свойства сотовых каркасов солнечных батарей, тепловых экранов, эпоксидного связующего ЭДТ, углепластиков УКН-5000 и ЛУП-0.2 показало незначительное (1—9 %) изменение величин A_s , ε и $\Delta(A_s/\varepsilon)/(A_s/\varepsilon)_{\mu cx}$. Особенно высокую стойкость имеют углепластик УКН-5000 и эпоксидное связующее ЭДТ.

Таким образом, термооптические характеристики исследованных материалов в основном, кроме черной эмали АК-512 и пленки НИИКАМ-РАМ-2, обладают высокой стойкостью к рассмотренным уровням комплексного воздействия ФКП, что указывает на перспективность применения этих материалов на внешних поверхностях КА. Повышенная деградация параметра А / є черной эмали АК-512 и пленки НИИКАМ-РАМ-2 определяется заметным снижением степени черноты є, что может быть связано как с изменением структурного состояния полимера на молекулярном уровне, так и с изменением состояния его поверхности (степень шероховатости, растрескивание, поверхностная эрозия) и обусловленным этим изменением диффузной составляющей излучения.

Влияние факторов космического пространства на электрофизические характеристики. При измерении объемного сопротивления *R* изоляции внешней поверхности каркаса солнечной батареи до и после воздействия радиационных факторов и термоциклирования получены такие значения (диаграммы на рис. 4): в исходном состоянии — 9.1 · 10¹³ Ом, после термоциклирования — 9.0 × × 10¹³ Ом, после облучения — 3.65 · 10¹³ Ом.

Из этих результатов видно, что термоциклирование не оказывает заметного влияния на сопротивление изоляции, в то время как совместное облучение протонами, электронами и электромагнитным излучением Солнца приво-



Рис. 4. Электросопротивление *R* каркаса панели солнечной батареи

дит к снижению в 2–3 раза общего сопротивления поверхности.

Каркас солнечных батарей представляет собой плоскую конструкцию с углепластиковыми обкладками и сотовым заполнителем на основе алюминиевой фольги; одна из углепластиковых обкладок с внешней поверхности ламинирована полиимидной пленкой марки ПМ-А. Именно на эту поверхность воздействовали корпускулярное и электромагнитное излучения. Снижение электрического сопротивления изоляции каркаса после такого воздействия связано, возможно, с проявлением в пленке полиимида суперпозиции известных для полимерных диэлектриков эффектов радиационно-индуцированной электропроводности и фотопроводимости [10]. Например, электропроводность полистирола и полиэтилентерефталата увеличивается на 3-4 порядка после рентгеновского облучения с мощностью дозы 0.4 Гр/с. Результаты измерений радиационной электропроводности полимерных диэлектриков показывают значительный разброс даже для одного и того же полимера в случаях применения разных источников облучения с различной мощностью дозы и различных модификаций технологии производства полимера [10]. В общем случае увеличение электропроводности полимерного диэлектрика





Рис. 5. Резистивные (a, δ) и диэлектрические (a, c) характеристики материалов

при воздействии ионизирующего излучения обусловлено образованием, накоплением и нейтрализацией в нем избыточных заряженных частиц, способных перемещаться в направлении электрического поля.

В табл. 3 и на рис. 5 приведены результаты измерений удельного объемного сопротивления ρ_{v} , диэлектрической проницаемости ξ и тангенса угла диэлектрических потерь tg δ (на частоте 1 МГц) ряда полимерных и полимерных композиционных материалов.

Из таблицы следует, что облучение и термоциклирование приводит, как правило, к заметному (1.25—4.5 раза) возрастанию удельного объемного сопротивления полимерных и полимерных композиционных материалов.

Значительно ощутимее проявилось воздействие термоциклирования в вакууме на электрорезистивные свойства полимерных композиционных материалов, представленных в табл. 4 и на рис. 6, для которых объемное и поверхностное удельное сопротивление возросло на 1.5—3 порядка.

Текстолит и гетинакс — композиты на основе органических смол, армированных тканевыми или бумажными волокнами, обработанными специальными составами поверхностно-активных веществ. Многократное термоциклическое воздействие в вакууме приводит к возникновению циклических внутренних термонапряжений в композите, обусловленных различиями в теплофизических и упругих свойствах матрицы и армирующего элемента, что может вызвать нарушение сплошности и расслоение на границах раздела сред. Кроме того, при длительной выдержке в вакууме в процессе термоциклирования происходят газовыделение (испарение низкомолекулярных легколетучих веществ и паров воды) и потеря массы композита [6]. По-видимому, эти процессы и приводят к наблюдаемому существенному возрастанию удельного объемного сопротивления полимерных композиционных материалов.

Обнаруженный эффект следует рассматривать как положительный с точки зрения увеличения электрической прочности диэлектриков и снижения величин паразитных токов утечки в электромонтажных схемах. С другой стороны, это способствует возрастанию радиационной электризации поверхности КА за счет подавле-

Материал	Состояние	ρ _ν , 10 ¹² Ом∙м	$\rho_{\rm fkm}/\rho_{\rm ucx}$	Ł	tgδ	$\begin{array}{c}\Delta\xi/\xi_{_{\rm HCX}},\\\%\end{array}$	$\Delta tg \delta / tg \delta_{_{\rm HCX}},$
Стеклотекстолит СФ-2-50Г	Исходное После термоцикли- рования После облучения	9.9 22.5 46.3	2.3 4.7	6.27 6.27 6.31	0.0413 0.0417 0.0411	$-0.1 \\ 0.6$	1.0 -0.5
Фторопласт Ф-4	Исходное После облучения	>200 * >200 *		2.78 2.74	<0.0003** <0.0003**	-1.4	
Пресс-материал ДСВ-4	Исходное После термоцикли- рования	2.32 2.65	1.1	7.64 7.54	0.0252 0.0248	-1.3	-1.6
Фторонизст ФАФ-4Л-2 5	После облучения	3.98 140	1.7	7.38	0.0398	-3.4	57.9
Φιοροπηαεί ΦΑΦ-4 <u></u> <u></u> ₇ <u>7</u> ₇ <u>7</u> ₇ <u>7</u> ₇	После термоцикли- рования	200	1.4	2.72	0.0142	-0.7	7.7
-	После облучения	200	1.4	2.66	0.0149	-2.2	4.9
Полиэтилен 107-02К	Исходное После облучения			2.2 1.94	$0.0100 \\ 0.0120$	-11.8	11.1
Лак УР-231	Исходное После термоцикли- рования	8 10	1.25	5.24 5.19	0.0146 0.0148	-1.0	1.4

Таблица З. Удельное объемное сопротивление и диэлектр	рические свойства
---	-------------------

* Сопротивление выше максимального значения, измеряемого тераомметром E6-13A. ** Значение характеристики лежит в пределах погрешности измерений прибора E7-12.

<i>Twomment</i> of the strain of th

	ρ,	, Ом м	ρ _s , Ом/□			<i>R_i</i> , Ом			
Материал	исходное состояние	после термо- циклирования	ρ _{ν τц} /ρ _{ν исх}	исходное состояние	после термо- циклирования	ρ _{s τц} /ρ _{s исх}	исходное состояние	после термо- циклирования	$R_{i \mathrm{TII}}/R_{i \mathrm{MCX}}$
Текстолит А	$1.07 \cdot 10^{7}$	$4.21 \cdot 10^{10}$	3900	_	_	_	_	_	_
Гетинакс 1-1.0	$3.86 \cdot 10^{9}$	6.72·10 ¹¹	170	_	_	—	_	_	_
Стержень	_	_	_	$1.88 \cdot 10^{11}$	3.86 · 1012	20.5	$3.05 \cdot 10^{10}$	$1.23 \cdot 10^{12}$	40.3
текстолитовый									



Рис. 6. Влияние термоциклирования на резистивные характеристики текстолита A (*a*), гетинакса 1-1.0 (*б*) и стержня текстолитового 13 (*в*, *г*)

ния релаксации объемных зарядов и повышает вероятность пробоя.

Данные по влиянию Φ КП на диэлектрические свойства, приведенные в табл. 3, свидетельствуют о высокой радиационной стойкости исследованных материалов к заданному уровню дозовой нагрузки (относительные изменения ξ и tg δ не превышают нескольких процентов). Исключение составляет пресс-материал ДСВ-4, для которого приращение tg δ при совместном воздействии корпускулярного и электромагнитного излучения составило около 60 %, что может быть связано с высокой степенью радиационно-стимулированной поляризации диэлектрика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования деградации термооптических и электрофизических свойств конструкционных и функциональных материалов, отдельных элементов конструкции микроспутника MC-2-8 в условиях, имитирующих 5-летнее пребывание аппарата на орбите высотой 670 км, с использованием методологии ускоренных испытаний указывают на перспективность применения большинства выбранных материалов в современном космическом аппаратостроении. Выбранная методика оказалась эффективной для решения задач оперативного тестирования исследованных материалов. Результаты выполненных исследований и испытаний позволяют провести отбор материалов КА, сохраняющих необходимый уровень эксплуатационных характеристик при заданной геофизической обстановке на орбите. Кроме того, знание степени деградации исследованных свойств материалов при воздействии ФКП необходимо при математическом моделировании тепловых и электрических процессов на стадии проектирования КА.

Авторы благодарны А. М. Кислову за плодотворное обсуждение результатов работы.

- 1. Абраимов В. В., Негода А. А., Завалишин А. П., Колыбаев Л. К. Комплексная имитация факторов космического пространства // Космічна наука і технологія. — 1995. — 1, № 2–6. — С. 76—80.
- Верховцева Э. Т., Яременко В. И., Телепнев В. Д. Газоструйный имитатор ВУФ- и УМР-излучения Солнца и воздействие его излучения на материалы // Космічна наука і технологія. — 1998. — 4, № 2/3. — С. 102—109.
- Гаврилов Р. В., Похил Ю. А. Исследования материалов и процессов в условиях воздействия факторов космического пространства // Космічні дослідження в Україні 2000—2002. — Киев: КИТ, 2002. — С. 85—99.
- Гаврилов Р. В., Князев В. Д., Колыбаев Л. К. и др. Протонно-электронный инжектор в составе криогенновакуумного комплекса для исследования радиационной стойкости материалов // Вестник НТУ ХПИ. — 2005. — № 5. — С. 15—21.

- Модель космоса: В 2 т. / Под ред. М. И. Панасюка, Л. С. Новикова. — Т. 1: Физические условия в космическом пространстве. Гл. 3. — М.: КДУ, 2007.
- 6. Похил Ю. А., Гаврилов Р. В., Пристюк М. М. и др. Исследование кинетики потери массы конструкционных материалов в вакууме при воздействии радиации и температуры // Тр. III Междунар. симп. «Вакуумные технологии и оборудование» (ISVTE-4). — Харьков, 2001. — С. 380—384.
- 7. Похил Ю. А., Гаврилов Р. В., Яковенко Л. Ф. и др. Научная аппаратура и материалы для реализации космического эксперимента «Пента—Усталость» //Космічна наука і технологія. 2006. 12, № 1. С. 3–11.
- Соловьев Г. Г., Новиков Л. С. Изменение оптических свойств терморегулирующих покрытий под воздействием факторов космического пространства // Модель космоса: В 2 т. / Под ред. М. И. Панасюка, Л. С. Новикова. — Т. 2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. — М.: КДУ, 2007. — С. 595—614.
- 9. *Фаворский О. Н., Каданер Я. С.* Вопросы теплообмена в космосе. М.: Высш. шк., 1972. 280 с.
- Хатипов С. А. Радиационная электропроводность полимеров // Модель космоса: В 2 т. / Под ред. М. И. Панасюка, Л. С. Новикова. — Т. 2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. — М.: КДУ, 2007. — С. 361—376.
- 11. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И., Письменный Н. И. Потери мощности солнечных батарей вы-

сокоорбитальных космических аппаратов из-за воздействия околоспутниковой среды // Космічна наука і технологія. — 2004. — **10**, № 4. — С. 39—49.

12. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В. Моделирование радиационной электризации космических аппаратов в ионосфере и магнитосфере // Космічна наука і технологія. — 1998. — **4**, № 5/6. — С. 28—35.

Надійшла до редакції 02.10.09

Yu. A. Pokhyl, V. V. Abraimov, G. I. Saltevskij, I. P. Zaritskij, V. A. Lototskaya, A. V. Krevsun, N. N. Agashkova, M. M. Pristjuk, V. G. Tikhij, I. A. Gusarova, A. M. Potapov

THE EFFECT OF ON-GROUND SIMULATED SPACE FACTORS ON THERMOOPTICAL AND ELECTROPHYSICAL CHARACTERISTICS OF SPACE VEHICLE MATERIALS

We investigate the space factor action on changes of thermooptical and electrophysical characteristics of some nonmetallic structural and functional materials of external surfaces of the space vehicle MC-2-8. The procedure of the accelerated laboratory simulation of five-year space flight of the space vehicle in a Sun-synchronous orbit of an altitude of 670 km is used. An experimental estimation of stability of the materials under the integral effect of vacuum, electrons and protons of the Earth radiation belts, solar electromagnetic radiation, cyclic orbital temperature changes is performed. АБРАЇМОВ В'ячеслав Володимирович — завідувач сектору у відділі низькотемпературного і космічного матеріалознавства Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — кріогенне і космічне матеріалознавство, імітація факторів космічного простору.

АГАШКОВА Наталія Миколаївна — інженер першої категорії відділу низькотемпературного і космічного матеріалознавства Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України.

Напрям науки — кріогенно-вакуумне і космічне матеріалознавство.

АРХІПОВ Олександр Іванович — старший науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Інституту геологічних наук Національної академії наук України.

Напрям науки — дистанційні та наземні дослідження для рішення нафтогазопошукових завдань.

БАНДЕЛЬ Ксенія Анатоліївна — інженер Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України.

Напрям науки — механіка рідини, газу та плазми.

ВОЛЬВАЧ Олександр Євгенович — заступник директора з наукової роботи Науково-дослідного інституту «Кримська астрофізична обсерваторія», кандидат фізико-математичних наук. Лауреат премії НАН України ім. Є. П. Федорова.

Напрям науки — позагалактична астрономія, радіоастрономія, РНДБ.

ГУСАРОВА Ірина Олександрівна — провідний інженер Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне».

Напрям науки — космічне матеріалознавство.

ЗАКРЖЕВСЬКИЙ Олександр Євгенійович — провідний науковий співробітник Інституту механіки ім. С. П. Тимошенка Національної академії наук України, доктор технічних наук. Член Національного комітету України з теоретичної та прикладної механіки, член Американського математичного товариства (AMS).

Напрям науки — динаміка, балістика та керування рухом літальних апаратів.

ЗАРІЦЬКИЙ Іван Петрович — інженер першої категорії відділу низькотемпературного і космічного матеріалознавства Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України.

Напрям науки — імітація факторів космічного простору.

КАРАЧУН Володимир Володимирович — завідувач кафедри технічної механіки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», доктор технічних наук, професор, академік Аерокосмічної академії України.

Напрям науки — динаміка бортової апаратури носіїв.

КОЧУБЕЙ Галина Сергіївна — науковий співробітник відділу механіки іонізованих середовищ Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України.

Напрям науки — механіка рідини, газу та плазми.

КРЕВСУН Олександр Вікторович — завідувач сектору у відділі надпровідних і мезоскопічних структур Фізикотехнічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України.

Напрям науки — кріогенно-вакуумне і космічне матеріалознавство.

КУЗНЄЦОВА Анна Вікторівна — старший науковий співробітник Інституту біохімічної фізики ім. Н. М. Емануеля РАН, кандидат біологічних наук.

Напрям науки — розпізнавання образів, інтелектуальні методи аналізу даних і їхнє застосування у медицині, біології та інших галузях.

ЛОТОЦЬКА Вікторія Олександрівна — провідний інженер відділу низькотемпературного і космічного матеріалознавства Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — кріогенно-вакуумне і космічне матеріалознавство.

МАКАРОВ Олександр Леонідович — Головний конструктор-начальник КБ космічних апаратів, систем та комплексів Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», кандидат технічних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — ракетно-космічна техніка.

МЕЛЬНИК Вікторія Миколаївна — доцент Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», кандидат технічних наук.

Напрям науки — динаміка механічних систем носіїв.

ПАНАСЕНКО Сергій Валентинович — старший науковий співробітник кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — радіофізичні дослідження нижньої іоносфери, динаміка мезосфери.

ПОПЕЛЬ Валерій Михайлович — заступник начальника відділу антено-фідерних та НВЧ-пристроїв конструк-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технології. 2009. Т. 15. № 6

торського бюро космічних апаратів, систем та комплексів Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля.

Напрям науки — антено-фідерні пристрої та засоби мікрохвильової техніки.

ПОТАПОВ Олександр Михайлович — начальник комплексу Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне», кандидат технічних наук.

Напрям науки — космічне матеріалознавство.

ПОХИЛ Юрій Онисимович — завідувач відділу низькотемпературного і космічного матеріалознавства Фізикотехнічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — кріогенне і космічне матеріалознавство, імітація факторів космічного простору, бортове дослідницьке устаткування.

ПРИЙМАК Анатолій Іванович — старший науковий співробітник Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, кандидат технічних наук.

Напрям науки — електроракетні двигуни та енергетичні установки літальних апаратів.

ПРИСТЮК Маргарита Михайлівна — інженер першої категорії відділу низькотемпературного і космічного матеріалознавства Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України.

Напрям науки — кріогенно-вакуумне і космічне матеріалознавство.

САЛЬТЄВСЬКИЙ Григорій Іванович — провідний інженер відділу низькотемпературного і космічного матеріалознавства Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна Національної академії наук України.

Напрям науки — імітація факторів космічного простору.

СЕНЬКО Олег Валентинович — провідний дослідник Обчислювального центру ім. А. А. Дородніцина РАН, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — математичні методи і програмні системи для розпізнавання образів, прогнозування і аналізу даних, а також їхнє застосування.

СТАНКЕВИЧ Сергій Арсенійович — головний науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Інституту геологічних наук Національної академії наук України, доктор технічних наук, доцент.

Напрям науки — оцінювання інформативності бортових оптико-електронних систем дистанційного зондування Землі, цифрове оброблення та аналіз багато- та гіперспектральних аерокосмічних зображень. **ТИТАРЕНКО Ольга Вікторівна** — науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Інституту геологічних наук Національної академії наук України.

Напрям науки — геоінформаційні системи та обробка геопросторових даних.

ТИХИЙ Віктор Григорович — начальник відділу Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне», кандидат технічних наук.

Напрям науки — космічне матеріалознавство.

ТКАЧЕНКО Валентина Федорівна — старший науковий співробітник Інституту механіки ім. С. П. Тимошенка Національної академії наук України, кандидат фізикоматематичних наук.

Напрям науки — динаміка пружних систем.

ХОРОШИЛОВ Віктор Сергійович — начальник сектору Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, доктор технічних наук, професор.

Напрям науки — динаміка, балістика та керування рухом літальних апаратів.

ХОРОШИЛОВ Сергій Вікторович — старший науковий співробітник Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, кандидат технічних наук.

Напрям науки — динаміка, балістика та керування рухом літальних апаратів.

ЧОРНОГОР Леонід Феоктистович — професор кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, доктор фізико-математичних наук, професор, лауреат Державної премії УРСР в галузі науки і техніки, лауреат Премії МВССО СРСР, лауреат Премій Ради Міністрів СРСР.

Напрям науки — космічна радіофізика, фізика та екологія геокосмосу, космічна погода.

ШАМОТА Марія Олександрівна — аспірант кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України.

Напрям науки — космічна радіофізика, варіації геомагнітного поля.

ШУВАЛОВ Валентин Олексійович — завідувач відділу механіки іонізованих середовищ Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, доктор технічних наук, професор, лауреат Державної премії України, лауреат премії Національної академії наук України ім. М. К. Янгеля.

Напрям науки — плазмоелектродинаміка космічних апаратів, фізика плазми.

Абраимов В. В. — див. Похил Ю. А.

- Авдесв В. В. Збільшення висоти орбіти космічного апарата малою тягою трансверсального напряму // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 1. С. 9–12.
- Агапитов А. В. Динамика низкоширотной магнитопаузы Земли по материалам измерений проекта THEMIS // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 1. С. 19–30.
- Агашкова Н. Н. див. Похил Ю. А.
- Александров Ю. В. Возмущенное движение искусственного спутника Луны по проекту «Укрселена» // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 1. — С. 5–8.
- *Аллер М.* Ф. див. Вольвач А. Е. (б)
- Аллер Х. Д. див. Вольвач А. Е. (б)
- Андреева О. А. див. Зелык Я. И.
- Андреев Ф. М., Ковбасюк С. В. Возможности многопозиционного комплекса, созданного на базе национальных РЛС надгоризонтного обнаружения баллистических и космических объектов // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 5. — С. 74–81.
- Апостолов О. А. див. Сахацький О. I.
- Архипов А. И., Кузнецова А. В., Сенько О. В., Станкевич С. А., Титаренко О. В. Результаты статистического выявления границ залежей углеводородов на суше с использованием многоспектральных космоснимков и данных полевого спектрометрирования // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 6. — С. 44–48.
- Бандель К. А. див. Шувалов В. А.
- Батаев В. А. див. Калногуз А. Н.
- Батуркін В. М. Розробка науково-технологічних основ створення сучасних конструкцій теплових труб для космічної галузі в рамках проекту ІНТАС-КНЕС-НКАУ // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 2. — С. 16–30.
- Белоброва М. В., Боев А. Г., Кабанов А. В., Матвеев А. Я., Цымбал В. Н. Оперативное картографирование и диагностика нефтяных загрязнений морской поверхности по данным многочастотного радиолокационного зондирования // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 5. — С. 24–33.
- Боев А. Г. див. Белоброва М.
- Боровик Д. В. див. Гамуля Г. Д.
- *Боровицкий В. Н.* див. Михеенко Л. А. (а)
- Бричевський М. див. Луговий М. I.
- Бродніковський Є. М. див. Луговий М. І.
- Бродніковський М. П. див. Луговий М. І.
- Бродский Л., Бушуев Е. И., Волошин В. И., Козлова А. А., Паршина О. И., Попов М. А., Саблина В. И., Сахацкий А. И.,

Сиротенко А. В., Соукуп Т., Станкевич С. А., Тарарико А. Г. Проект INTAS по разработке автоматизированной технологии классификации земных покрытий: научные задачи, основные результаты и перспективы // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 2. — С. 36–48.

Бушуев Е. И. — див. Бродский Л.

- Васильєв О. Д. див. Луговий М. І.
- Власова О. В. див. Самойленко Л. I.
- Войцеховская А. Д. див. Кришталь А. Н.
- Воловик Д. В. див. Кузьков В. П.
- Волошин В. И. див. Бродский Л.
- Вольвач А. Е. Каталог источников для полетной программы «РадиоАстрон» // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 6. С. 28–43. (а)
- Вольвач А. Е., Пушкарев А. Б., Вольвач Л. Н., Аллер Х. Д., Аллер М. Ф. Эволюция потоков и парсековой структуры компактных внегалактических радиоисточников по результатам мониторинга на частотах 4.8–36.8 ГГц и картографирования // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 4. — С. 33–57. (б)

Вольвач Л. Н. — див. Вольвач А. Е. (б)

- Гавриленко А.С., Ефимов В. Б., Курекин А.С., Клочко Г.И., Матвеев А. Я., Цымбал В. Н., Яцевич С. Е. Дистанционное зондирование подповерхностных объектов радиофизическими методами и средствами // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 4. — С. 22–32.
- Гавриленко В. В. див. Збруцький О. В.
- Гамуля Г. Д., Фролов Г. А., Колотило А. Д., Боровик Д. В. Комплект модульных узлов трения для проведения космического эксперимента «Материал Трение» и результаты их испытаний // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 3. С. 11–19.
- Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с различных космодромов мира // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 1. — С. 31–43.
- Герасименко С. В. див. Кришталь А. Н.
- Главацька Н. І. див. Главацький І. М.
- *Главацький І. М., Главацька Н. І.* Температурна еволюція мартенситної структури монокристалів сплавів Ni-Mn-Ga // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 2. — С. 56–68.
- Гусарова И. А. див. Косторнов А. Г. (а)
- Гусарова И. А. див. Похил Ю. А.
- Дзюбанов Д. А., Емельянов Л. Я., Черногор Л. Ф. Динамика плазмы ионосферы над Харьковом в период сол-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технології. 2009. Т. 15. № 6

нечного затмения 1 августа 2008 г. // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 3. — С. 62–69.

Дзюбанов Д. А. — див. Пуляев В. А.

- Доценко О. В., Маслюк В. Т., Тарасов В. Б., Тихий В. Г., Шовкопляс Ю. А. Улучшение характеристик углепластиковых сотовых конструкций для защиты от ионизирующих излучений космического пространства // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 4. — С. 58–71.
- Еланский Ю. А. див. Косторнов А. Г. (а)
- *Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф.* Эффекты в геокосмической плазме во время частного затмения солнца 1 августа 2008 г. над Харьковом. 1. Результаты наблюдений // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 3. — С. 70–81. (а)
- *Емельянов Л. Я., Скляров И. Б., Черногор Л. Ф.* Отклик ионосферы на солнечное затмение 1 августа 2008 г.: результаты вертикального зондирования // Космічна наука і технологія. 2009. **15**, № 4. С. 12–21. (б)
- Емельянов Л. Я. див. Дзюбанов Д. А.
- Ефимов В. Б. див. Гавриленко А. С.

Жолобак Г. М. — див. Сахацький О. І.

- Закржевский А. Е., Ткаченко В. Ф., Хорошилов В. С. Динамика развертывания кольцевой антенны на нестабилизированном космическом аппарате // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 6. — С. 57–66.
- Зарицкий И. П. див. Похил Ю. А.
- Збруцький О. В., Гавриленко В. В., Стеценко Т. В. Управління автоколивальним контуром мікромеханічної системи // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 1. — С. 71–74.
- Зелык Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Дифференциальное вращение солнечных структурных образований по наблюдениям в линии Не Iλ1083 нм // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 1. — С. 44–56.

Ільєнко Т. В. — див. Самойленко Л. І.

Кабанов А. В. — див. Белоброва М.

- Калногуз А. Н., Тиховский В. М., Батаев В. А., Пильгуй В. Н., Рюмин М. Н. Усовершенствованные алгоритмы системы стабилизации первой ступени РН с управлением по углам атаки и скольжения // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 4. — С. 72–78.
- Карачун В. В., Мельник В. Н. О дополнительных погрешностях поплавкового гироскопа при циркуляции ракеты-носителя // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 6. — С. 49–56
- Клочко Г. И. див. Гавриленко А. С.
- Ковбасюк С. В. див. Андреев Ф. М.
- ISSN 1561-8889. Космічна наука і технології. 2009. Т. 15. № 6

- *Козлова А. А.* див. Бродский Л.
- *Колос Л. М.* див. Самойленко Л. I.
 - Колотило А. Д. див. Гамуля Г. Д.
 - Косторнов А. Г., Фролов Г. А., Шаповал А. А., Мороз А. Л., Шаповал И. В., Еланский Ю. А., Тихий В. Г., Гусарова И. А., Сурду М. Н., Ламеко А. Л. Научная аппаратура для проведения космического эксперимента «Трубка» в гермообъеме Российского сегмента МКС // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 3. — С. 5–10. (а)
- Косторнов А. Г., Шаповал А. А., Фролов Г. А., Шаповал И. В. Контактное термическое сопротивление капиллярных структур тепловых труб в теплообменных системах космических аппаратов и гелиоэнергетики // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 1. — С. 75–79. (б)
- Косторнов А. Г., Шаповал А. А., Мороз А. Л., Фролов Г. А., Шаповал И. В. Тепловые трубы с капиллярными структурами на основе композиционных градиентных материалов для теплообменных систем космического и авиационного назначения // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 2. — С. 69–79. (в)
- Котов Д. В., Пуляев В. А., Черногор Л. Ф. Временные вариации ионного состава во внешней ионосфере в период солнечного затмения 1 августа 2008 г. // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 5. — С. 34–42.
- Кочубей Г. С. див. Шувалов В. А.
- Кревсун А. В. див. Похил Ю. А.
- Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д., Соловьев А. А. К вопросу о возможности развития ленгмюровской турбулентности на ранней стадии вспышечного процесса // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 5. — С. 59–67.
- Кузнецова А. В. див. Архипов А. И.
- Кузьков В. П., Воловик Д. В., Кузьков С. В., Содник З., Пуха С. П. Системы наведения и сопровождения телескопа для лазерных коммуникационных экспериментов с геостационарным спутником // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 5. — С. 68–73.
- Кузьков С. В. див. Кузьков В. П.
- Курекин А. С. див. Гавриленко А. С.
- Ламеко А. Л. див. Косторнов А. Г. (a)
- Леус С. Г. див. Гармаш К. П.
- Лозицький В. В. Порівняння довготних розподілів загального вмісту озону на високих широтах північної та південної півкуль Землі // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 3. — С. 56–61.
- Лотоцкая В. А. див. Похил Ю. А.
- Луговий М. І., Слюняєв В. М., Бродніковський Є. М., Бричевський М., Бродніковський М. П., Васильєв О. Д., Штейнбергер-Вількенс Р. Керамічні паливні комірки для космічних апаратів // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 2. — С. 5–15.

Домнин И. Ф. — див. Пуляев В. А.

- Луданов К. И. Модификация проекта Глезера. Новый тепловой цикл для орбитальной солнечной электростанции // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 1. — С. 62–67.
- Лялько В. І., Сахацький О. І., Шпортюк З. М., Сибірцева О. М. Коригування впливу атмосфери на гіперспектральні дані сенсора EO-1 «Hyperion» при обчисленні позиції червоного краю // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 3. — С. 32–41.
- Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в геокосмической плазме во время частного затмения Солнца 1 августа 2008 г. над Харьковом. 2. Результаты расчётов и обсуждение // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 4. — С. 3–11.
- *Ляшенко М. В.* див. Емельянов Л. Я. (а)

Макарова Г. А. — див. Сахацький О. І.

- Макаров А. Л., Хорошилов С. В., Попель В. М. Математическая модель для исследования процесса наведения упругой антенны с использованием привода с шаговыми двигателями // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 6. — С. 67–72.
- Маслова А. И., Пироженко А. В. Изменения плотности атмосферы при движении космических аппаратов на низких околоземных орбитах // Космічна наука і технологія. 2009. 15. № 1. С. 13–18.
- Маслюк В. Т. див. Доценко О. В.
- *Матвеев А. Я.* див. Белоброва М.
- Матвеев А. Я. див. Гавриленко А. С.
- Мачехін Ю. П., Романько В. Н., Шелехов А. И., Негрійко А. М., Яценко Л. П. Рубідієві стандарти частоти: перспективи розвитку і вдосконалення // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 2. — С. 31–35.
- *Мельник В. Н.* див. Карачун В. В.
- *Микитенко В. И.* див. Михеенко Л. А. (б)
- *Михеенко Л. А., Боровицкий В. Н.* Метрологическое обеспечение радиометрической калибровки оптико-электронных устройств дистанционного зондирования Земли // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 5. С. 3–15. (а)
- Михеенко Л. А., Микитенко В. И. Энергетическая калибровка многоспектральных скатерных устройств высокого разрешения // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 3. С. 42–49. (б)
- *Мороз А. Л.* див. Косторнов А. Г. (а)
- *Мороз А. Л.* див. Косторнов А. Г. (в)
- Негрійко А. М. див. Мачехін Ю. П.
- Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Вариации радиошумов СЧ-диапазона над Харьковом в период солнечного затмения 1 августа 2008 г. // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 6. — С. 20–27.
- Паршина О. И. див. Бродский Л.

- *Пильгуй В. Н.* див. Калногуз А. Н.
- Пироженко А. В. див. Маслова А. И.
- *Підгородецька Л. В.* див. Самойленко Л. І.
- Попель В. М. див. Макаров А. Л.
- Попов М. А. див. Бродский Л.
- Потапов А. М. див. Похил Ю. А.
- Похил Ю. А., Абраимов В. В., Сальтевский Г. И., Зарицкий И. П., Лотоцкая В. А., Кревсун А. В., Агашкова Н. Н., Пристюк М. М., Тихий В. Г., Гусарова И. А., Потапов А. М. Воздействие наземно имитируемых факторов космического пространства на термооптические и электрофизические характеристики материалов космических аппаратов // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15. № 6. — С. 73–83.
- Приймак А. И. див. Шувалов В. А.
- Пристюк М. М. див. Похил Ю. А.
- Пуляев В. А., Домнин И. Ф., Дзюбанов Д. А. Коррекция электронной концентрации ионосферной плазмы при нестабильности константы радиолокатора некогерентного рассеяния // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 5. — С. 52–58.
- Пуляев В. А. див. Котов Д. В.
- Пуха С. П. див. Кузьков В. П.
- Пушкарев А. Б. див. Вольвач А. Е. (б)

Романько В. Н. – див. Мачехін Ю. П.

- *Рюмин М. Н.* див. Калногуз А. Н.
- Саблина В. И. див. Бродский Л.
- Сальтевский Г. И. див. Похил Ю. А.
- Самойленко Л. І., Колос Л. М., Підгородецька Л. В., Ільенко Т. В., Власова О. В. Інформаційна технологія моніторингу повеней з використанням даних ДЗЗ // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 3. — С. 50–55.

Сахацкий А. И. — див. Бродский Л.

- Сахацький О. І., Жолобак Г. М., Макарова Г. А., Апостолов О. А., Ющенко М. В. Класифікування земного покриття за супутниковими даними MODIS для моніторингу посівів озимих зернових у межах адміністративних районів Київської та Миколаївської областей України // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 5. — С. 16–23.
- *Сахацький О. І.* див. Лялько В. І.
- Сенько О. В. див. Архипов А. И.
- Сибірцева О. М. див. Лялько В. І.
- Сиротенко А. В. див. Бродский Л.
- Скляров И. Б. див. Емельянов Л. Я. (б)
- Слюняєв В. М. див. Луговий М. І.
- Содник З. див. Кузьков В. П.
- Соловьев А. А. див. Кришталь А. Н.
- Соукуп Т. див. Бродский Л.
- Станкевич С. А. див. Архипов А. И.
- Станкевич С. А. див. Бродский Л.

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технології. 2009. Т. 15. № 6

- Степанян Н. Н. див. Зелык Я. И.
- Стеценко Т. В. див. Збруцький О. В.
- Сумарук П. В. див. Сумарук Т. П.
- Сумарук Т. П., Сумарук П. В. Рекурентна геомагнітна активність і великомасштабне магнітне поле Сонця // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 1. С. 57–61.
- Сурду М. Н. див. Косторнов А. Г. (а)

Тарарико А. Г. — див. Бродский Л.

- Тарасов В. Б. див. Доценко О. В.
- Титаренко О. В. див. Архипов А. И.
- *Тихий В. Г.* див. Доценко О. В.
- *Тихий В. Г.* див. Косторнов А. Г. (а)
- *Тихий В. Г.* див. Похил Ю. А.

Тиховский В. М. — див. Калногуз А. Н.

- *Ткаченко В.* Ф. див. Закржевский А. Е.
- Фиделис В. В. Наблюдения и анализ мощного всплеска рентгеновского излучения от микроквазара Суд Х-3 в 2007 г. // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 1. С. 68–70.
- Фролов Г. А. див. Гамуля Г. Д.
- *Фролов Г. А.* див. Косторнов А. Г. (а)
- *Фролов Г. А.* див. Косторнов А. Г. (б)
- Хорошилов В. С. див. Закржевский А. Е.
- Хорошилов С. В. див. Макаров А. Л.

Храмов Д. А. Миниатюрные спутники стандарта «Cube-Sat» // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 3. — С. 20–31.

- Цымбал В. Н. див. Белоброва М.
- *Цымбал В. Н.* див. Гавриленко А. С.
- Черногор Л. Ф. див. Гармаш К. П.
- *Черногор Л.* Ф. див. Емельянов Л. Я. (а)
- Черногор Л. Ф. див. Емельянов Л. Я. (б)
- Черногор Л. Ф. див. Дзюбанов Д. А.
- Черногор Л. Ф. див. Котов Д. В.
- Черногор Л. Ф. див. Ляшенко М. В.
- Черногор Л. Ф. див. Панасенко С. В.
- Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации вблизи г. Харькова, сопутствовавшие прохождению солнечного терминатора. 1. Результаты спектрального анализа // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 5. — С. 43–51. (а)
- Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации вблизи г. Харькова, сопутствовавшие прохождению солнечного терминатора. 2. Результаты статистичес-

кого анализа // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 6. — С. 14–19. (б)

- Шамота М. А. див. Гармаш К. П.
- Шамота М. А. див. Черногор Л. Ф. (а)
- Шамота М. А. див. Черногор Л. Ф. (б)
- Шаповал А. А. див. Косторнов А. Г. (а)
- Шаповал А. А. див. Косторнов А. Г. (б)
- Шаповал А. А. див. Косторнов А. Г. (в)
- Шаповал И. В. див. Косторнов А. Г. (а) Шаповал И. В. — див. Косторнов А. Г. (б)
- Шаповал И. В. див. Косторнов А. Г. (в) Шаповал И. В. — див. Косторнов А. Г. (в)
- Шелехов А. И. див. Косторнов А. Г.
- Шовкопляс Ю. А. див. Мачелін Ю. П.
- Шпортюк З. М. див. Дялько В. І.
- Штейнбергер-Вількенс Р. див. Луговий М. І.
- Шувалов В. А., Бандель К. А., Приймак А. И., Кочубей Г. С. Магнитогидродинамическое торможение «намагниченных» планет в потоке плазмы солнечного ветра // Космічна наука і технологія. 2009. 15, № 6. С. 3–13

Ющенко М. В. — див. Сахацький О. I.

- **Я***цевич С. Е.* див. Гавриленко А. С. *Яценко Л. П.* — див. Мачехін Ю. П.
- лценко л. п. див. Мачелін ю. п
- Gripich Yu. see Kussul N.
- *Hluchy L.* see Kussul N.
- *Ilin M.* see Kussul N.
- Kravchenko O. see Kussul N.
- Kussul N., Hluchy L., Shelestov A., Skakun S., Kravchenko O., Ilin M., Gripich Yu., Lavrenyuk A. Data Fusion Grid Segment // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 2. — С. 49–55.
- Lavrenyuk A. see Kussul N.
- Shelestov A. see Kussul N.
- Skakun S. see Kussul N.

XPOHIKA

- Указ Президента України // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 1. — С. 4.
- Члену-кореспонденту НАН України Володимиру Йосиповичу Драновському 75 років // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 1. — С. 80–81.
- Заява Ради директорів Міжнародного Інституту космічного права (МІКП) // Космічна наука і технологія. 2009. **15**, № 1. С. 84.
- К 70-летию со дня рождения профессора Виктора Сергеевича Хорошилова // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 2. — С. 80–81.