

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

Том 15
1 + 2009

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

ЗМІСТ

З Указу Президента України № 1121/2008

Александров Ю. В. Возмущенное движение искусственного спутника Луны по проекту «Ukrселена»

Авдеев В. В. Збільшення висоти орбіти космічного апарата малою тягою трансверсального напрямку

Маслова А. И., Пироженко А. В. Изменения плотности атмосферы при движении космических аппаратов на низких околоземных орбитах

Агапитов А. В. Динамика низкоширотной магнитопазы Земли по материалам измерений проекта THEMIS

Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с различных космодромов мира

Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Дифференциальное вращение солнечных структурных образований по наблюдениям в линии He I λ 1083 нм

Сумарук Т. П., Сумарук П. В. Рекуррентна геомагнітна активність і великомасштабне магнітне поле Сонця

Луданов К. И. Модификация проекта Глезера. Новый тепловой цикл для орбитальной солнечной электростанции

Фиделис В. В. Наблюдения и анализ мощного всплеска рентгеновского излучения от микроквара Cyg X-3 в 2007 г.

CONTENTS

4 Decree of the President of Ukraine (№ 1121/2008)

5 *Aleksandrov Yu. V.* Perturbed motion of the artificial satellite of the Moon in the project «Ukrselena»

9 *Avdeev V. V.* Orbit height increase by low thrust in transversal direction

13 *Maslova A. I., Pirozhenko A. V.* Atmosphere density changes caused by the motion of spacecrafts in low Earth orbits

19 *Agapitov O. V.* Dynamics of the low latitude terrestrial magnetopause from THEMIS measurements

31 *Garmash K. P., Leus S. G., Chernogor L. F., Shamota M. A.* Geomagnetic pulsations associated with rocket launches from different cosmodromes of the world

44 *Zyelyk Ya. I., Stepanian N. N., Andreyeva O. A.* Differential rotation of solar structural formations from observations in the He I λ 1083 nm line

57 *Sumaruk T. P., Sumaruk P. B.* The recurrence of the geomagnetic activity and large-scale magnetic field of the Sun

62 *Ludanov K. I.* Modification of Glaser project. New thermal cycle for orbital solar electric power station

68 *Fidelis V. V.* Observations and analysis of a powerful X-ray outburst from Cyg X-3 in 2007

<i>Збруцький О. В., Гавриленко В. В., Стеценко Т. В.</i> Управління автоколивальним контуром мікромеханічної системи	71	<i>Zbrutsky O. V., Havrylenko V. V., Stetsenko T. V.</i> Management of oscillatory contour of micromechanical system
<i>Косторнов А. Г., Шаповал А. А., Фролов Г. А., Шаповал И. В.</i> Контактное термическое сопротивление капиллярных структур тепловых труб в теплообменных системах космических аппаратов и гелиоэнергетики	75	<i>Kostornov A. G., Shapoval A. A., Frolov G. A., Shapoval I. V.</i> Contact thermal resistance of capillary structures of heat pipes in heat-exchange systems of spacecrafts and helioenergetics
ВИДАТНІ ДІЯЧІ КОСМІЧНОЇ ГАЛУЗІ		FAMOUS PEOPLE OF SPACE INDUSTRY
Члену-кореспонденту НАН України Володимирі Йосиповичу Драновському 75 років	80	75th birthday of Corresponding Member of NASU V. Yo. Dranovskyi
НАШІ АВТОРИ	82	OUR AUTHORS
КОСМІЧНЕ ПРАВО		SPACE LAW
Заява Ради директорів Міжнародного Інституту космічного права (МІКП)	84	Statement of the Board of Directors of the International Institute of Space Law (IISL)

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

Підписано до друку 20.05.2009. Формат 84×108/16. Папір офс. №1. Гарн. Ньютон. Друк офс. Ум. друк. арк. 8,82. Обл.-вид. арк. 9,26. Тираж 200 прим. Зам. № 2409.

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.

*17 січня 2009 р.
виповнилось 70 років академікові НАН України
Володимиру Павловичу ГОРБУЛІНУ*

*15 березня 2009 р.
виповнилось 80 років академікові НАН України
Всеволоду Михайловичу КУНЦЕВИЧУ*

*Редакційна колегія журналу сердечно вітає
Володимира Павловича та Всеволода Михайловича
з ювілеєм і зичить їм міцного здоров'я та наснаги
для здійснення всіх їхніх творчих задумів*



УКАЗ ПРЕЗИДЕНТА УКРАЇНИ
№ 1121/2008

Про присудження Державних премій України
в галузі науки і техніки 2008 року

На підставі подання Комітету з Державних премій України в галузі науки і техніки постановляю:

1. Присудити Державні премії України в галузі науки і техніки 2008 року:

— за роботу «Космічні системи, прилади та методи діагностики електромагнітних полів у геокосмосі»:

ФЕДОРОВУ Олегу Павловичу — докторові фізико-математичних наук, начальника управління Національного космічного агентства України

ІВЧЕНКУ Василю Миколайовичу — докторові фізико-математичних наук, завідувачу кафедри Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ЯМПОЛЬСЬКОМУ Юрію Моїсійовичу — докторові фізико-математичних наук, завідувачу відділу Радіоастрономічного інституту НАН України

КОРЕПАНОВУ Валерію Євгенійовичу — докторові технічних наук, заступникові директора Львівського центру Інституту космічних досліджень НАН України і Національного космічного агентства України

ЛІЗУНОВУ Георгію В'ячеславовичу — кандидатові фізико-математичних наук, завідувачу лабораторії Інституту космічних досліджень НАН України і Національного космічного агентства України

ДУДКІНУ Федору Львовичу — кандидатові технічних наук, старшому науковому співробітникові Львівського центру Інституту космічних досліджень НАН України і Національного космічного агентства України

ПОПЕЛЮ Анатолію Михайловичу — заступникові головного конструктора Державного конструкторського бюро «Південне» імені М.К. Янгеля.

Президент України Віктор ЮЩЕНКО

1 грудня 2008 року

Редакційна колегія та редакція журналу «Космічна наука і технологія» щиро вітають нагороджених та бажають їм подальших вагомих успіхів у розвиткові космічної галузі України.

УДК 521.176

Ю. В. Александров

Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна

ВОЗМУЩЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЛУНЫ ПО ПРОЕКТУ «УКРСЕЛЕНА»

Розглянуто питання стійкості орбіти штучного супутника Місяця за проектом «Укрселена» щодо збурювальної дії на нього Землі та Сонця. Зроблено рекомендації відносно вибору довготи вузла орбіти та моменту виходу КА на орбіту ШСМ стосовно взаємного положення Землі та Місяця.

В [3, 4] содержатся предложения по созданию украинского искусственного спутника Луны «Укрселена». Основными задачами спутника предполагаются глобальная съемка поверхности Луны в миллиметровом диапазоне с помощью локатора бокового обзора и спектрополяриметрическое исследование лунной поверхности в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Орбита спутника должна иметь высоту в периселении 200 км и период оборота шесть часов, чему соответствует эксцентриситет орбиты, близкий к 0.5. Наклонение орбиты к плоскости лунного экватора должно быть $90 \pm 2^\circ$.

Основным возмущающим фактором, влияющим на движение ИСЛ, является возмущающее действие Земли. Как известно [1], в системе координат x', y', z' , отнесенной к плоскости орбиты возмущающего тела, имеет место первый интеграл

$$(1 - \bar{e}'^2) \cos^2 \bar{i}' = c_1, \quad (1)$$

где \bar{e}' — эксцентриситет возмущаемой орбиты, \bar{i}' — ее наклонение с учетом только вековых возмущений. В координатах $u = \cos^2 \bar{i}'$ и $v = 1 - \bar{e}'^2$ изображающая точка описывает дугу равнобочной гиперболы $uv = c_1$ в пределах единичного квадрата (рис. 1). При значении $c_1 \ll 1$ (в частности при \bar{i}' , близком к 90°) это означает, что возмущаемая орбита может быть существенно неустойчивой. Поэтому представляет инте-

рес исследовать возмущенное движение ИСЛ на орбите с параметрами, предложенными в проекте «Укрселена».

В каждом конкретном случае границы изменения эксцентриситета будут определяться еще одним первым интегралом

$$\bar{e}'^2 \left(\frac{2}{5} - \sin^2 \bar{\omega}' \sin^2 \bar{i}' \right) = c_2, \quad (2)$$

откуда следует, что желательно иметь значение перицентрового расстояния $\bar{\omega}'$, близкое к 0° или 180°

Для дальнейшего анализа создаваемых Землей возмущений элементов орбиты ИСЛ воспользуемся системой уравнений для этих возмущений, полученной М. Л. Лидовым [2]:

$$\begin{aligned} \delta e &= -5Ae\sqrt{1-e^2}\beta_3, \\ \delta\Omega &= A[(1+4e^2)\beta_5 \sin \omega + \\ &+ (1-e^2)\beta_4 \cos \omega] / \sqrt{1-e^2} \sin i, \\ \delta i &= A[(1+4e^2)\beta_5 \cos \omega - \\ &- (1-e^2)\beta_4 \sin \omega] / \sqrt{1-e^2}, \\ \delta\omega &= A\sqrt{1-e^2} \times \\ &\times (4\beta_1 - \beta_2 - 1) - \delta\Omega \cos i. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь элементы орбиты отнесены к системе координат x, y, z , связанной с лунным эквато-

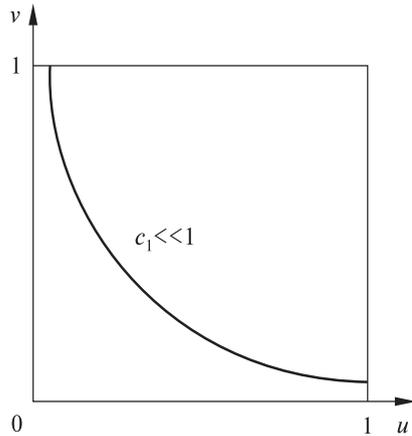


Рис. 1. Эволюция орбиты в фазовой плоскости $u = \cos^2 \bar{i}'$ и $v = 1 - \bar{e}'^2$

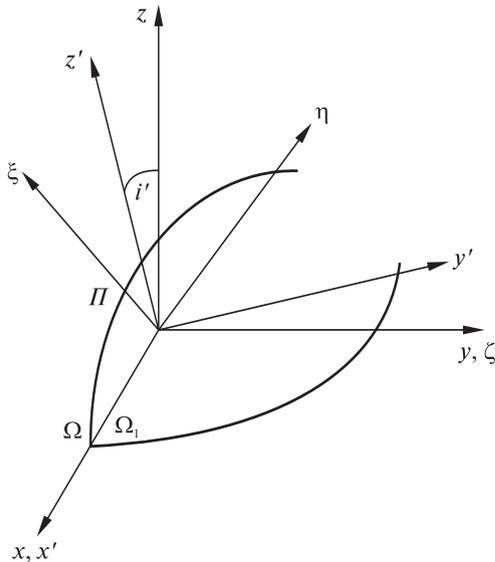


Рис. 2. Системы селеноцентрических координат: x, y, z — экваториальная; x', y', z' — отнесенная к плоскости земной орбиты; ξ, η, ζ — орбитальная ИСЛ

ром (рис. 2). Коэффициенты β суть: $\beta_1 = k_1^2, \beta_2 = k_2^2, \beta_3 = k_1 k_2, \beta_4 = k_2 k_3, \beta_5 = k_1 k_3$, а величины k_1, k_2 и k_3 — это направляющие косинусы радиуса-вектора возмущающего тела \bar{r}_1 в орбитальной системе координат ИСЛ (ξ, η, ζ). Нормированный коэффициент

$$A = 3\pi \frac{m_1}{m} \left(\frac{a}{r_1} \right)^3, \quad (4)$$

где m_1 и m — массы возмущающего и центрального тел соответственно, a — большая полуось орбиты спутника. Система уравнений (3) получена при учете только первого члена в разложении возмущающего потенциала по степеням отношения a/r_1 и в предположении, что вектор \bar{r}' постоянен за время оборота спутника по орбите.

Запишем также систему уравнений, определяющих вековые изменения элементов орбиты спутника в системе координат x', y', z' :

$$\delta \bar{e}' = \frac{5}{4} A e \sqrt{1 - \bar{e}'^2} \sin^2 \bar{i}' \sin 2\bar{\omega}',$$

$$\delta \bar{\Omega}' = -\frac{1}{2} A \frac{\cos \bar{i}'}{\sqrt{1 - \bar{e}'^2}} \times$$

$$\times (1 - \bar{e}'^2 + 5 \sin^2 \bar{\omega}') \quad (5)$$

$$\delta \bar{i}' = -\frac{5}{4} A \bar{e}'^2 \sin 2\bar{i}' \sin 2\bar{\omega}'$$

$$\delta \bar{\omega}' = \frac{1}{2} A [5 \cos^2 \bar{i}' \sin^2 \bar{\omega}' + (1 - \bar{e}'^2)(2 - 5 \sin^2 \bar{\omega}')].$$

Анализ уравнений (5) показывает, что при наклонении орбиты \bar{i}' , близком к 90° , вековое возмущение долготы узла $\bar{\Omega}'$ мало, а вековые возмущения эксцентриситета и наклона малы при близком к нулю перицентровом расстоянии. Наибольшему возмущению подвергается перицентровое расстояние $\bar{\omega}'$. А чем больше оно отклоняется от нуля, тем больше будет различие в высотах спутника над полюсами Луны.

Один из законов Кассини, описывающих вращательно-поступательное движение Луны, гласит, что линии пересечения трех плоскостей — лунного экватора, эклиптики и лунной орбиты совпадают. Будем в связи с этим отсчитывать долготы от узла орбиты Земли относительно Луны. Тогда долгота узла орбиты возмущающего тела $\Omega_1 = 0$. Если сориентировать плоскость орбиты спутника так, чтобы она пересекала плоскость лунного экватора по этой же общей линии

пересечения плоскостей, то и долгота его орбиты Ω также будет равна нулю, а перицентровые расстояния в различных системах координат будут одинаковы, то есть $\omega = \omega'$.

Как отмечено выше, вековое возмущение эксцентриситета обращается в ноль при значении $\omega = 0$. Целесообразно в связи с этим:

а) выбрать начальное значение перицентрового расстояния ω_0 отрицательным и таким, чтобы в конце рассматриваемого промежутка времени величина ω была положительной и равной ω_0 по модулю;

б) выбрать момент выхода спутника на орбиту таким образом, чтобы в середине рассматриваемого промежутка времени долгопериодическое возмущение, обусловленное эксцентриситетом земной орбиты относительно Луны, было бы максимальным, то есть Земля была бы в периселении.

Основные научные задачи проекта «Укрселена» предполагают, что время существования ИСЛ на его орбите должно составить два-три месяца. Примем это время равным 75 сут или 300 оборотам спутника. С учетом продолжительности аномалистического месяца (27.55^d) найдем, что момент выхода спутника на орбиту должен отстоять на 9.95 сут до очередного прохождения Луны через перигей ее орбиты.

Итак, примем следующие начальные значения элементов орбиты ИСЛ и элементов орбиты возмущающего тела (Земли). Спутник: эксцентриситет $e_0 = 0.5$, высота в периселении $h_{p0} = 200$ км, долгота узла $\Omega_0 = 0^\circ$, наклонение орбиты $i_0 = 90^\circ$ (тогда большая полуось $a = 3882$ км, а период оборота $T = 6.03^h$). Земля: большая полуось $a_1 = 384400$ км, эксцентриситет $e_1 = 0.055$, долгота узла $\Omega_1 = 0^\circ$, наклонение орбиты $i_1 = 6.67^\circ$. Перицентровое расстояние Земли примем равным (чисто условно) его значению на 01.01.2010 г. ($\omega_1 = 8.7^\circ$). Теперь можно найти по известным формулам задачи двух тел селеноцентрический радиус-вектор Земли в системе координат x, y, z , а затем с помощью соответствующей матрицы перехода перейти к значениям его направляющих косинусов в орбитальной системе координат ξ, η, ζ . Это позволяет вычис-

лить коэффициенты β в уравнениях системы (3). Начальное значение перицентрового расстояния спутника, удовлетворяющее условию a , оказывается равным $\omega_0 = -8.15^\circ$.

Найденные таким образом значения оскулирующего эксцентриситета орбиты спутника e и значения его высот над экватором, южным и северным полюсами Луны (h_E, h_S и h_N) приведены в таблице.

Возмущения элементов Ω и i не превышают 0.5° . Оценки возмущающего влияния Солнца показывают, что оно не превышает одного километра для высоты спутника над экватором и трех километров над полюсами Луны.

Величина T_1 — это время прохождения спутником рабочей части орбиты — от полюса до полюса через периселений при значении $\omega = 0^\circ$, найденное с помощью теоремы Ламберта. Тем самым создаются благоприятные условия для передачи информации на Землю на апоцентрической части орбиты, ее скорость может быть почти на порядок меньше скорости накопления информации на рабочей части орбиты.

Таким образом, можно утверждать, что орбита полярного искусственного спутника Луны, предлагаемая в проекте «Укрселена» с учетом сделанных выше уточнений, является достаточно устойчивой и предоставляет благоприятные возможности как для выполнения научных задач, так и передачи информации на Землю.

В заключение заметим, что сейчас расширяется круг стран, осуществляющих или планирующих исследования Луны с помощью

Эксцентриситет орбиты спутника e и значения его высот над экватором, южным и северным полюсами Луны для разного числа N оборотов спутника ($a = 3882$ км, $\omega_0 = -8.15^\circ$, $T = 6.03^h$, $T_1 = 0.67^h$)

N	e	h_S , км	h_E , км	h_N , км
0	0.500	978	206	1392
60	0.493	1079	227	1321
120	0.491	1163	236	1249
180	0.491	1271	236	1171
240	0.493	1315	228	1086
300	0.500	1391	206	979

средств ракетно-космической техники. Кроме США, это страны Евросоюза, Япония, Китай, Россия, Индия. И если Украина не использует свои научно-технические возможности в этом направлении, то она рискует оказаться на обочине нового и важного этапа в изучении и освоении Луны.

1. Александров Ю. В. Небесная механика. — Харьков: ХНУ, 2007. — 227 с.
2. Лидов М. Л. Эволюция орбит искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений внешних тел // Искусственные спутники Земли. — 1961. — Вып. 8. — С. 5—45.
3. Шкуратов Ю. Г., Бондаренко Н. В., Качанов А. С. Задачи лунного полярного спутника после КА «Клементи-

на» // Космічна наука і технологія. — 1998. — 4, № 1. — С. 46—53.

4. Shkuratov Yu. G., Lytvynenko L. N., Shulga V. M., et. al. Objectives of a Ukrainian orbiter mission to the Moon // Adv. Space Res. — 2003. — 31, N 11. — P. 2341—2345.

Надійшла до редакції 01.07.08

Yu. V. Aleksandrov

PERTURBED MOTION OF THE ARTIFICIAL SATELLITE OF THE MOON IN THE PROJECT «UKRSELENA»

We analyse the stability of the orbit of the artificial lunar satellite proposed in the «Ukrseleena» project with respect to perturbing action of the Earth and the Sun. Some recommendations are made concerning the selection of the node longitude and time moment of the vehicle injection into the orbit relative to the mutual location of the Earth and the Moon.

УДК 629.19

В. В. Авдєєв

Дніпропетровський національний університет

ЗБІЛЬШЕННЯ ВИСОТИ ОРБИТИ КОСМІЧНОГО АПАРАТА МАЛОЮ ТЯГОЮ ТРАНСВЕРСАЛЬНОГО НАПРЯМУ

Встановлено залежності тривалості досягнення космічним апаратом заданого значення середнього радіуса майже колової орбіти, необхідного приросту швидкості, числа витків активної ділянки та витрат палива від тягоозброєності космічного апарата, початкового радіуса і питомої тяги рушійної установки.

Згідно з рівняннями збуреного руху космічного апарата (КА) [5] найбільша швидкість зростання фокального параметра, який характеризує розміри орбіти, має місце, коли рушійна установка (РУ) створює прискорення вподовж трансверсалі. Для цього випадку були розроблені наближені моделі руху [1–4, 6, 7], орієнтовані на конкретні задачі, і показано, що на активних ділянках траєкторія КА має форму спіралі. Для керування орбітою при наявності аеродинамічного опору розроблено кроковий алгоритм [3], який виконується з використанням виміряного поточного швидкісного натиску і прогнозованих на кінець кроку кінематичних параметрів. У випадку, коли сила тяги трансверсального напрямку стала за величиною, для побудови програми керування РУ отримано нескладні аналітичні вирази; оптимальна з погляду швидкодії програма задає на кожному витку одну розгінну та одну гальмівну ділянки, розташування і тривалість яких визначається граничними умовами та вимогами до тривалості пасивних ділянок. З використанням припущення, яке обмежує знизу ексцентриситет орбіти, визначено структуру оптимального керування у межах витка, і отримано наближені аналітичні оцінки місць розташування активних ділянок [7], але особливості розв'язку крайової задачі не описані.

Якщо прискорення, яке створюється РУ, постійне і суттєво менше за гравітаційне на висоті,

вибраній за базову, то для обмеженої тривалості активної ділянки отримано наближені аналітичні залежності радіуса та ексцентриситету орбіти від аргументу широти, а також радіальної складової швидкості [6]. Коли тривалість активної ділянки зростає до десяти і більше діб, похибка цих оцінок стає неприпустимою. Точніші залежності названих величин представлені у вигляді ряду з невизначеним числом доданків [1].

В результаті порівняльного аналізу ефективності РУ з постійною і регульованою малою тягою встановлено, що коли КА виконує одноманітні транспортні операції з відносно великим корисним навантаженням, використання РУ з постійною за величиною силою тяги є більш доцільним. Для цього випадку знайдено розв'язок методом усереднення задачі оптимізації багатовиткового переходу від початкового до кінцевого набору п'яти параметрів орбіти, в якому напрям дії тяги та інтервали включення РУ визначаються залежно від поточних значень кінематичних параметрів [4].

В даній роботі ставиться задача оцінки тривалості досягнення заданого середнього радіуса майже колової орбіти, необхідної величини приросту швидкості, числа витків і витрат палива залежно від тягоозброєності КА і питомої тяги РУ. Доцільність її вирішення викликана поширеним використанням електроракетних двигунів для міжорбітальних переходів, зокрема для виведення КА на геостаціонарну орбіту.

Сила тяги РУ постійна; тягоозброєність в межах 10^{-5} – 10^{-4} ; питома тяга 700–5000 с; ексцент-

риситет 0.001—0.1; висота перигею не менша за 600 км; одна активна ділянка; гравітаційне поле центральне, аеродинамічний опір та інші збурення не беруться до уваги.

Для визначення точності отриманих нижче оцінок використаємо систему із шести нелінійних диференційних рівнянь збуреного руху супутника в оскулюючих елементах [5], у якій відхилення гравітаційного поля Землі від центрального (враховані два найсуттєвіші доданки), аеродинамічний опір та сила тяги РУ спричиняють збурювальні прискорення КА в радіальному (S), трансверсальному (T) та бінормальному (W) напрямках:

$$\left. \begin{aligned} S &= \frac{\varepsilon}{r^4} \cdot (3 \sin^2 i \cdot \sin^2 u - 1) - \rho \cdot b \cdot V \cdot \sqrt{\frac{\mu}{p}} \cdot e \cdot \sin \vartheta, \\ T &= -\frac{\varepsilon}{r^4} \cdot \sin^2 i \cdot \sin 2u - \rho \cdot b \cdot V \cdot \sqrt{\frac{\mu}{p}} \times \\ &\quad \times (1 + e \cdot \cos \vartheta) + n \cdot G_0 \cdot g / G, \\ W &= -\frac{\varepsilon}{r^4} \cdot \sin 2i \cdot \sin u, \end{aligned} \right\} (1)$$

де ε , μ — коефіцієнти в потенціалі гравітаційного поля Землі ($\varepsilon = 2.64796 \cdot 10^{25} \text{ м}^5/\text{с}^2$, $\mu = 3.986004 \cdot 10^{14} \text{ м}^3/\text{с}^2$); r , i , u — змінний радіус, нахилення орбіти та аргумент широти; b , ρ — балістичний коефіцієнт і щільність атмосфери; G_0 , G , n , V — початкова і поточна вага КА, його тягоозброєність і швидкість; p , e , ϑ — фокальний параметр, ексцентриситет орбіти та істинна аномалія; g — прискорення вільного падіння на рівні моря.

Коли радіус орбіти r збільшується, то всі складові прискорень (1) суттєво зменшуються, за винятком прискорення, яке створюється РУ, і з урахуванням зменшення ваги КА через витрати палива може бути записане у вигляді

$$T \approx \frac{n \cdot g}{1 - n \cdot t / I}, \quad (2)$$

де t — поточний час, що відраховується з моменту включення РУ, а I — її питома тяга.

З метою отримати аналітичні оцінки відрізка часу t_* , необхідного для досягнення заданого радіуса орбіти r_* , необхідного приросту швидкості ΔV , кількості витків переходу n_r і витрат палива G_f залежно від значення r_1 середнього

радіуса початкової орбіти, тягоозброєності КА n і питомої тяги РУ I , відповідно до припущення про обмеження зверху ексцентриситету приймемо, що фокальний параметр дорівнює поточному радіусу r . Тоді рівняння, яке описує його зміну в результаті включення РУ, матиме вигляд

$$\frac{dr}{dt} = 2 \sqrt{\frac{r^3}{\mu}} \cdot T. \quad (3)$$

Інтеграл рівняння (3) з урахуванням (2) можна отримати шляхом розділення змінних:

$$\int_{r_1}^{r_*} \frac{dr}{\sqrt{r^3}} = \int_0^{t_*} \frac{2n \cdot g}{1 - n \cdot t / I} \cdot dt. \quad (4)$$

Після нескладних перетворень співвідношення (4) отримаємо оцінку тривалості досягнення заданого радіуса орбіти r_* :

$$t_* = \frac{I}{n} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\sqrt{\mu/r_1}}{I \cdot g} \cdot (1 - \sqrt{\rho}) \right] \right\}, \quad (5)$$

де $\rho = r_1/r_*$.

В межах прийнятих припущень похибка оцінки (5), що збільшується при збільшенні ексцентриситету, не перевищує 10 %. Вона визначена шляхом порівняння з результатами інтегрування системи рівнянь збуреного руху [5] КА з прискореннями (1). Як видно з (5), основні чинники, що визначають t_* , це тягоозброєність КА n , питома тяга РУ I та відношення радіусів ρ (рис. 1).

З виразу (5) можна отримати залежність змінного середнього радіуса орбіти від часу роботи РУ:

$$r = \frac{r_1}{[1 + I \cdot g \cdot \sqrt{r_1/\mu} \cdot \ln(1 - n \cdot t / I)]^2}.$$

Отримаємо оцінку необхідного приросту швидкості ΔV , який повинна забезпечити РУ для збільшення середнього радіуса орбіти від значення r_1 до r_* . Елементарні перетворення з використанням (2), (5) дають вираз

$$\begin{aligned} \Delta V &= n \cdot g \cdot \int_0^{t_*} \frac{dt}{1 - n \cdot t / I} = \\ &= -g \cdot I \cdot \ln(1 - n \cdot t_* / I) = \sqrt{\mu/r_1} \cdot (1 - \sqrt{\rho}), \quad (6) \end{aligned}$$

тобто ΔV дорівнює різниці швидкостей КА на колових орбітах радіусом r_1 та r_* . Слід зазначити, що результат (6) — це оцінка знизу, тому що в ній не враховані втрати швидкості на подолання аеродинамічного опору в інтервалі висоти до 1500 км.

Кількість витків n_r для збільшення середнього радіуса орбіти на величину $r_* - r_1$ визначимо спочатку без врахування зменшення ваги КА в результаті роботи РУ, тобто, на відміну від (2), прискорення, яке створюється РУ, $T_0 = ng$. Використаємо диференційні рівняння збуреного руху КА для фокального параметра, який згідно із прийнятими припущеннями наближено дорівнює середньому радіусу орбіти, і для аргументу широти:

$$\frac{dr}{dt} = 2\sqrt{\frac{r^3}{\mu}} \cdot T_0, \quad \frac{du}{dt} = \sqrt{\frac{\mu}{r^3}}. \quad (7)$$

З цих співвідношень отримаємо оцінку зверху величини n_r :

$$n_{r \max} = \frac{u}{2\pi} = \frac{\mu}{8\pi n g r_1^2} \cdot (1 - \rho^2). \quad (8)$$

Похибка (8) зростає разом з ексцентриситетом початкової орбіти в діапазоні від 15 до 45 %. Для покращення точності оцінки числа витків переходу з початкової орбіти середнього радіуса r_1 на орбіту радіусом r_* прийемо до уваги зменшення маси КА внаслідок роботи РУ. З урахуванням прийнятих припущень кутову швидкість радіуса-вектора поточного положення КА дає друге рівняння (7), а визначений з (5) диференціал поточного часу — вираз

$$dt = \frac{I\beta}{2n\sqrt{r^3}} \cdot \exp[-\beta/\sqrt{r_1} \cdot (1 - \sqrt{r/r_1})] \cdot dr,$$

де $\beta = \sqrt{\mu}/(Ig)$. З цих співвідношень оцінка кількості витків переходу

$$n_r = \frac{u}{2\pi} = \frac{\mu}{4\pi g n} \cdot \exp(-\beta/\sqrt{r_1}) \cdot \int_{r_1}^{r_*} \frac{\exp(\beta/\sqrt{r}) \cdot dr}{r^3}. \quad (9)$$

Коли ексцентриситет e_0 початкової орбіти дорівнює 0.001, то інтегрування диференціальних рівнянь збуреного руху КА з прискореннями (1) дає число витків, яке відрізняється від (9) не

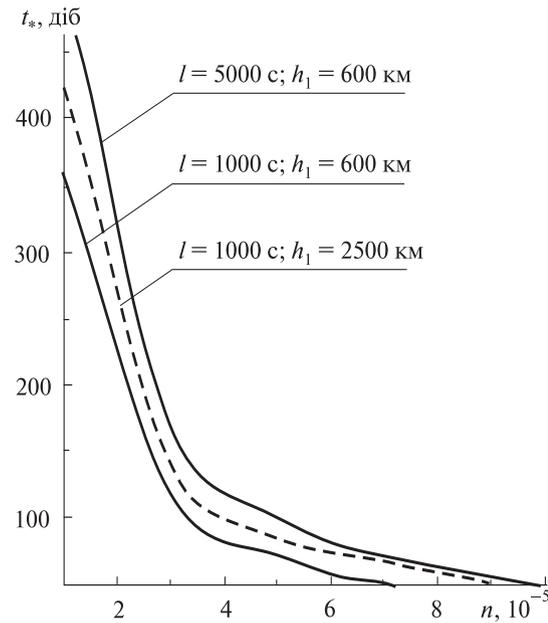


Рис. 1. Тривалість підйому висоти орбіти до значення на геостационарній (h_1 — середня висота початкової орбіти)

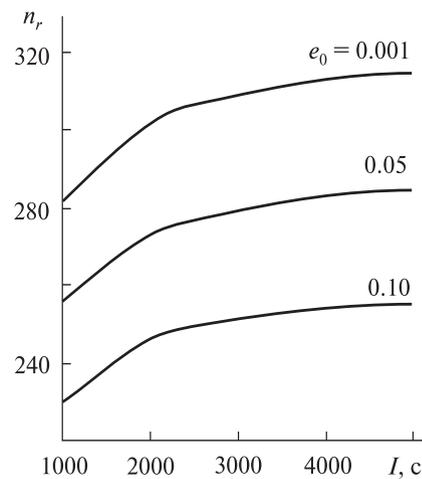


Рис. 2. Кількість витків переходу на висоту геостационарної орбіти ($n = 10^{-4}$, $h_1 = 600$ км)

більше, ніж на десяти долі процента, тоді як збільшення e_0 призводить до зростання похибки оцінки (9), але в межах прийнятих припущень вона не перевищує 25 % (рис. 2).

Визначимо віднесені до початкової ваги КА G_0 витрати палива G_f на збільшення радіуса орбіти від значення r_1 до r_* . Витрати палива за

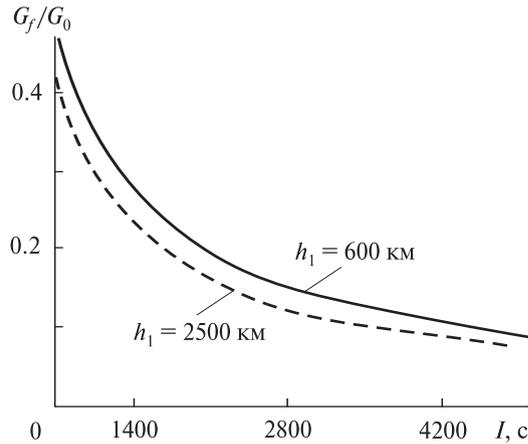


Рис. 3. Витрати палива на підйом висоти орбіти до значення на геостационарній

одиночку часу, як відомо, дорівнюють відношенню сили тяги $n \cdot G_0$ до питомої тяги РУ I , тому, спираючись на отриману вище оцінку (5), знаходимо

$$\frac{G_f}{G_0} = \frac{n \cdot t_*}{I} = 1 - \exp \left[-\beta / \sqrt{r_1} \cdot (1 - \sqrt{\rho}) \right]. \quad (10)$$

Згідно з (10) віднесені до початкової ваги КА витрати палива не залежать від його тягоозброєності, а визначаються різницею радіусів орбіт і питомою тягою (рис. 3).

Результати роботи можуть бути використані для прийняття рішення про спосіб маневрування з метою збільшення середнього радіусу майже колової орбіти КА з РУ малої тяги, а також для оцінки ефективності ускладнення алгоритму управління РУ.

1. Гродзовский Г. Л., Иванов Ю. Н., Токарев В. В. Механика космического полета (проблемы оптимизации). — М.: Наука, 1975. — 704 с.
2. Васильев В. В. Оптимальное управление эллиптической орбитой спутника Земли с двигателем малой тяги // Космич. исслед. — 1980. — **18**, вып. 5. — С. 707—714.
3. Васильев В. В., Салмин В. В. Многошаговые алгоритмы коррекции орбиты спутника Земли двигателем малой тяги // Космич. исслед. — 1984. — **22**, вып. 4. — С. 507—519.
4. Васильев И. Ю., Кифоренко Б. Н., Пасечник З. В. Сравнение эффективности двигателей постоянной и регулируемой по величине тяги при многооборотных межорбитальных переходах // Проблемы управления и информатики. — 2005. — № 6. — С. 98—105.
5. Основы теории полета и элементы проектирования искусственных спутников Земли / Под ред. М. К. Тихонравова. — М.: Машиностроение, 1974. — 332 с.
6. Титов Г. С., Иванов В. А., Горьков В. Л. Межорбитальные и локальные маневры космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1982. — 248 с.
7. Юрин В. В. Оптимальная коррекция параметров орбиты космического аппарата с двигателем малой тяги // Космич. исслед. — 1983. — **21**, вып. 5 — С. 666—674.

Надійшла до редакції 25.04.08

V. V. Avdeev

ORBIT HEIGHT INCREASE BY LOW THRUST IN TRANSVERSAL DIRECTION

We found the dependencies of the duration to reach the required value of the average radius of a near circular orbit, necessary velocity increase and fuel consumption on thrust-to-weight ratio of a space vehicle, an initial radius and specific thrust of a thruster.

УДК 629.78

А. И. Маслова, А. В. Пироженко

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

ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ АТМОСФЕРЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ НА НИЗКИХ ОКОЛОЗЕМНЫХ ОРБИТАХ

Розглядаються зміни щільності атмосфери, що виникають при русі космічних апаратів по майже колових орбітах навколо Землі (діапазон висот 550–750 км). Розглядаються тільки короткоперіодичні зміни щільності атмосфери з частотами, близькими до частоти орбітального руху. Вважається, що причинами виникнення таких змін щільності є: добовий ефект здуття атмосфери на сонячному боці Землі; зміна висоти орбіти як наслідок нецентральності гравітаційного поля Землі; зміна висоти орбіти через її еліптичність.

Изменения плотности атмосферы и их влияние на орбитальное движение достаточно подробно рассматриваются в рамках задач баллистики [4, 9, 14]. Однако при исследованиях закономерностей углового движения КА изменения плотности атмосферы часто не учитываются [6, 10, 11, 13] или учитываются лишь изменения, обусловленные высотным профилем атмосферы [2, 3, 8, 12]. Вместе с тем анализ амплитуд и частот изменений плотности атмосферы, возникающих при орбитальном движении КА, показывает, что их влияние может приводить к существенным изменениям в относительном движении и обуславливать качественно новые закономерности углового движения [7]. Практическое подтверждение этому было получено при анализе углового движения КА «Сич-1М» с гравитационной системой стабилизации, выведенного на нерасчетную низкую слабо эллиптическую орбиту. Главным образом из-за переменности момента аэродинамических сил, обусловленного изменением плотности атмосферы при движении КА по орбите, происходила закрутка КА с переходом его движения во вращательное. При этом в различные моменты времени, в зависимости от плотности атмосферы на текущее время, реализовывались как колебательные от-

носительно местной вертикали, так и вращательные режимы движения. И в том и в другом случае частоты относительного движения КА были близки к частоте орбитального движения, т.е. наблюдались резонансы или близкие к ним режимы движения. Использование гироскопа не изменяло качественно картины движения.

Целью работы является оценка и аппроксимация изменений плотности атмосферы (ИПА) для учета их влияния на угловое движение КА на низкой (550–750 км) почти круговой орбите.

Расчет плотности верхней атмосферы и оценка ИПА проводится по ГОСТ 25645.115-84 [5]. Отметим, что под ИПА могут пониматься разные по сути изменения плотности:

- *расчетные ИПА* — те, которые можно рассчитать по известным моделям параметров верхней атмосферы;

- *корректирующие ИПА* — отклонения плотности атмосферы от расчетных значений $\delta\rho^k = |\rho^{cm} - \rho^m|$, где ρ^{cm} — рассчитанные по известным моделям значения плотности атмосферы, ρ^m — уточненные по данным набора спутников значения плотности атмосферы для данного времени и данной высоты.

В работе [14] показано, что точность определения плотности по моделям ГОСТа 25645.115-84 и NRLMSISE-00 зависит от высоты точки и

величина среднего квадратичного отклонения ρ^m для высоты 200 км достигает 10 %, а уже для 600 км — 22–24 %. Далее рассматриваются только расчетные ИПА, и слово «расчетные» опустим.

Модель атмосферы ГОСТ 25645.115-84 содержит три параметра, связанных с солнечной и геомагнитной активностью: среднесуточное значение F индекса солнечной активности $F_{10.7}$, среднее значение F_{135} индекса $F_{10.7}$ за предшествующие 135 сут и среднесуточный индекс геомагнитной активности K_p . Значения этих параметров относятся к суткам, для которых вычисляется плотность. В расчетах повышенной точности вместо индекса K_p используется трехчасовой индекс k_p , значения которого служат исходной информацией при вычислении K_p . Учитывая, что период обращения КА на рассматриваемых орбитах составляет приблизительно 1.5 ч, будем считать, что $F = F_{135} = F_0$, где F_0 — некоторое фиксированное среднее значение индекса солнечной активности и изменением F_0 и K_p за время движения КА на одном витке можно пренебречь. В соответствии с прогнозом среднегодового значения индекса солнечной активности $F_{10.7}$ на период 2000–2019 гг. расчеты плотности строятся для минимального ($F_0 = 75$ СЕП), среднего ($F_0 = 150$ СЕП) и максимального ($F_0 = 250$ СЕП) уровня солнечной активности ($1 \text{ СЕП} = 10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$). Значение K_p принято равным 2.66667 [5]. При оценке точности аппроксимации ИПА расчеты проводятся для случая, когда Солнце находится в точке весеннего равноденствия.

ОЦЕНКИ ИЗМЕНЕНИЙ ПЛОТНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Суточный эффект вздутия атмосферы описывается в работе [5] параметром K_1 , который имеет следующий вид:

$$K_1 = 1 + (c_1 + c_2 h + c_3 h^2 + c_4 h^3) \cos^n \varphi / 2, \quad (1)$$

где h — геометрическая высота точки над поверхностью общего земного эллипсоида; c_1, c_2, c_3, c_4, n — коэффициенты модели, используемые для расчета плотности атмосферы при различных значениях F_0 ; φ — центральный угол между

точкой пространства, для которой рассчитывают плотность, и точкой пространства с максимальным значением плотности в ее суточном распределении.

Из выражения для K_1 видно, что изоповерхность плотности представляет собой поверхность тела вращения с осью симметрии, проходящей через центр Земли, и направленной на максимальное значение плотности в ее суточном распределении. Направление из центра Земли на максимальное значение плотности не совпадает с направлением на Солнце. Если положение Солнца определить прямым восхождением α в плоскости экватора и склонением δ , то направление на максимальное вздутие атмосферы определяется прямым восхождением $\alpha_{\max} = \alpha + \varphi_1$ и склонением $\delta_{\max} = \delta$, где φ_1 — угол запаздывания максимального вздутия атмосферы, зависящий от уровня солнечной активности. В среднем максимальное вздутие атмосферы отстает от направления на Солнце на 2 ч, а в ГОСТ приведены следующие значения угла запаздывания φ_1 :

$$\begin{aligned} \text{для } F_0 = 75 \text{ СЕП, } \varphi_1 &= 0.5411 \text{ рад} = 31.0027^\circ; \\ \text{для } F_0 = 100 \text{ СЕП, } \varphi_1 &= 0.5515 \text{ рад} = 31.5986^\circ; \\ \text{для } F_0 \geq 125 \text{ СЕП, } \varphi_1 &= 0.5585 \text{ рад} = 31.9997^\circ. \end{aligned}$$

На рисунке приведены графики максимального значения множителя перед $\cos^n \varphi / 2$ в выражении (1), т. е. максимального значения $K_1 - 1$, в зависимости от высоты орбиты и для различных фиксированных уровней солнечной активности. Видно, что каждому уровню солнечной активности соответствует своя высота максимальных суточных значений ИПА.

Очевидно, что в силу осевой симметрии атмосферы для фиксированной высоты плотность не изменяется в плоскостях, перпендикулярных к оси симметрии, а максимальные значения ИПА наблюдаются в плоскостях, проходящих через ось симметрии.

Расчеты плотности в сечениях, где наблюдаются максимальные ИПА, для различных высот h и уровней солнечной активности F_0 дают оценки возможных ИПА из-за вздутия атмосферы на подсолнечной стороне Земли. В табл. 1 приведены значения величин $\delta\rho_{\text{ср}} = \frac{\rho_{\max} - \rho_{\min}}{\rho_{\text{ср}}} 100\%$

и ρ_{\max}/ρ_{\min} , где ρ_{\max} , ρ_{\min} , $\rho_{\text{ср}}$ — соответственно максимальное, минимальное и среднее значение плотности на данной высоте при фиксированном уровне солнечной активности. В качестве среднего значения плотности для данной высоты и уровня солнечной активности принимается значение плотности при сечении горба атмосферного вздутия плоскостью, перпендикулярной к оси симметрии, и проходящей через центр Земли (табл. 2).

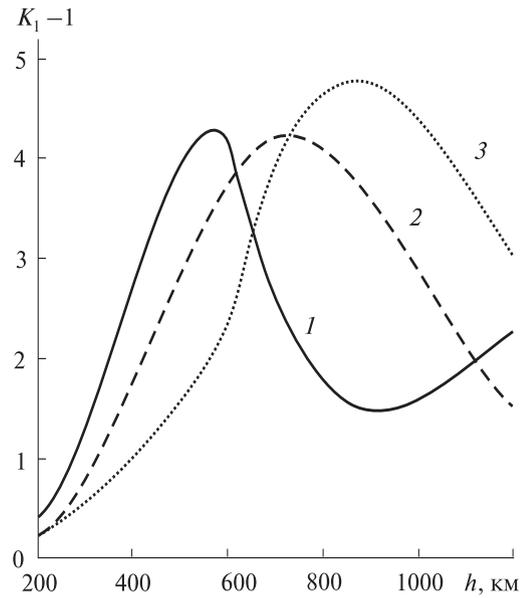
Наибольшие значения плотности, но наименьшие ИПА (117.5 % от среднего значения плотности, $\rho_{\max}/\rho_{\min} = 2.917$) наблюдаются на высоте 550 км при $F_0 = 250$ СЕП. Наибольшие ИПА (178.3 % от среднего значения плотности, $\rho_{\max}/\rho_{\min} = 5.331$) наблюдаются на высоте 750 км при $F_0 = 250$ СЕП. Таким образом, для фиксированной высоты в зависимости от значения этой высоты и уровня солнечной активности дневные значения плотности могут отличаться от ночных в 2.9—5.3 раза.

Изменение высоты орбиты из-за нецентральной гравитационного поля Земли также может приводить к существенным изменениям плотности атмосферы при движении КА по орбите. Рассматривая эти изменения лишь на одном витке, будем учитывать только влияние второй зональной гармоники в потенциале притяжения Земли, описывающую ее полярное сжатие [1].

Начальные условия движения КА по орбите брались таким образом, что для соответствующей кеплеровой орбиты эксцентриситет равен нулю. Для исследования влияния начальных наклона i и широты u на изменения высоты орбиты δh были рассмотрены орбиты с начальной высотой 550 км, наклонами $i = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ и значениями u в диапазоне $0 \dots 180^\circ$ с шагом 30° .

Расчеты показали, что максимальное увеличение высоты полета наблюдается на полярной орбите $i = 90^\circ$ при старте над полюсом, т.е. $u = 90^\circ$, максимальное уменьшение (ныряние КА) наблюдается на экваториальной орбите $i = 0^\circ$, и движение при рассматриваемых условиях будет одинаковым при любом u .

При изменении начальной высоты орбиты характер изменения δh не изменяется; значения



Зависимость амплитуды суточных колебаний плотности ($K_1 - 1$) от высоты для различных уровней солнечной активности (1, 2, 3 — для $F_0 = 75, 150$ и 250 СЕП)

Таблица 1. Относительные оценки возможных ИПА, возникающих из-за суточного вздутия атмосферы

h , км	550	600	650	700	750
$F_0 = 75$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{ср}}$, %	169.73	169.01	152.87	136.54	121.61
ρ_{\max}/ρ_{\min}	5.244	5.212	4.326	3.640	3.133
$F_0 = 150$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{ср}}$, %	157.56	167.36	173.45	176.03	176.15
ρ_{\max}/ρ_{\min}	4.281	4.746	5.052	5.198	5.205
$F_0 = 250$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{ср}}$, %	117.45	130.96	155.52	169.82	178.32
ρ_{\max}/ρ_{\min}	2.917	3.309	4.193	4.861	5.331

Таблица 2. Средние значения плотности $\rho_{\text{ср}}$, 10^{-14} кг/м³ для высот 550–750 км в зависимости от уровня солнечной активности

h , км	550	600	650	700	750
$F_0 = 75$ СЕП	5.7045	2.4570	1.4173	0.87191	0.56347
$F_0 = 150$ СЕП	39.082	19.117	11.157	6.9106	4.4556
$F_0 = 250$ СЕП	187.69	111.06	71.826	46.144	29.706

δh приведены в табл. 3. Как видим, с увеличением начальной высоты орбиты максимальные изменения высоты орбиты уменьшаются, но очень медленно. Поэтому можно принять, что изменения высоты для всех рассматриваемых начальных высот равны 25 км в сторону увеличения высоты орбиты и 20 км в сторону уменьшения высоты.

Таблица 3. Максимальные изменения δh высоты орбиты в зависимости от начальной высоты h

h , км	550	600	650	700	750
$i = 0^\circ$	19.0902	18.9532	18.8182	18.6851	18.5539
$i = 90^\circ$	25.5003	25.3167	25.1358	24.9574	24.7815

Таблица 4. Относительные оценки ИПА при совместном учете горба атмосферного вздутия и несферичности Земли в случае максимального увеличения высоты орбиты

h , км	575	625	675	725	775
$F_0 = 75$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{cp}}$, %	183.77	176.77	160.75	144.74	130.14
$\rho_{\text{max}}/\rho_{\text{min}}$	8.08	6.46	5.22	4.32	3.69
$F_0 = 150$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{cp}}$, %	173.36	179.02	183.16	184.53	183.82
$\rho_{\text{max}}/\rho_{\text{min}}$	6.38	6.42	6.54	6.52	6.37
$F_0 = 250$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{cp}}$, %	133.54	145.64	167.31	179.80	187.13
$\rho_{\text{max}}/\rho_{\text{min}}$	3.96	4.46	5.53	6.29	6.78

Таблица 5. Относительные оценки ИПА при совместном учете горба атмосферного вздутия, несферичности Земли и эллиптичности орбиты в случае максимального увеличения высоты орбиты

h , км	550	600	650	700	750
$F_0 = 75$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{cp}}$, %	192.89	183.23	173.11	158.31	144.67
$\rho_{\text{max}}/\rho_{\text{min}}$	12.45	8.07	7.73	6.29	5.26
$F_0 = 150$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{cp}}$, %	184.51	187.85	196.56	197.09	195.71
$\rho_{\text{max}}/\rho_{\text{min}}$	9.76	8.77	11.00	10.44	9.76
$F_0 = 250$ СЕП					
$\delta\rho_{\text{cp}}$, %	146.32	157.23	183.66	194.29	200.28
$\rho_{\text{max}}/\rho_{\text{min}}$	5.52	6.16	9.93	10.96	11.42

Для оценки изменений плотности при совместном учете влияния горба атмосферного вздутия и несферичности атмосферы будем предполагать, что положение максимума атмосферного вздутия совпадает с положением спутника в точке наименьшей высоты орбиты. Тогда на солнечной стороне, где плотность больше, чем на теневой стороне, КА будет на минимальной высоте полета, а в теневой стороне — на максимальной, что будет соответствовать минимальной плотности. В табл. 4 приведены оценки максимальных ИПА с учетом этих двух факторов.

Наибольшие изменения плотности атмосферы при совместном учете отличия орбиты от кеплеровой и неравномерного нагрева атмосферы наблюдаются на низких орбитах при низкой солнечной активности и на высоких орбитах при высокой солнечной активности. Это объясняется тем, что с увеличением солнечной активности высота атмосферы, на которой будут наблюдаться максимальные суточные ИПА, будет увеличиваться. При совместном учете указанных двух причин возникновения ИПА максимальные значения плотности превосходят минимальные в 3.6—8 раз.

Влияние эллиптичности орбиты на изменение плотности атмосферы при движении КА рассматривается для случая почти круговых орбит. Под почти круговыми орбитами будем понимать орбиты с эксцентриситетом $e \leq 0.002$ для $h_\pi \leq 600$ км и $e \leq 0.004$ для $h_\pi > 600$ км, где h_π — высота перигея орбиты.

При совместном учете трех причин возникновения короткопериодических ИПА были получены их оценки, приведенные в табл. 5.

Как видим, при совместном учете всех факторов возникновения рассматриваемых ИПА максимальные значения плотности могут отличаться от минимальных в 12.5 раза.

АППРОКСИМАЦИЯ ИПА

Решение задач определения закономерностей углового движения КА и предпроектного анализа возмущений его ориентации с учетом ИПА предполагает построение достаточно простых аналитических выражений, описывающих закономерности ИПА. Использование непосред-

ственно ГОСТа для этих целей представляется затруднительным. Поэтому для описания краткопериодических ИПА была рассмотрена возможность построения модели, основанная на их аппроксимации рядом Фурье по орбитальной частоте [9]. Для этого был проведен спектральный анализ ИПА для различных орбит, который показал, что краткопериодические ИПА с высокой степенью точности имеют частоты, кратные орбитальной. Этот вывод согласуется с возможностью описания тригонометрическими функциями с частотами, кратными орбитальной, радиуса орбиты спутника в гравитационном поле Земли для рассматриваемых орбит [9].

Анализ расчетов показал, что для рассматриваемых ИПА достаточно аппроксимировать значения плотности атмосферы рядом Фурье с удержанием в разложении первых трех гармоник:

$$\rho_{\text{апр}} = a_0 + a_1 \cos(\omega t + f_1) + a_2 \cos(2\omega t + f_2) + a_3 \cos(3\omega t + f_3), \quad (2)$$

где a_i, f_i — соответственно амплитуда и фаза i -й гармоники, $i = 0, 1, 2, 3$; ω — частота орбитального движения КА. Коэффициенты a_i, f_i определяются в зависимости от начальных условий орбитального движения и коэффициента солнечной активности.

Для оценки точности предложенной аппроксимации в каждой точке рассматривалась ошибка формулы (1) по сравнению с расчетными значениями плотности:

$$\Delta_{\text{ГОСТ}} = \frac{|\rho_{\text{ГОСТ}} - \rho_{\text{апр}}|}{\rho_{\text{ГОСТ}}} 100\%$$

и по сравнению со средним значением плотности a_0 , полученным при аппроксимации

$$\Delta_{\text{ср}} = \frac{|\rho_{\text{ГОСТ}} - \rho_{\text{апр}}|}{a_0} 100\%.$$

Здесь $\rho_{\text{ГОСТ}}$ — плотность атмосферы, рассчитанная согласно [5].

Был проведен ряд расчетов ИПА при орбитальном движении для различных начальных высот, солнечной активности, параметров орбиты и положений орбит относительно оси симметрии атмосферного горба. Расчеты показали, что для орбит, плоскость которых проходит че-

рез ось симметрии горба атмосферного вздутия, при начальной высоте $h = 550$ км и низкой солнечной активности $F_0 = 75$ СЕП достигается максимальная ошибка аппроксимации, которая по сравнению с ГОСТом не превосходит 2.5 %, а $\Delta_{\text{ср}} < 2$ %. Ошибки аппроксимации уменьшаются при увеличении начальной высоты движения, увеличении коэффициента солнечной активности или при отклонении плоскости орбиты от оси симметрии нестационарной атмосферы.

К сожалению, коэффициенты разложения (2), вообще говоря, свои для каждой орбиты и для начальных условий движения КА. Можно лишь утверждать, что третья гармоника в разложении (2) в большей степени связана с описанием атмосферного горба. При движении КА в плоскостях, близких к плоскости, перпендикулярной к оси симметрии атмосферного горба, достаточно удерживать только две гармоники, и при этом ошибки описания ИПА по формуле (2) не превосходят 3 %. Вместе с тем, при движении в плоскостях, близких к оси симметрии атмосферного горба, ошибка описания ИПА двумя гармониками ряда (2) может достигать 10 %.

ВЫВОДЫ

Рассмотрены короткопериодические ИПА, возникающие при орбитальном движении КА. Показано, что для рассматриваемых высот нагревание атмосферы Солнцем может приводить к изменению ее плотности в 5.3 раза для одной и той же высоты. При совместном учете еще и изменений высоты орбиты из-за несферичности гравитационного потенциала Земли и из-за эллиптичности орбиты максимальные значения плотности атмосферы могут превосходить минимальные в 12 раз. Таким образом, показано, что изменения плотности атмосферы при орбитальном движении КА может приводить к существенным изменениям аэродинамического момента.

Рассмотрена аппроксимация короткопериодических ИПА разложением в ряд Фурье по орбитальной частоте. Показано, что с высокой точностью ИПА могут быть описаны разложением в ряд Фурье по орбитальной частоте с удержанием первых трех гармоник. Для рассматри-

ваемых случаев ошибка такого представления изменений плотности при движении КА на одном витке не превышает нескольких процентов.

Полученные оценки могут быть использованы для теоретического анализа и определения основных закономерностей динамики КА с учетом изменений момента аэродинамических сил и предпроектной оценки влияния аэродинамических воздействий.

1. Абалакин В. К., Аксенов Е. П., Гребенников Е. А. и др. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. — М.: Наука, 1976. — 864 с.
2. Белецкий В. В., Пивоваров М. Л. О влиянии атмосферы на относительное движение гантелеобразного спутника // Прикладная математика и механика. — 2000. — **64**, вып. 5. — С. 721—731.
3. Белецкий В. В., Янишин А. М. Влияние аэродинамических сил на вращательное движение искусственных спутников. — Киев: Наук. думка, 1984. — 188 с.
4. Беляев Ю. М., Медведев Е. С., Рулев Д. Н., Сазонов В. В. Влияние учета вариаций плотности атмосферы, вызванных солнечной активностью на точность определения движения МКС. — М., 2004. — (Препринт / ИПМ им. М. В. Келдыша РАН).
5. ГОСТ 25645.115-84. Атмосфера Земли верхняя. Модель плотности для баллистического обеспечения полетов искусственных спутников Земли. — Введ. 24.08.84. — М.: Изд-во стандартов, 1984. — 44 с.
6. Ефименко Г. Г. Пространственное движение связки двух тел под действием гравитационных и аэродинамических сил // Космич. исслед. — 1973. — **11**, вып. 3. — С. 484—486.
7. Лавров В. В. Влияние аэродинамических возмущений на вращательное движение спутников в несферической нестационарной атмосфере // Космич. исслед. — 1980. — **18**, вып. 2. — С. 283—285.
8. Сазонов В. В. Об одном механизме потери устойчивости режима гравитационной ориентации спутника // Космич. исслед. — 1989. — **27**, вып. 6. — С. 836—848.
9. Сантора Ф. А. Влияние аэродинамического сопротивления на движение спутников по орбита, близким к круговым, в несферичной изменяющейся в течение суток атмосфере // Ракетная техника и космонавтика. — 1976. — **14**, вып. 9. — С. 53—58.
10. Сарычев В. А. Влияние сопротивления атмосферы на систему гравитационной стабилизации искусственных спутников Земли // Космич. исслед.— 1964. — **2**, вып. 1. — С. 23—32.
11. Сарычев В. А. Исследование космического пространства. Т. 2. Вопросы ориентации искусственных спутников. — М., 1978.—223 с.
12. Сарычев В. А., Миреп С. А., Дегтярев А. А., Дуарте Е. К. Исследование положений равновесия спутника, подверженного действию гравитационного и аэродинамического моментов. — М., 2004. — (Препринт / ИПМ им. М. В. Келдыша РАН).
13. Фрик М. А. Устойчивость ориентации спутников под действием гравитационного и аэродинамического моментов // Ракетная техника и космонавтика.— 1970. — Вып. 10. — С. 54—61.
14. Yurasov V. S., Nazarenko A. I., Alfriend K. T., Cefola P. J. Direct density correction method: review of results // IAC — 06 — C1.5.2

Надійшла до редакції 01.04.08

А. И. Маслова, А. В. Пироженко

ATMOSPHERE DENSITY CHANGES CAUSED BY THE MOTION OF SPACECRAFTS IN LOW EARTH ORBITS

The atmosphere density changes caused by the motion of spacecrafts in almost circular Earth orbits are considered for a range of altitudes from 550 to 750 km. Only short-period changes with frequencies close to the frequency of the orbital motion are studied. It is assumed that such density changes are produced by the following factors: the diurnal effect of the atmosphere swelling on the illuminated side of the Earth; the change of altitude of an orbit due to noncentrality the gravitational field of the Earth; the change of altitude of an orbit due to its ellipticity.

УДК 533.951

А. В. Агапитов

Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
Інститут космічних досліджень НАУ — НАНУ, Київ
agapit@univ.kiev.ua

ДИНАМИКА НИЗКОШИРОТНОЙ МАГНИТОПАУЗЫ ЗЕМЛИ ПО МАТЕРИАЛАМ ИЗМЕРЕНИЙ ПРОЕКТА THEMIS

Запропоновано статистичне дослідження параметрів руху поверхні магнітопаузи за матеріалами вимірювань магнітного поля та плазмових параметрів системою THEMIS у квітні — вересні 2007 р. За цей період система THEMIS більш ніж 300 разів перетинала магнітопаузу. Більш ніж половина перетинів були неодноразовими. Були проаналізовані напрямки нормалей до поверхні магнітопаузи, що визначались при перетині, та швидкість її зміщення. Запропоновано алгоритм розділення різних випадків руху поверхні магнітопаузи: одновимірного руху як цілого (flapping) та руху по поверхні магнітопаузи двовимірних хвильових структур (waving). Поверхневі хвилі спостерігаються на флангах магнітосфери, а одновимірні осциляції — в основному в денному секторі. Для хвильових структур характерна більша швидкість зміщення поверхні: 50–150 км/с (для одновимірних осциляцій 10–70 км/с). Генерація хвильових структур на флангах магнітосфери пов'язана з осциляціями підсонячної магнітосфери (cavity modes) та пов'язаними з цими осциляціями неоднорідностями поверхні магнітопаузи. Поверхневі неоднорідності зносяться у хвіст магнітосфери зі швидкостями, близькими до швидкості потоку плазми в магнітошарі. При квазіперіодичному характері руху підсонячної магнітопаузи на флангах магнітосфери спостерігаються хвилеподібні збурення. Амплітуда зміщення поверхні може істотно збільшуватись за рахунок розвитку нестійкості Кельвіна — Гельмгольца.

ВВЕДЕНИЕ

Магнітопауза (далее МП) — это внешняя граница магнітосферы Земли, которая представляет собой тонкий пограничный токовый слой, отделяющий магнітосферу от плазмы солнечного ветра. МП — динамичная структура, которая находится в постоянном движении. Равновесное положение МП определяется балансом давлений между плазмой магнітослоя и давлением магнітного поля внутри магнітосферы. Смещение положения МП может быть вызвано как изменением внешних параметров (вариации динамического давления солнечного ветра, изменение знака B_z , давления плазмы магнітослоя, вариации плотности на форшоке [12, 19]), так и за счет внутренних магнітосферных процессов (суббуревые процессы, перераспределение токов магнітосферы или пересоединение силовых линий магнітного поля Земли с межпланетным магнітным полем [22]). Мониторинг МП в рамках проектов ISEE и AMPTE [17]

позволил проводить систематические оценки скорости движения и толщины МП на низких широтах в зависимости от параметров солнечного ветра. Средняя скорость смещения поверхности МП 60 км/с, толщина в диапазоне от 100–1700 км (от единиц до десятков ларморовских радиусов протонов солнечного ветра). Многоточечные наблюдения системы Cluster (подробнее [8]) дали большой материал по параметрам МП и характеристикам ее движения в высоких геомагнитных широтах и в областях каспов.

Основная цель данной работы — определить параметры и природу многократных пересечений МП (когда за 1–2 ч регистрировались несколько пересечений МП). Средняя скорость смещения положения МП (около 40 км/с) намного больше скорости движения космического аппарата, поэтому такие наблюдения интерпретировались как периодические перемещения поверхности МП, например в работах [21] по измерениям космического аппарата «Маринер-5» в 1967 г. и [1] на основе наблюдений космического аппарата IMP-2. Квазіперіодические

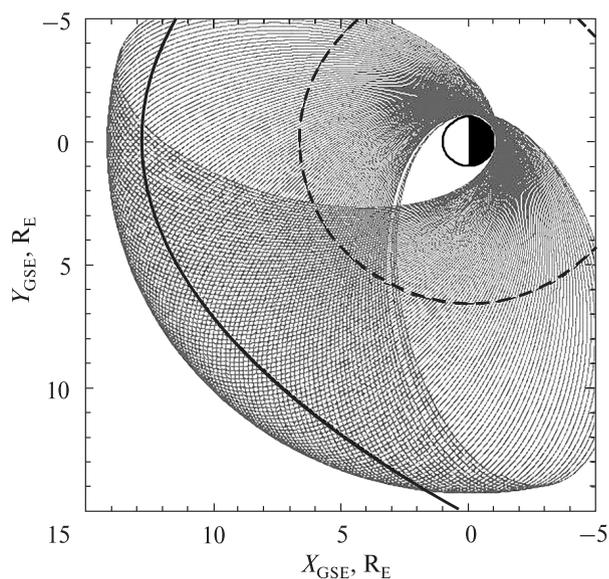


Рис. 1. Проекция траектории модуля Th A в марте – августе 2007 г. на плоскость XY системы координат GSE. Показано модельное положение МП для невозмущенного динамического давления солнечного ветра [9]

смещения положения магнитопаузы исследовались по материалам измерений космических аппаратов GOES 6 и GOES 7 [5], «Интерболл Тайл» [20], «Геотайл» [13], «Кластер» [15, 16] и др.

В предлагаемой работе на основе измерений магнитного поля, плотности плазмы и скорости плазменных потоков в 150 случаях многократных пересечений МП космическими аппаратами проекта THEMIS в 2007 г., определены параметры смещения поверхности магнитопаузы Земли в низких геомагнитных широтах. Предложена методика определения характера движения МП на основе анализа параметров магнитного поля при пересечении поверхности МП космическим аппаратом. В зависимости от распределения направления нормалей к поверхности МП выделяются одномерное смещение МП и движения по поверхности МП двумерных возмущений и поверхностных волн.

ПРОЕКТ THEMIS

Система космических аппаратов THEMIS (Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms) состоит из пяти одинаково оснащенных модулей. Вывод на орбиту был осуществлен 17 февраля 2007 г. Основная задача проек-

та — многоточечное исследование феномена суббурь. Подробные сведения об оснащении и научных задачах проекта можно найти в работе [2] и на сайте проекта <http://themis.ssl.berkeley.edu/index.shtml>.

В нашей работе были использованы данные измерений магнитного поля феррозондовых магнитометров FGM [3], а также измерения плазменных параметров, выполненные электростатическими анализаторами ESA [14].

Рабочая конфигурация космических аппаратов системы THEMIS: апогей первого модуля (Th A — Alfvén) $30 R_E$, второго (Th B — Birkeland) — $20 R_E$, третий и четвертый (модули Th C — Chapman и Th D — Dungey) — на одинаковой орбите с апогеем $12 R_E$, пятый аппарат (Th E — Eschenhagen) на орбите с апогеем $10 R_E$. Система вышла на рабочую конфигурацию в сентябре 2007 г. С 17 февраля по 15 сентября 2007 г. THEMIS проводил измерения в промежуточной конфигурации. В этот период все космические аппараты находились на общей орбите с перигеем $1.3 R_E$ и апогеем $15.4 R_E$. Взаимная пространственная конфигурация космических аппаратов была почти линейной, наклонение орбиты 13.7° . Большой период времени система проводила измерения поблизости от МП. В результате анализа данных был накоплен значительный статистический материал по параметрам движения МП. Проекция орбиты Th A на плоскость XY системы координат GSE за период апрель — октябрь 2007 г. показана на рис. 1.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

МП в первом приближении может быть описана тангенциальным или вращательным магнито-гидродинамическим разрывом. В данной работе были проанализированы направления нормалей к МП (метод минимума вариаций магнитного поля MVAB) и скорости ее движения по алгоритмам де Хоффмана-Теллера (de Hoffman-Teller [7]), минимизации разности Фарадея (MFR, [10]) и тайминг-анализа (timing technique, [18]) при пересечении космическими аппаратами THEMIS.

Анализ пространственных параметров поверхности МП проводился в собственной системе

координат МП. Система координат МП локальна и зависит от ориентации МП в данной точке пространства. В этой системе координат ось \mathbf{e}_1 отложена вдоль направления минимума вариаций магнитного поля при пересечении токового слоя МП и направлена наружу магнитосферы. Таким образом, ось \mathbf{e}_1 перпендикулярна к поверхности МП. Ось \mathbf{e}_3 отложена вдоль направления максимума вариации магнитного поля при пересечении токового слоя МП. Ось \mathbf{e}_2 дополняет базис до правой тройки векторов. В дальнейшем базис собственной системы координат МП всегда определен относительно системы координат *GSE*. Для его определения в работе использовался метод минимизации вариаций магнитного поля [23]. В данной методике анализ минимума вариаций применяется к вектору магнитного поля, измеряемого дискретно при пересечении токового слоя, который представляется идеализировано одномерным (в собственной системе координат: $\partial/\partial x = 0$, $\partial/\partial y = 0$). Из условия равенства нулю $\text{div}\mathbf{B} = 0$ получаем $\partial B_z/\partial z = 0$, то есть B_z не зависит от z . В работе [23] показано, что направление нормали к токовому слою МП \mathbf{n} совпадает с направлением минимума вариации вектора магнитного поля при пересечении токового слоя МП. Таким образом, направление оси \mathbf{e}_1 может быть определено путем минимизации величины σ :

$$\sigma^2 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left| \langle \mathbf{B} \rangle \cdot \mathbf{n} - \langle \mathbf{B} \rangle \cdot \mathbf{n} \right|^2, \quad (1)$$

где \mathbf{B}^m — значения вектора магнитного поля в различные моменты времени, M — количество измерений в выборке; $\langle \mathbf{B} \rangle$ — среднее значение вектора магнитного поля:

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \mathbf{B}^m. \quad (2)$$

Дополнительным условием выступает нормировка нормального вектора $|\mathbf{n}| = 1$. Для реализации этого ограничения в работе [23] предложен метод множителей Лагранжа. Полученную однородную систему уравнений можно записать в матричной форме:

$$\sum_{v=1}^3 M_{\mu\nu}^B n_\nu = \lambda_\mu n_\nu, \quad (3)$$

где μ и ν — компоненты в декартовой системе (в нашем случае *GSE*), а $M_{\mu\nu}^B = \langle B_\mu B_\nu \rangle - \langle B_\mu \rangle \langle B_\nu \rangle$ — матрица вариаций магнитного поля с собственными значениями λ_1 , λ_2 и λ_3 . Собственные вектора матрицы \mathbf{M}^B ортогональны и образуют базис собственной системы координат МП.

Скорость смещения и толщина МП были проанализированы на основе методики определения скорости движения плоского разрыва (например, ударной волны или МП) в космической плазме, предложенной в работе [7]. Методика основана на поиске скорости движения поверхности разрыва, минимизирующей выражение [11]

$$D = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left| (\mathbf{V}^m - \mathbf{V}_{HT}) \times \mathbf{B}^m \right|^2, \quad (4)$$

для конечной выборки измерений магнитного поля \mathbf{B}^m и скорости потока плазмы \mathbf{V}^m . Минимизация выражения $\nabla_V D = 0$ приводит к системе уравнений

$$\mathbf{K}_0 \mathbf{V}_{HT} = \langle \mathbf{K}^{(m)} \mathbf{V}^m \rangle, \quad (5)$$

где $\mathbf{K}_0 = \langle \mathbf{K}^{(m)} \rangle$, а угловые скобки обозначают усреднение по выборке из M элементов, $\mathbf{K}^{(m)}$ — матрица, элементы которой определяются выражением

$$K_{ij}^{(m)} = B^{(m)2} \left(\delta_{ij} - \frac{B_i^{(m)} B_j^{(m)}}{B^{(m)2}} \right). \quad (6)$$

Тогда при $\mathbf{K}_0 \neq 0$

$$\mathbf{V}_{HT} = \mathbf{K}_0^{-1} \langle \mathbf{K}^{(m)} \mathbf{V}^m \rangle. \quad (7)$$

Выражение (7) определяет значение скорости \mathbf{V}_{HT} для рассматриваемой конечной выборки \mathbf{B}^m и \mathbf{V}^m . Скорость перемещения границы V_N определяется как проекция \mathbf{V}_{HT} на нормаль к поверхности разрыва, определенную методом минимума вариаций магнитного поля.

Тайминг-методика для расчета направления нормали к поверхности неоднородности и нормальной составляющей скорости ее движения основана на решении системы уравнений:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{r}_{ab} \\ \mathbf{r}_{cb} \\ \mathbf{r}_{db} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} = V_N \begin{pmatrix} t_{ab} \\ t_{cb} \\ t_{db} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где \mathbf{r}_{ab} — расстояние между космическими аппа-

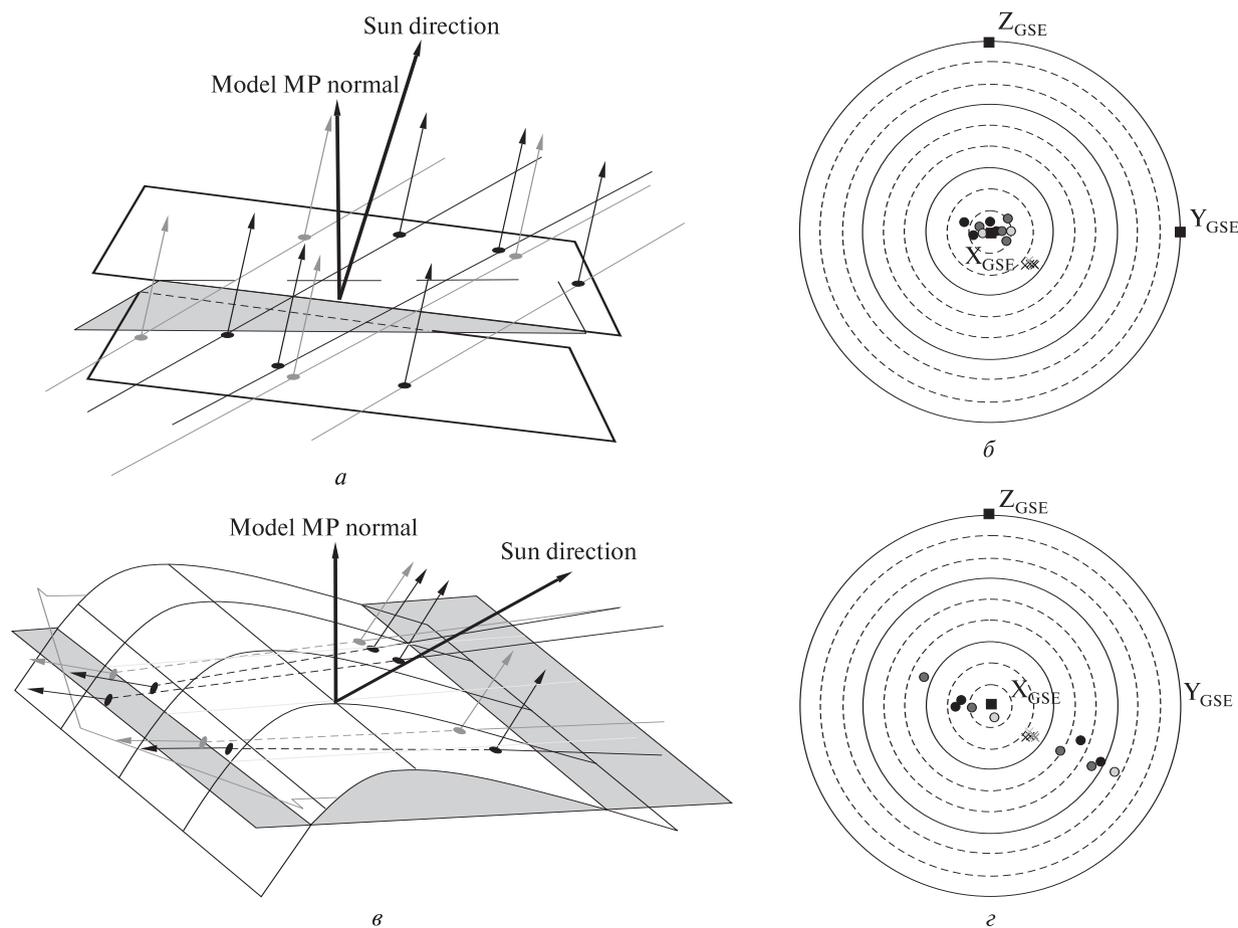


Рис. 2. Анализ двух последовательных пересечений МП пятью космическими аппаратами в полярной системе координат, связанной с направлением на Солнце (описание в тексте)

ратами Th A и Th B, n_i — компоненты нормали, V_N — нормальная составляющая скорости поверхности, t_{ab} — временной интервал между пересечениями поверхности космическими аппаратами Th A и Th B. Решением этой системы уравнений будут координаты нормали и, из условия $|n| = 1$, нормальная к поверхности составляющая скорости МП. Пространственная конфигурация космических аппаратов THEMIS в виде линии или «нити жемчуга» не позволяет применить тайминг-методику непосредственно, так как решение системы (8) для такой конфигурации становится неустойчивым. Нормаль определялась методом минимума вариаций магнитного поля, после чего по временным интервалам между пересечениями различными космичес-

кими аппаратами определялась величина V_N . Момент пересечения космическим аппаратом МП определялся аппроксимацией составляющей магнитного поля с максимальной амплитудой изменения гиперболическим тангенсом $a_3 + a_2 \cdot \text{th}((t - a_0)/a_1)$ на основе метода наименьших квадратов. Из коэффициентов аппроксимации определялось время пересечения и толщина МП.

Результаты определения нормалей были проанализированы в полярной системе координат, в которой полярный угол отсчитывается от направления на Солнце — оси X_{GSE} , а азимутальный угол отсчитывается от оси Y_{GSE} до проекции нормали на плоскость ZY_{GSE} . Использование такой системы координат позволяет разделить

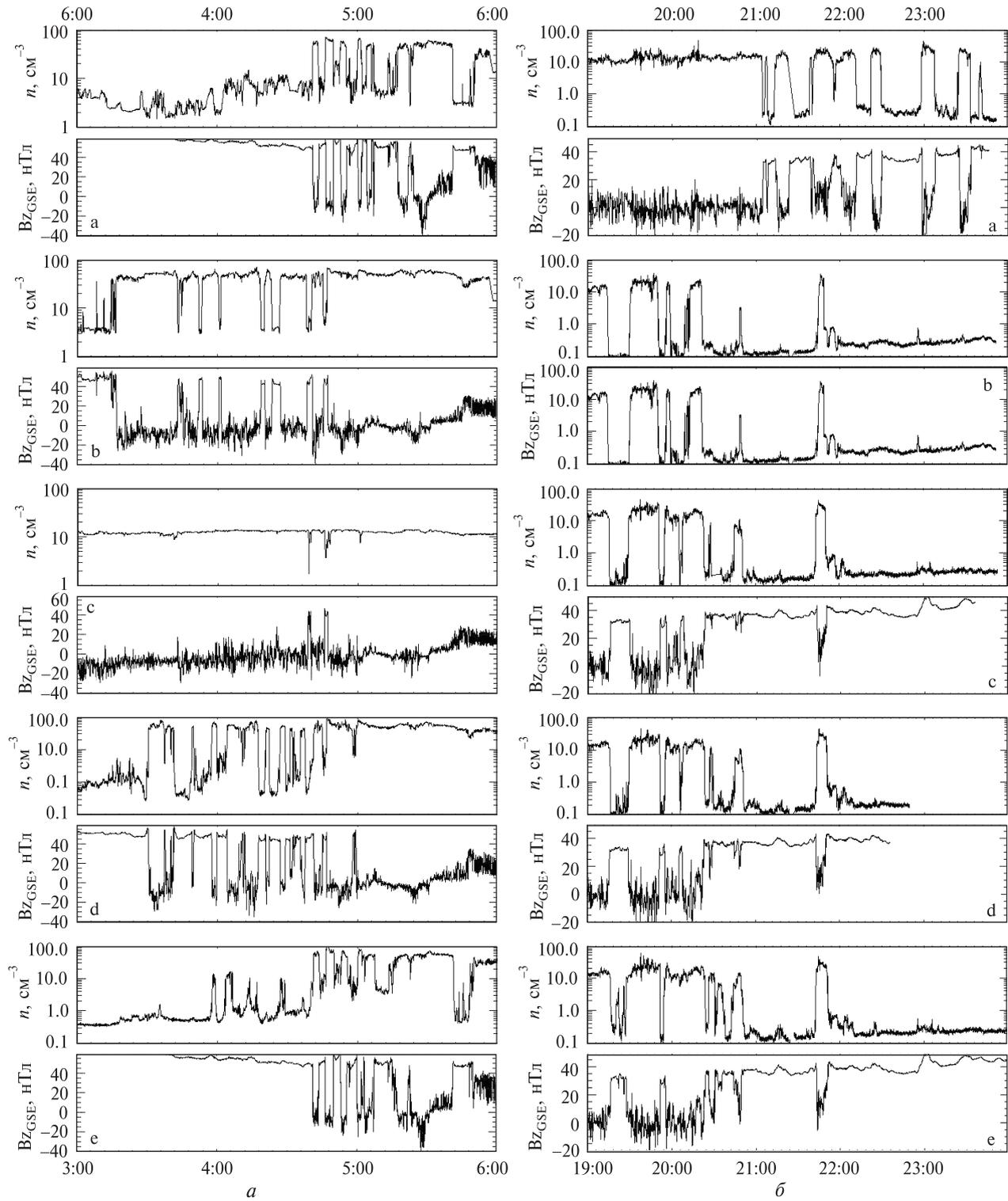


Рис. 3. Динамика B_z -составляющей магнитного поля и концентрации протонов по измерениям космических аппаратов THEMIS 15 мая 2007 г. (а) и 30 мая 2007 г. (б). Фрагменты а, б, с, д, е — данные соответствующих модулей THEMIS

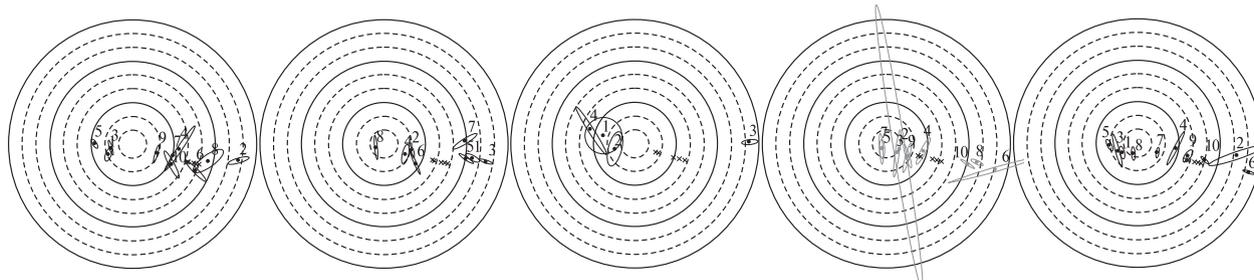


Рис. 4. Направления нормалей к поверхности МП, определенные при пересечениях модулями THEMIS в интервале времени 3:00–6:00 UT 15 мая 2007 г.

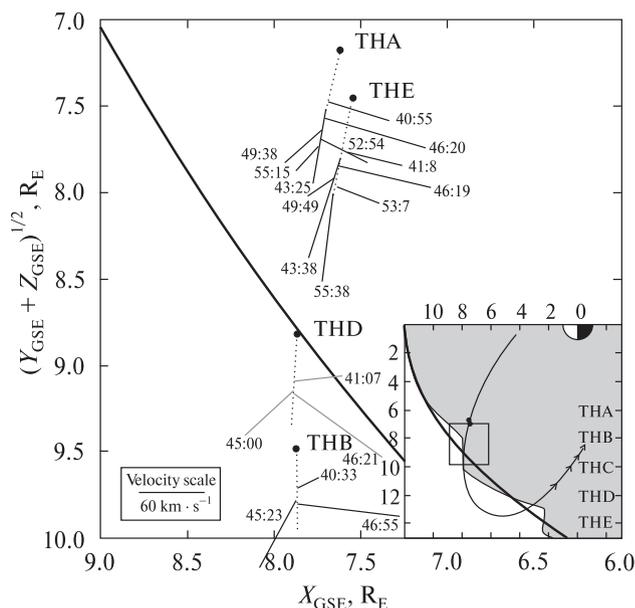


Рис. 5. Нормали к поверхности, определенные при пересечениях системой THEMIS, и реконструкция динамики смещения поверхности МП в интервале времени 3:00–6:00 UT 15 мая 2007 г.

одномерные квазипериодические осцилляции поверхности и двумерные поверхностные волны на МП. При одномерном смещении МП (рис. 2, а) направления нормалей, найденных при пересечении МП при входе и выходе из магнитосферы в магнитослой и обратно, группируются около полярной оси (рис. 2, б). Направления нормалей к поверхности МП в точке пересечения МП космическим аппаратом, определенные по модели [9], показаны косыми крестиками. Участок поверхности МП, по которой двумерное возмущение движется в хвост магнитосферы, показан на рис. 2, в. Направле-

ния нормалей при таком возмущении поверхности группируются в две группы — в магнитосферу из магнитослоя и выхода из магнитосферы (рис. 2, г). В полярной системе координат группы располагаются на линии, которая соединяет точку направления на Солнце (полярная ось) и направления модельных нормалей. Именно такая конфигурация в работе рассматривалась в качестве подтверждения прохождения от подсолнечной точки в хвост магнитосферы двумерного возмущения поверхности МП. Применение такой методики позволяет определить направление распространения двумерного возмущения по поверхности МП и возможное местонахождение источника возмущения.

ПАРАМЕТРЫ ПЕРИОДИЧЕСКОГО СМЕЩЕНИЯ МП НА НИЗКИХ ГЕОМАГНИТНЫХ ШИРОТАХ

Поверхностные волны на МП. На рис. 3, а приведены измерения магнитного поля и концентрации протонов, зафиксированные системой THEMIS 15 мая 2007 г. Модули Th A, Th B, Th D и Th E многократно пересекали МП. Всего модули системы THEMIS зафиксировали более 74 пересечений в течение 3 ч. Физические условия в солнечном ветре на орбите Земли в рассматриваемый период были относительно спокойными. Динамическое давление солнечного ветра по данным измерений космического аппарата ACE было порядка 1 нПа, скорость потока плазмы 300–310 км/с без существенных возмущений. Модуль магнитного поля изменялся в диапазоне 1.7–2 нТл в основном с отрицательной составляющей B_z . Весь рассматриваемый период времени космический аппарат Th C прово-

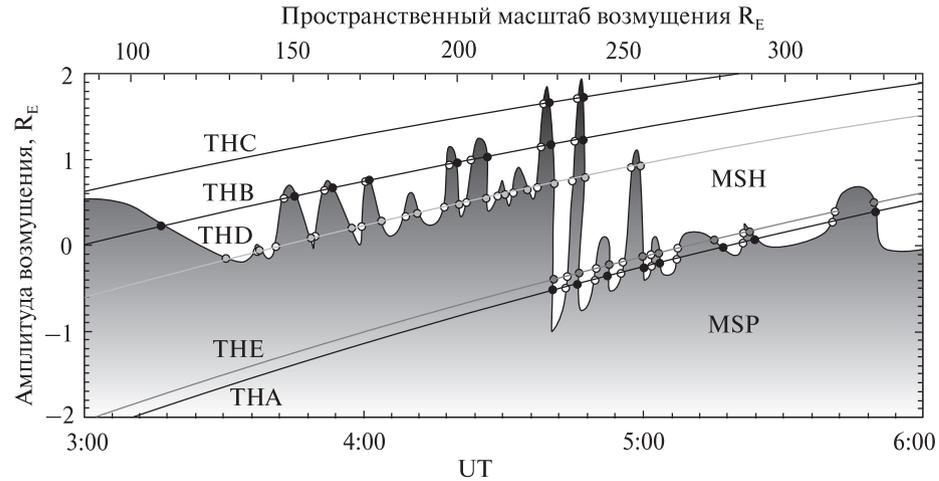


Рис. 6. Реконструкция положения поверхности МП 15 мая 2008 г. Показаны нижние пределы амплитуды смещения МП

дил измерения в магнитослое и только два коротких интервала времени оказывался в магнитосфере. Скорость потока плазмы в магнитослое составляла 120–150 км/с в низкоширотном пограничном слое 10–30 км/с вдоль поверхности МП в направлении от Солнца.

Направления нормалей, определенные при пересечении МП космическими аппаратами THEMIS, приведены на рис. 4. Нормальные

составляющие скорости смещения МП, определенные при пересечениях МП по методике де Хоффмана-Теллера, варьируют в широких пределах от 40 до 110 км/с. Полярная диаграмма, аналогичная рис. 2, на которой показаны направления нормалей, определенные при пересечениях поверхности МП космическими аппаратами системы THEMIS 15 мая 2007 г., приведена на рис. 5. Точки, показывающие направления

Средние параметры магнитного поля, концентрации протонов и скорости потока плазмы в магнитослое и в магнитосфере по измерениям космических аппаратов THEMIS в системе GSE. Приведены значения критической скорости V_{cr} , определенной по формуле (9) и проекции скорости потока плазмы в магнитослое на направление волнового вектора поверхностной волны

Модуль КА	UT, ч	n	B_{MSP}		V_{MSP}		B_{MSH}		V_{MSH}		V_{MSH}	V_{cr}
			Магнитосфера		Магнитослой		Магнитослой					
THA	3–4	3.1	[1.2, 9.0, 60.9]	[2.2, -5.3, 1.1]	—	—	—	—	95*	113*		
	4–5	6.6	[3.2, 8.0, 54.5]	[8.1, -13.09, 4.5]	61.8	[-3.4, -2.9, -7.7]	[-92.5, 38.2, -30.3]	94	84			
	5–6	5.0	[4.0, 7.4, 50.5]	[15.6, -30.3, -0.4]	51.8	[-1.0, 1.4, -3.5]	[-71.8, 94.4, -26.9]	121	97			
THB	3–4	4.3	[3.4, 7.2, 48.4]	[1.2, 3.9, 7.4]	46.9	[-4.2, 3.6, -8.9]	[-75.8, 100.9, -31.0]	124	127			
	4–5	3.8	[3.7, 6.3, 42.4]	[-22.8, 28.8, 16.4]	48.5	[-2.4, -0.47, -7.4]	[-75.6, 98.2, -25.2]	124	99			
	5–6	—	—	—	52.4	[1.6, -4.2, -2.1]	[-93.2, 97.8, -27.7]	126	116			
THD	3–4	0.4	[3.2, 6.6, 47.1]	[3.8, 4.6, 20.8]	55.9	[-6.2, 3.1, -13.6]	[-70.33, 99.6, -23.4]	121	448			
	4–5	2.6	[3.2, 7.8, 41.5]	[-25.8, 31.9, 12.1]	56.5	[1.7, -5.8, -7.1]	[-68.4, 89.8, -31.7]	115	105			
	5–6	—	—	—	54.9	[1.9, -4.6, -2.4]	[-83.8, 94.9, -27.7]	129	108			
THE	3–4	0.51	[3.2, 7.7, 55.6]	[1.7, -4.7, 5.5]	—	—	—	102*	260*			
	4–5	0.9	[0.3, 7.5, 49.8]	[-6.2, -4.0, -2.3]	77.4	[-1.5, -3.2, -7.8]	[-87.1, 51.0, -29.5]	122	127			
	5–6	1.0	[5.5, 5.7, 47.3]	[-8.4, 10.4, 0.4]	55.4	[-0.8, 0.1, -4.3]	[-77.0, 96.4, -28.7]	125	235			

* — значения получены экстраполяцией на соседних временных интервалах

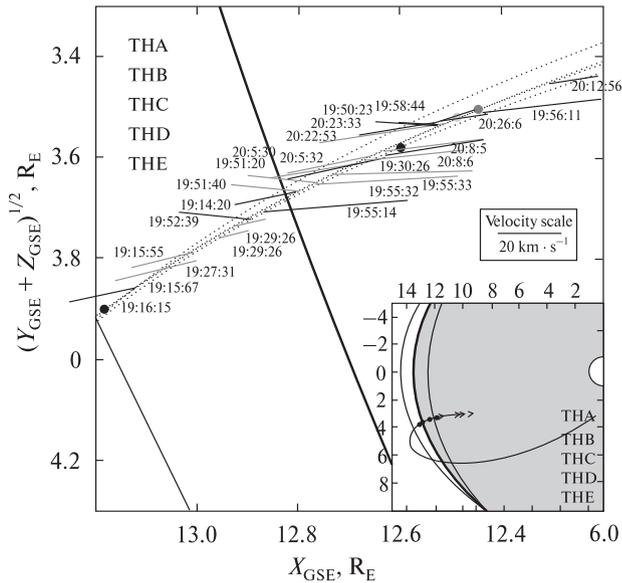


Рис. 7. Нормали к поверхности, определенные при пересечениях системой THEMIS, и реконструкция динамики смещения поверхности МП в интервале времени 19:00—21:00 UT 15 мая 2008 г.

нормалей, на полярных диаграммах группируются вдоль линии, соединяющей подсолнечную точку и точку пересечения МП космическим аппаратом. Реконструкция динамики поверхности МП (рис. 6) показала, что наблюдается прохождение двумерного квазипериодического возмущения по флангу магнитосферы в хвост со скоростью 120—160 км/с, что соответствует скорости потока протонов в магнитослое, при этом длина поверхностной волны варьирует от 7 до 10 R_E . Амплитуда смещения МП от среднего положения изменялась со временем и составляла от 0.5 до 1.8 R_E . Скорости движения поверхности

МП пропорциональны амплитуде смещения МП. Восстановленный профиль поверхностного возмущения показан на рис. 4. Поверхностная волна на МП несинусоидальная, с обратным укручением.

Динамика смещения поверхности МП от среднего положения приведена на рис. 6. Верхняя шкала дает представление о пространственном масштабе возмущения, полученного на основе оценки скорости смещения двумерной структуры по поверхности МП. Значения средних значений магнитного поля, концентрации протонов и скорости потока протонов в магнитосфере и в магнитослое по измерениям системы THEMIS приведены в таблице. В таблице приведены значения критической скорости, вычисленной по формуле [24]

$$(\mathbf{v}_{cr} \cdot \mathbf{k})^2 = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\mu_0 \rho_1 \rho_2} [(\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{k})^2 + (\mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{k})^2], \quad (9)$$

где ρ — плотность плазмы, \mathbf{B} — индукция магнитного поля, \mathbf{k} — волновой вектор поверхностной волны, а индексы 1 и 2 относятся к параметрам в магнитосфере и в магнитослое соответственно. Скорость, определенная по формуле (9), дает оценку критической скорости потока плазмы, превышение которой приводит к развитию на поверхности неустойчивости Кельвина — Гельмгольца [24]. По измерениям Th A, Th B и Th D скорость в магнитослое превышала критическую скорость в интервале времени 4—5^h UT (таблица). Характерный интервал роста амплитуды возмущения 600—720 с, а интервал, определенный по наблюдаемому росту амплитуды смещения МП, равен 1000—1500 с (рис. 6).

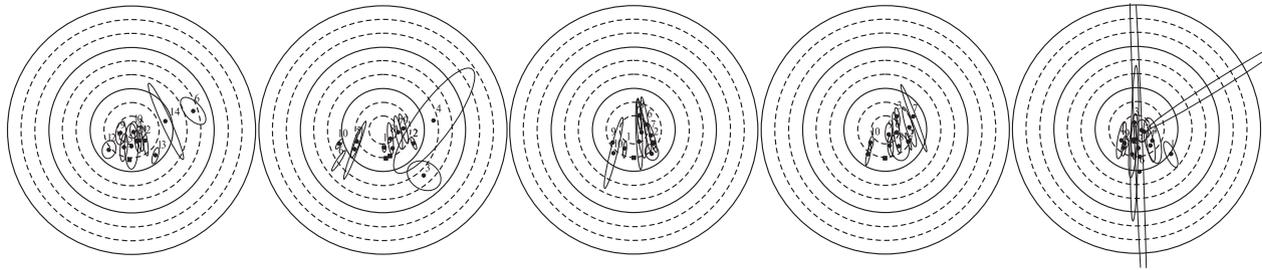


Рис. 8. Направления нормалей к поверхности МП, определенные при пересечениях границы модулями THEMIS в интервале времени 19:00—21:00 UT 30 мая 2007 г.

Отличия в показателях могут быть связаны с неучетом сжимаемости плазмы и изменением угла между волновым вектором и магнитным полем.

Одномерное квазипериодическое смещение поверхности МП. В случае наблюдения одномерного квазипериодического движения МП при пересечении в направлении магнитосфера — магнитослой и возврате в магнитосферу нормали к поверхности МП имеют одно выделенное направление. Результаты анализа многократного пересечения МП системой THEMIS 7 августа 2007 г., во время которого наблюдались одномерные осцилляции положения МП, приведены на рис. 3, б. Давление солнечного ветра по измерениям плазменных параметров на борту космического аппарата ACE монотонно возрастало от 1 до 1.4 нПа в 23:00 UT. Скорость потока протонов монотонно убывала от 365 до 345 км/с с двумя выбросами в 23:00 UT (до 365 км/с) и в 23:30 UT (до 355 км/с). Значение магнитного поля увеличивалось с 1.8 до 2.8 нТл, составляющая B_z была положительной, а в 22:05 UT поменяла знак.

Система THEMIS находилась в рассматриваемый период в окрестности подсолнечной точки магнитопаузы и располагалась почти вдоль радиуса-вектора, проведенного из центра Земли. На рис. 3, б хорошо видно, что моментам выхода модулей Th C, Th B, Th D и Th E из магнитосферы соответствуют повышенные значения составляющей Z_{GSE} магнитного поля (и абсолютного значения магнитного поля) внутри магнитосферы, наблюдаемые одновременно в измерениях всех модулей с нулевым сдвигом фаз. Амплитуда возмущения тем больше, чем ближе к МП находится космический аппарат. В параметрах солнечного ветра в рассматриваемый период не наблюдается изменений, которые могли бы вызвать наблюдаемые возмущения токовой системы МП. Направления нормалей, определенные в моменты пересечения МП, приведены на рис. 7 и 8. Все направления нормалей в пределах 30° совпадают с направлением оси X_{GSE} . Наблюдаемые возмущения магнитного поля, сопровождаемые одномерным смещением положения МП, связаны со стоячими магнитозвуковыми волнами (cavity modes) между

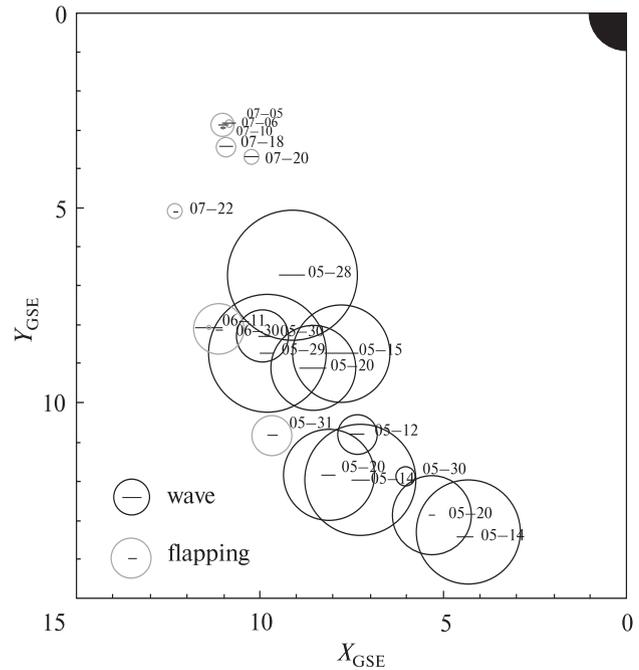


Рис. 9. Сценарий генерации поверхностных волн на экваториальной МП. Справа приведена частичная статистика наблюдений динамики экваториальной МП в 2007 г. Точки — волновые события, серые кружки — одномерное поступательное движение поверхности МП. Радиус окружностей показывает максимальную зафиксированную скорость в отдельном событии (радиус окружностей на легенде соответствует 50 км/с). Горизонтальные линии в центре окружностей — оценка максимальной амплитуды смещения МП в отдельном событии

МП и точкой отражения во внутренней магнитосфере. При наблюдаемом периоде осцилляций 4–10 мин и амплитуде порядка $1R_E$ скорость перемещения положения МП должна бы составлять 10–30 км/с, что и наблюдается в эксперименте.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 9, б показаны пространственные положения системы THEMIS во время наблюдения периодических смещений положения МП. Черным цветом показаны идентифицированные поверхностные волны, распространяющиеся в хвост магнитосферы, серым — одномерные осцилляции. Радиус окружностей показывает максимальные скорости смещения поверхности

МП, зафиксированные в данном событии. Черные горизонтальные линии — амплитуду смещения поверхности МП. В целом эти результаты хорошо согласуются с результатами работы [4], в которой были исследованы условия развития неустойчивости КГ на МП на основе измерений космического аппарата «Эксплорер-18». В работе [4] показано, что на МП в подсолнечном регионе условия развития неустойчивости КГ не удовлетворяются. Азимутальный угол раствора (угол отсчитывается от оси X_{GSE} в плоскости XY), определяющий устойчивую область МП, зависит от геомагнитной активности и варьирует от 74° для значений $K_p \leq 2$ до 24° для $K_p > 2$. Как видно из рис. 9, б, области наблюдения волновых структур на поверхности МП действительно расположены за границами угла раствора, оценка значения которого лежит в диапазоне $33\text{--}45^\circ$. В работе [6] показано, что низкоширотная МП наиболее подвержена развитию неустойчивости КГ, а с увеличением геомагнитной широты критерий развития неустойчивости перестает удовлетворяться. Это связано с уменьшением среднего угла между векторами магнитного поля в магнитослое и в магнитосфере Земли при росте геомагнитной широты наблюдения.

Проведенный анализ большого массива наблюдений многократных пересечений МП системой THEMIS в 2007 г. дает возможность сделать вывод о том, что наблюдаемые квазипериодические смещения поверхности МП являются проявлениями одного события в различных регионах магнитосферы. Периодические смещения поверхности МП в подсолнечном регионе связаны с собственными колебаниями дневной магнитосферы (cavity modes), рассчитанный период которых 4–6 мин близок к периоду наблюдаемых колебаний положения МП. Эти колебания приводят к возникновению возмущений на поверхности МП, которые сносятся в хвост магнитосферы.

ВЫВОДЫ

В данной работе проанализированы измерения магнитного поля и плазменных параметров магнитосферы Земли, зафиксированные на борту

космических аппаратов системы THEMIS в марте — сентябре 2007 г. Измерения проводились на промежуточной орбите в вечернем, дневном и утреннем секторах низкоширотной магнитосферы. Проанализировав измерения магнитного поля, концентрации протонов и скорости потока плазмы при 135 многократных пересечениях МП системой THEMIS, были получены следующие результаты.

1. Идентифицированы два различных типа смещения поверхности экваториальной магнитосферы: одномерного движения как целого (flapping) и движения по поверхности магнитосферы двухмерных волновых структур (waving). Предложенная в работе методика позволяет разделить их и определить направление движения двухмерного возмущения поверхности МП.

2. Определены параметры волновых возмущений МП: период повторения $T = 2\text{--}10$ мин, амплитуда смещения поверхности МП $A = (0.3\text{--}2)R_E$, скорость движения возмущения $V = 150\text{--}220$ км/с, длина волны $\lambda = (3\text{--}15)R_E$, нормальная составляющая скорости смещения МП $V_n = 50\text{--}150$ км/с. Поверхностные волны наблюдались на флангах магнитосферы.

3. Для одномерных колебаний положения поверхности МП характерна меньшая скорость смещения МП: $V_n = 10\text{--}90$ км/с. Другие параметры движения поверхности при этом меняются в диапазонах: период колебаний $T = 3\text{--}10$ мин, амплитуда $A = (0.3\text{--}1)R_E$. Одномерные периодические смещения положения МП наблюдались в подсолнечном регионе МП.

4. Генерация волновых структур на флангах магнитосферы связана с собственными колебаниями дневной магнитосферы и вызванными ими неоднородностями поверхности МП. Таким образом, осцилляции подсолнечной МП и волновые структуры на флангах магнитосферы, распространяющиеся в хвост, являются проявлениями единого процесса в разных регионах экваториальной МП. Неоднородности поверхности МП, возникающие при колебаниях подсолнечной МП, сносятся в хвост со скоростью потока плазмы в магнитослое. Поскольку осцилляции имеют квазипериодический характер,

на флангах магнитосферы наблюдаются волно-подобные возмущения, амплитуда которых может существенно увеличиваться при развитии неустойчивости Кельвина—Гельмгольца.

Автор благодарит CSDSweb- и NASA SSC-сервисы за предоставление данных измерений космических аппаратов WIND и ACE. Автор очень признателен команде проекта THEMIS за возможность использовать в работе данные измерений космических аппаратов THEMIS. Также автор хочет поблагодарить Комитет космических исследований (Committee on Space Research, COSPAR) и организационный комитет семинара «Solar-Terrestrial Interactions: Instrumentation and Techniques» (Синая 2007 г.), где положено начало данной работе. Автор очень благодарен профессору К.-Х. Гласмайеру и Техническому университету г. Брауншвайг за предоставленную возможность выступить с семинаром и за плодотворное обсуждение результатов работы.

1. Anderson K., Binsack J., Fairfield D. Hydromagnetic disturbances of 3- to 15-minute period on the magnetopause and their relation to bow shock spikes // J. Geophys. Res. — 1968. — **73**, N 7. — P. 2371—2386.
2. Angelopoulos V. The THEMIS mission // Space Sci. Rev. — 2008. — **141**. — P. 5—34.
3. Auster H. U. et al. The THEMIS fluxgate magnetometer // Space Sci. Rev. — 2008. — **141**. — P. 235—264.
4. Boller B., Stolov H. Explorer 18 study of the stability of the magnetopause using a Kelvin-Helmholtz instability criterion // J. Geophys. Res. — 1973. — **78**, N 34. — P. 8078—8086.
5. Cahill L., Winckler J. Periodic magnetopause oscillations observed with the GOES satellites on March 24 // J. Geophys. Res. — 1992. — **97A**, N 6. — P. 8239—8243.
6. Contin J. E., Gratton F. T., Farrugia C. J. Theoretical results on the latitude dependence of the Kelvin-Helmholtz instability at the dayside magnetopause for northward interplanetary magnetic fields // J. Geophys. Res. — 2003. — **108A**, N 6. — P. 1227. — doi:10.1029/2002JA009319.
7. DeHoffmann F., Teller E. Magneto-hydrodynamic shocks // Phys. Rev. — 1950. — **80**. — P. 692.
8. Dunlop M.W., Balogh A., Glassmeier K.-H. Four-point CLUSTER application of magnetic field analysis tools: the discontinuity analyzer // J. Geophys. Res. — 2002. — **107A**, N 11. — doi:10.1029/2001JA005089.
9. Fairfield D. H. Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow shock // J. Geophys. Res. — 1971. — **76**. — P. 6700—6716.
10. Khrabrov V. A., Sonnerup B. U. Ö. Orientation and motion of current layers: Minimization of the Faraday residue // Geophys. Res. Lett. — 1998. — **25**. — P. 2373—2376.
11. Khrabrov V. A., Sonnerup B. U. Ö. DeHoffmann-Teller analysis // Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data / Eds G. Paschmann, P. W. Daly. — Noordwijk, Netherlands, ESA Publ. Div., 1998. — 1850 p.
12. Kivelson M. G., Chen S. H. The magnetopause: Surface waves and instabilities and their possible dynamical consequences // AGU Monograph 90, Physics of Magnetopause / Eds P. Song, B.U.O. Sonnerup. — Washington, D.C., 1995. — P. 257.
13. Kokubun S., Kawano H., Mukai T., et al. Surface waves on the dawn magnetopause: Connection with ground PC 5 pulsations // Adv. Space Res. — 2000. — **25**, N 7—8. — P. 1493—1502.
14. McFadden J. P., Carlson C. W., Larson D., et al. The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration // Space Sci. Rev. — 2008. — **141**. — P. 277—302.
15. Owen C. J., Taylor M. G. G. T., Krauklis I. C., et al. Cluster observations of surface waves on the dawn flank magnetopause // Ann. Geophys. — 2004. — **22**. — P. 971—983.
16. Paschmann G., Haaland S., Sonnerup B. U. O., et al. Characteristics of the near-tail dawn magnetopause and boundary layer // Ann. Geophys. — 2005. — **23**. — P. 1481—1497.
17. Phan T. D., Paschmann G. Low-latitude dayside magnetopause and boundary layer for high magnetic shear 1. Structure and motion // J. Geophys. Res. — 1996. — **101**. — P. 7801—7816.
18. Russell C. T., Mellott M. M., Smith E. J., King J. H. Multiple spacecraft observations of interplanetary shocks: Four spacecraft determination of shock normals // J. Geophys. Res. — 1983. — **88**. — P. 4739—4748.
19. Russell C. T., Petrinec S. M., Zhang T. L., et al. The effect of foreshock on the motion of the dayside magnetopause // Geophys. Res. Lett. — 1997. — **24**. — P. 1439—1442.
20. Shafrankova J., Zastenker G., Nemecek Z., et al. Small scale observation of magnetopause motion: preliminary results of the INTERBALL project // Ann. Geophys. — 1997. — **15**. — P. 562—569.
21. Smith E., Davis L. Magnetic measurements in the Earth's magnetosphere and magnetosheath: Mariner 5 // J. Geophys. Res. — 1970. — **75**, N 7. — P. 1233—1245.
22. Song P., Russell C., Fitzenreiter R., et al. Structure and properties of the subsolar magnetopause for northward interplanetary magnetic field: Multiple-instrument particle observations // J. Geophys. Res. — 1993. — **98A**, N 7. — P. 11319—11337.
23. Sonnerup B. U. O., Scheible M. Minimum and maximum variance analysis // Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data / Eds G. Paschmann, P. W. Daly. — Noordwijk, Netherlands, ESA Publ. Div., 1998. — 1850 p.

24. Walker A. D. M. The Kelvin-Helmholtz instability in the low-latitude boundary layer // Planet. Space Sci. — 1981. — 829. — P. 1119—1133.

Надійшла до редакції 10.11.08

O. V. Agapitov

DYNAMICS OF THE LOW LATITUDE TERRESTRIAL MAGNETOPAUSE FROM THEMIS MEASUREMENTS

Multi-spacecraft THEMIS observations in temporal orbit during March — September 1997 provide a unique opportunity to collect material on the dayside magnetopause surface dynamics. During this period THEMIS crossed the magnetopause surface more than 300 times. About half of observed crossings were found to be a multicrossing (several inward and outward crossing of a single spacecraft during short-term interval). Taking into account the magnetopause surface normal velocity magnitude (averaged normal velocity is about 40 km/s), we speculate what periodic oscillations of the magnetopause position were observed. Two types of the magnetopause motion, namely, «flapping» (one-dimensional change of surface position) and «waving» (two-dimensional structure propagation) were found. Amplitudes of observed oscillations

were estimated to be in the range of $(0.1—2.2)R_E$. The algorithm based on minimum variance analysis for surface normal definition, the Hoffman-Theller and timing surface velocity definition technique is proposed to distinguish these two types of the magnetopause surface dynamics. Two-dimensional wavelike travelling disturbances were found mainly on the flanks of the magnetosphere. The magnetopause motion normal velocity was found to lie in the range of 50 to 150 km/s. One-dimensional flapping of the surface (the magnetopause motion normal velocity was found to be in the range from 10 to 70 km/s) was observed predominantly in the midday magnetosphere sector. We speculate that such quasiperiodic motion is the manifestation of the same phenomena in different magnetosphere regions. The generation can be initiated by dayside magnetosphere cavity modes (such events were associated with the magnetopause surface oscillations in several cases) or quasiperiodic changes of solar wind parameters. Surface disturbances are driven by magnetosheath plasma flow tailward with velocity about 140—180 km/s. In the case of periodic oscillations of the subsolar magnetopause the wavelike structures can be observed on the flanks of the magnetopause. The amplitude of surface disturbances can be increased by the Kelvin — Helmholtz instability.

УДК 550.385.37: 550.388

К. П. Гармаш, С. Г. Леус, Л. Ф. Черногор, М. А. Шамота

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua

ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ, СОПУТСТВОВАВШИЕ СТАРТАМ РАКЕТ С РАЗЛИЧНЫХ КОСМОДРОМОВ МИРА

Проаналізовано результати спостережень варіацій геомагнітного поля в діапазоні періодів 1–1000 с, які супроводжували старту ракет різних типів з різних космодромів світу у 2002–2008 рр. (всього 149 подій). Вимірювання виконано поблизу м. Харкова (віддалення від космодромів складає 1500–9500 км). Статистичний аналіз виявив три групи збурень. Час запізнення та тривалості збурень збільшувались зі збільшенням відстані від космодромів. Періоди склали від 6 до 14 хв, а амплітуди становили 3–5 нТл.

ВВЕДЕНИЕ

Обнаружением и исследованием возмущений в атмосфере и геокосмосе, сопутствующих стартам ракет (СР), занимаются уже более 40 лет. Этому вопросу посвящен ряд работ [1–11, 14–18, 23–27]. Большинство исследований проводится на близких расстояниях от места воздействия (вдоль траектории полета космического аппарата) [1, 16, 17]. Особый интерес представляет изучение эффектов на больших удалениях от места старта. Этому вопросу также посвящены наши работы [2–10, 23–27].

Как правило, изучаются ионосферные эффекты СР [1–10, 26, 27].

К настоящему времени известна только одна работа, посвященная исследованию эффектов СР в геомагнитном поле вблизи космодрома [18]. В этой работе показана возможность генерации геомагнитных возмущений с периодами около 140 мин, амплитудами 10 нТл. Возмущение появлялось через 10–15 мин после СР. В работе [18] предположено, что повторяющийся характер возмущений геомагнитного поля в области периодов 2–3 мин с амплитудой 5–20 нТл через 2–4 мин после старта свидетельствует о том, что запуск ракеты приводит к возникновению также короткопериодических воз-

мущений. Данные были получены на базе геомагнитной обсерватории «Алма-Ата» для 23 запусков ракет в 1999–2001 гг. [18].

В работе [11] нами исследовалась реакция достаточно высокочастотных (0.001–1 Гц) флуктуаций геомагнитного поля на старты 43 мощных ракет с космодрома Байконур ($R \approx 2100$ км). Статистический анализ выявил три группы возмущений, также были определены их основные параметры — запаздывания, продолжительности и периоды. Запаздывания оказались равными 6–7, 35–45 и 90–130 мин, продолжительности — 17–27, 45–80 и 40–70 мин, периоды — 5–8, 9–11 и 9–11 мин соответственно. Трех группам возмущений соответствовали скорости 9 км/с, 800–1100 м/с и 300–400 м/с.

По аналогичной методике нами были выполнены исследования реакции магнитного поля Земли, сопутствовавших стартам ракет как с близких к месту регистрации космодромов ($R \approx 1500$ км), так и значительно удаленных ($R \approx 9500$ км) [23–25]. Для анализа выбирались активно функционирующие космодромы, с которых стартуют достаточно мощные ракеты. Такими космодромами являются космодромы Плесецк, Сичан, Цеюань, Тайюань, Мыс Канаверал и Куру. Регистрация временных вариаций геомагнитного поля осуществлялась вблизи г. Харькова (удаления составляли от 1500 до 9500 км). Практически всем рассмотренным стартам ра-

кет сопутствовали заметные изменения характера колебаний горизонтальных компонентов геомагнитного поля в диапазоне геомагнитных пульсаций.

Для всех космодромов выявлены три группы возмущений. Для космодрома Плесецк им соответствовали скорости 4.9–6.1 км/с, 880–910 м/с и 325–400 м/с [23]; для космодромов Китая: 2.0–3.7 км/с, 800–970 м/с и 500–600 м/с [24]; для космодрома Мыс Канаверал: 4.4–5.5 км/с, 980–1070 м/с и 540–590 м/с [25]; для европейских ракет, стартовавших с космодрома Куру, значения скоростей 2.5–3.1 км/с, 680–740 м/с и 480–540 м/с [25].

Существует целый ряд вопросов, на которые необходимо ответить. Какие тенденции изменения параметров возмущений с увеличением расстояния до космодрома; насколько далеко могут распространяться волны, генерируемые стартами ракет; какова величина возмущений?

Целью настоящей работы является изучение и анализ зависимостей запаздываний, продолжительностей и периодов возмущений, сопутствовавших стартам ракет с различных космодромов мира (удаления 1500–9500 км), от расстояния до космодромов по результатам наблюдений достаточно высокочастотных (0.001–1 Гц) флуктуаций геомагнитного поля вблизи г. Харькова.

СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

Магнитометр-флюксметр. Несерийный высокочувствительный магнитометр, включенный в состав программно-аппаратного комплекса, размещен в обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина (с. Граково, Чугуевский район, Харьковская обл.) [11]. Его геофизические координаты: 49°40' с. ш., 36°50' в. д., геомагнитные координаты: +45°20' геомагнитной широты, 119°20' в. д.

Магнитометр-флюксметр измеряет уровень флуктуаций. Его чувствительность составляет 0.5–500 пТл в диапазоне периодов 1–1000 с соответственно.

Методы анализа. Вначале магнитометрические сигналы, соответствующие *H*- и *D*-компонентам геомагнитного поля с учетом амплитудно-частотной характеристики магнитометра-

флюксметра преобразовывались в сигналы *H(t)* и *D(t)* флуктуаций геомагнитного поля. Первые измеряются в относительных единицах, а последние — в абсолютных (в нТл).

Затем сигналы *H(t)* и *D(t)* подвергались дальнейшей обработке: цифровой фильтрации с полосами фильтров, соответствующих, например, периодам 1–20, 20–100, 100–300 и 300–1000 с и вейвлет-преобразованию [18].

Вейвлет-преобразование, как известно, имеет вид [18]:

$$\tilde{W}[s(t)] \equiv Ws(a, b) = \frac{1}{a^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt,$$

где *s(t)* — сигнал (*H(t)* или *D(t)*), *a* и *b* — параметры масштабирования и сдвига, ψ — базис вейвлета, звездочка означает комплексное сопряжение, *t* — безразмерное время. В качестве $\psi(t)$ использовался вейвлет Морле [18]:

$$\psi(t) = \exp(-t^2/2) \cos \omega t,$$

который представляет собой волновой пакет с безразмерной частотой ω (обычно выбирают $\omega = 5$). Именно такой базис удобен для обнаружения и последующего анализа цугов волн (геомагнитных пульсаций типа *Pc*).

Определению подлежали времена запаздывания возможной реакции геомагнитного поля на СР, ее продолжительность и спектральный состав возникающих возмущений. Далее путем усреднения вычислялись статистические характеристики этих возмущений для разных космодромов и строились зависимости запаздываний, продолжительностей и периодов от расстояния до космодрома.

СВЕДЕНИЯ О РАКЕТАХ И КОСМОДРОМАХ

В работе изучалась реакция геомагнитного поля на старты 21 ракеты с космодрома Плесецк, 69 ракет с космодрома Байконур, 33 ракет с космодромов КНР, 11 ракет с космодрома Мыс Канаверал и 15 ракет с космодрома Куру. Все СР имели место в 2002–2008 гг.

Характеристики и основные параметры ракет приведены в табл. 1. Исследованию подвергалась реакция геомагнитного поля на запуски ракет различной массы: от 107 до 2100 т. Им (сог-

ласно классификации [15]) соответствуют ракеты средней тяжести («Рокот», «Космос-3М», «Long March-2С», «Long March-2D», «Long March-3А»), тяжелые («Днепр», «Молния», «Союз», «Зенит», «Протон», «Long March-2F», «Long March-3В», «Long March-4В», «Ariane5») и сверхтяжелые («Space Shuttle»). Всего в настоящей работе проанализировано 149 СР.

Краткие сведения о космодромах приведены в табл. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Для общего контроля уровня магнитной возмущенности использовались индексы A_p и K_p накануне и в день СР, взятые из интернет. Запуски

ракет осуществлялись как в магнитоспокойные, так и магнитовозмущенные дни.

Для примера рассмотрим пять стартов ракет с различных космодромов мира.

На рис. 1 представлены вариации $H(t)$ и $D(t)$, сопутствовавшие СР средней тяжести «Рокот» 30 июня 2003 г. в 14:15 (здесь и далее используется время UT) с космодрома Плесецк. В эти сутки $\Sigma K_p = 22$.

Примерно через 6—7 мин после СР наблюдалось заметное изменение характера колебаний длительностью 8—10 мин и периодом 4 мин. Следующее по времени возмущение регистрировалось через 61—64 мин. Оно имело длительность 36—48 мин и периоды 8—10 мин для H - и

Таблица 1. Краткие сведения о ракетах (в скобках приведены данные для модификации «Ariane 5G»)

Тип ракеты	Число запусков	Количество ступеней	Длина, м	Масса, т	Начальная тяга, МН	Масса нагрузки, т (на высоте 200 км)	Страна
«Молния»	1	4	40.0	305.5	4.19	1.8	Россия
«Космос-3М»	7	2	32.4	109	1.48	1.5	Россия
«Рокот»	5	3	29.0	107.5	1.60	1.9	Россия
«Союз»	37	3	46.1	305	4.14	6.9	Россия
«Днепр»	6	3	29.0	268.3	—	5.5	Россия
«Зенит»	1	3	49.5	460	—	5.4	Россия
«Протон»	28	4	59.0	711	8.84	19.8	Россия
«Long March-2С»	7	2	35.2	192	2.79	2.4	КНР
«Long March-2D»	4	2	33.7	232	2.96	3.1	КНР
«Long March-2F»	4	2	58.3	480	5.92	8.4	КНР
«Long March-3А»	9	3	52.4	241	2.96	8.5	КНР
«Long March-3В»	1	3	54.8	425.5	5.92	12.0	КНР
«Long March-4В»	8	3	44.1	254	2.97	4.2	КНР
«Space Shuttle»	11	—	56.2	2045	28.6	29.5	США
«Ariane 5 (5G)»	15	3	59.0	777(710)	6.47 (6.36)	21(16)	ЕС

Таблица 2. Краткие сведения о космодромах

Название	Координаты		Расстояние от космодрома до обсерватории, км	Количество запусков	Страна
	Широта	Долгота			
Плесецк	63.0° с. ш.	41.0° в. д.	1500	21	Россия
Байконур	46.0° с. ш.	63.3° в. д.	2100	69	Россия
Цеюянь	41.1° с. ш.	100.3° в. д.	4800	10	КНР
Тайюань	38.8° с. ш.	111.5° в. д.	5600	12	КНР
Сичан	28.1° с. ш.	102.3° в. д.	5900	11	КНР
Мыс Канаверал	28.5° с. ш.	80.5° з. д.	9300	11	США
Куру	5.15° с. ш.	52.63° з. д.	9500	15	Гвиана (фр.)

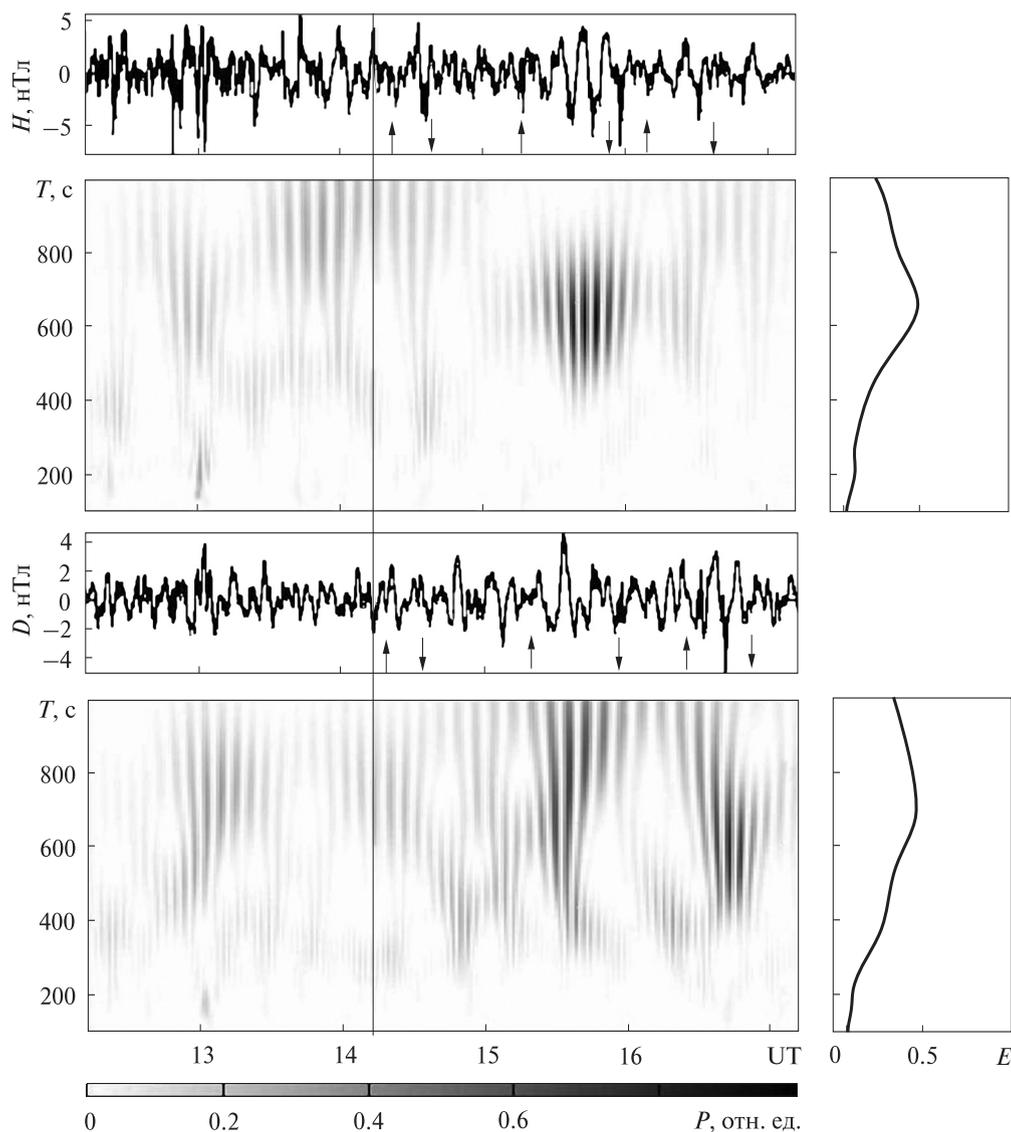


Рис. 1. Временные вариации H - и D -компонентов геомагнитного поля, соответствующие им вейвлет-спектры и энергограммы (распределение средней энергии колебаний по периодам) в диапазоне периодов 100–1000 с, сопровождавшие старт ракеты «Рокот» с космодрома Плесецк 30 июня 2003 г. Здесь и далее сплошной вертикальной линией показан момент старта ракеты (14:15 UT)

D -компонентов соответственно и сопровождалось увеличением периода и амплитуды. Третье возмущение продолжительностью 37 мин возникло через 118–126 мин после СР. В волновом процессе преобладали периоды 8–11 мин.

Старт тяжелой российской ракеты «Протон» с космодрома Байконур имел место 9 апреля 2007 г. в 22:54 (рис. 2). Сутки с СР были слабо

магнитовозмущенными: $\Sigma K_p = 14$. Первое возмущение (значительное уменьшение периода от 9–10 до 3–4 мин), отчетливо фиксируемое в двух компонентах, имело запаздывание 4–5 мин и продолжалось 34 и 42 мин для H - и D -компонентов соответственно. Следующее возмущение, наблюдавшееся через 60–64 мин, продолжалось 34–42 мин и имело периоды 9 и 13 мин

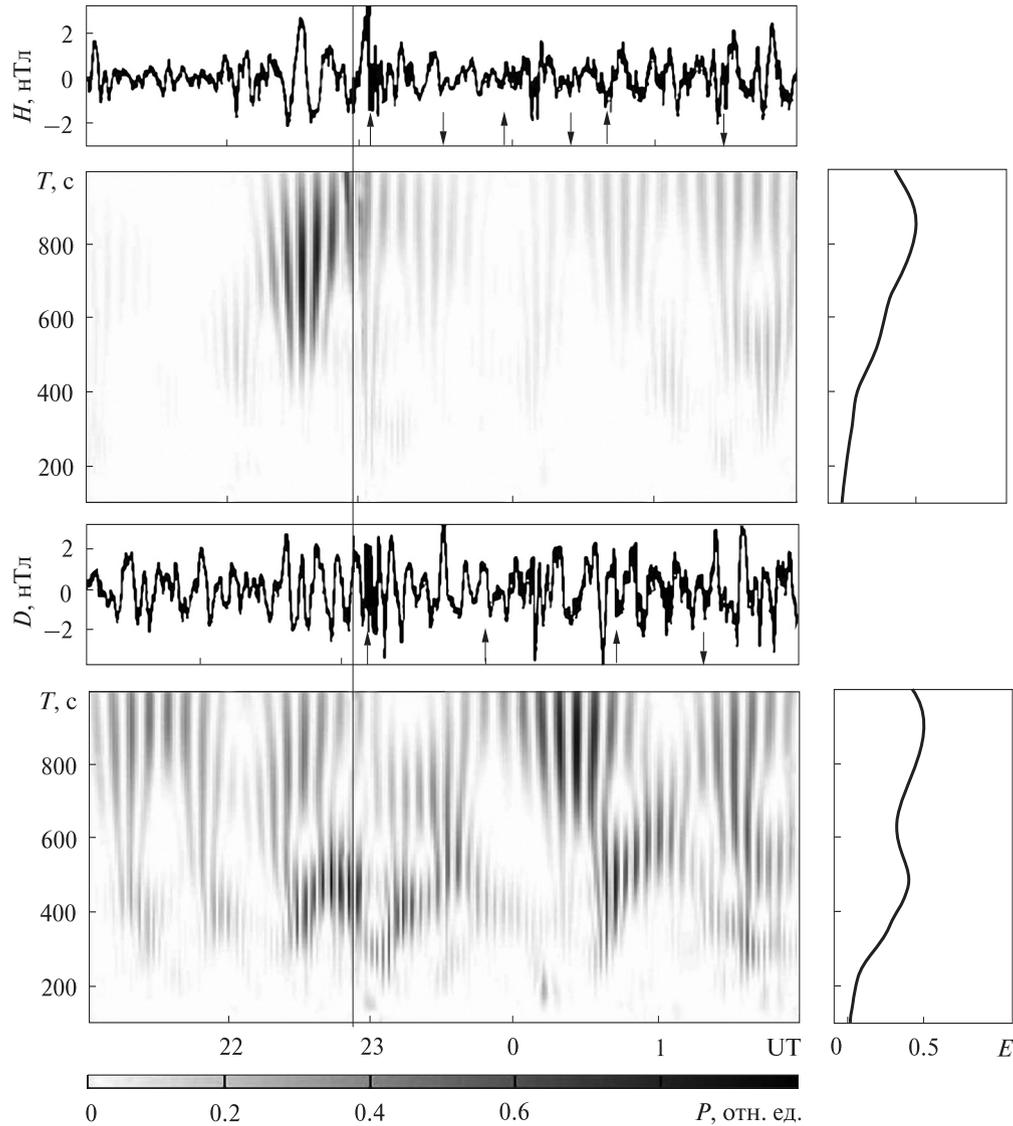


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для старта ракеты «Протон» с космодрома Байконур 9 апреля 2007 г. (22:54 UT)

для H - и D -компонентов соответственно. Третье изменение характера волнового процесса имело запаздывания 108 и 112 мин, продолжительность 38 мин и периоды 11–12 мин для H - и D -компонентов соответственно.

Запуск тяжелой китайской ракеты модификации «2F» имел место 29 декабря 2002 г. в 16:40 с космодрома Цюань (рис. 3). Сутки со СР были несколько магнитовозмущенными ($\Sigma K_p = 23$). Первое изменения характера колебаний наблю-

далось через 35 и 46 мин для H - и D -компонентов соответственно. В H -компоненте имело место подавление волнового процесса и уменьшение периода в 2 раза (от 14 до 7 мин). В D -компоненте — уменьшение периода. Продолжался этот процесс 54 мин и имел периоды 7 мин для обоих компонентом сигнала. Следующее возмущение продолжительностью 49–60 мин имело задержки 99–107 мин. Периоды составляли 8 и 13 мин для H - и D -компонентов

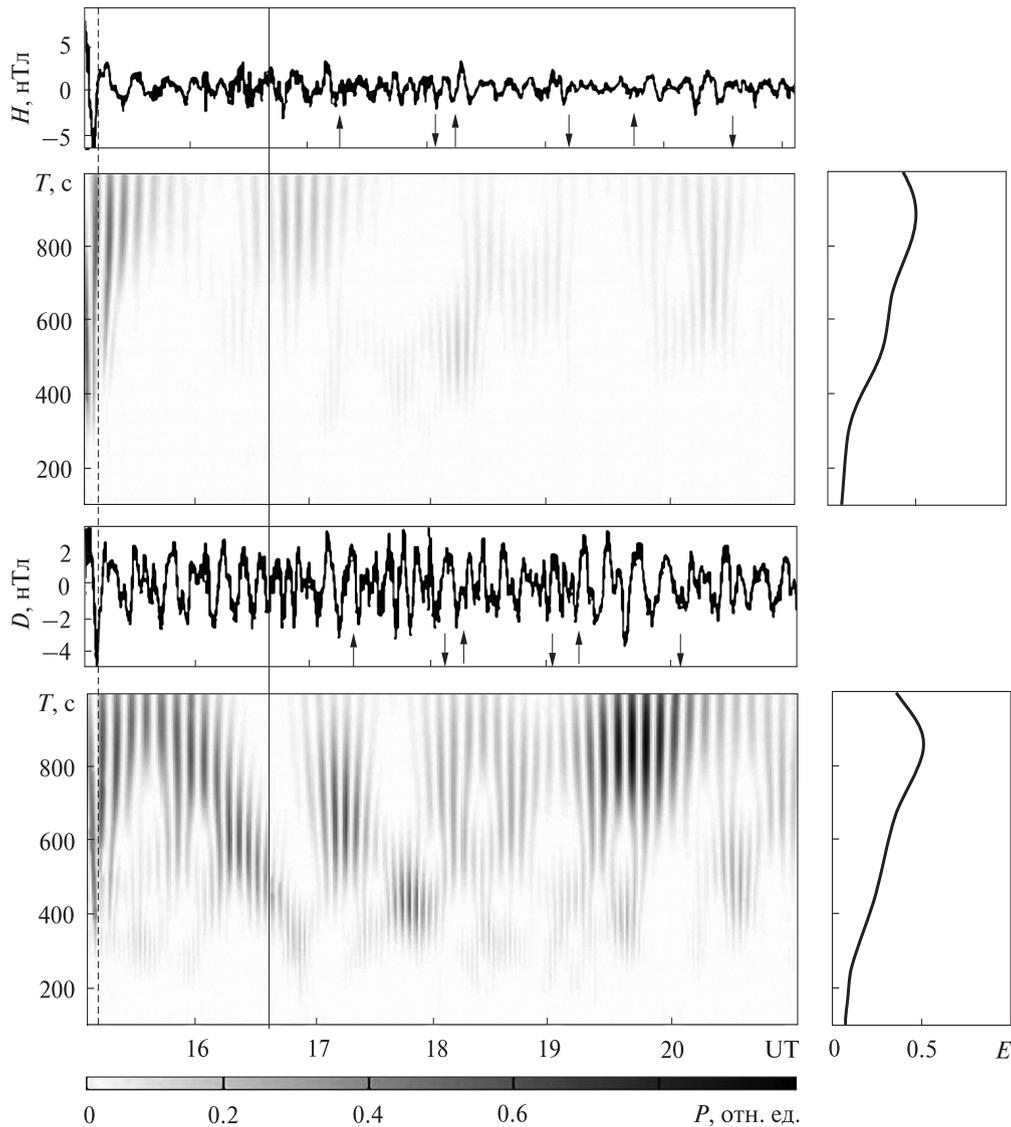


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для старта ракеты «2F» с космодрома Цзюань 29 декабря 2002 г. (16:40 UT). Пунктирной линией показан момент захода Солнца на высоте 200 км вблизи г. Харькова

соответственно. Третий процесс проявлялся как увеличение периода преобладающих колебаний в H -компоненте до 13 мин, D -компоненте до 15 мин. Он имел запаздывания 166—191 мин и продолжительность 51—57 мин для H - и D -компонентов сигнала.

На рис. 4 представлены вариации горизонтальных компонентов геомагнитного поля, сопутствовавшие старту космического челнока

«Atlantis» 8 июня 2007 г. в 23:38. В эти сутки $\Sigma K_p = 16$. Запуск челнока совпал с прохождением солнечного терминатора вблизи места расположения обсерватории, поэтому выделение первого типа возмущения для этого старта затруднено. Изменение характера колебаний, сопровождаемое увеличением амплитуды в два раза, имело место в интервале времени с 02:10 до 03:25. Следующий тип возмущений наблю-

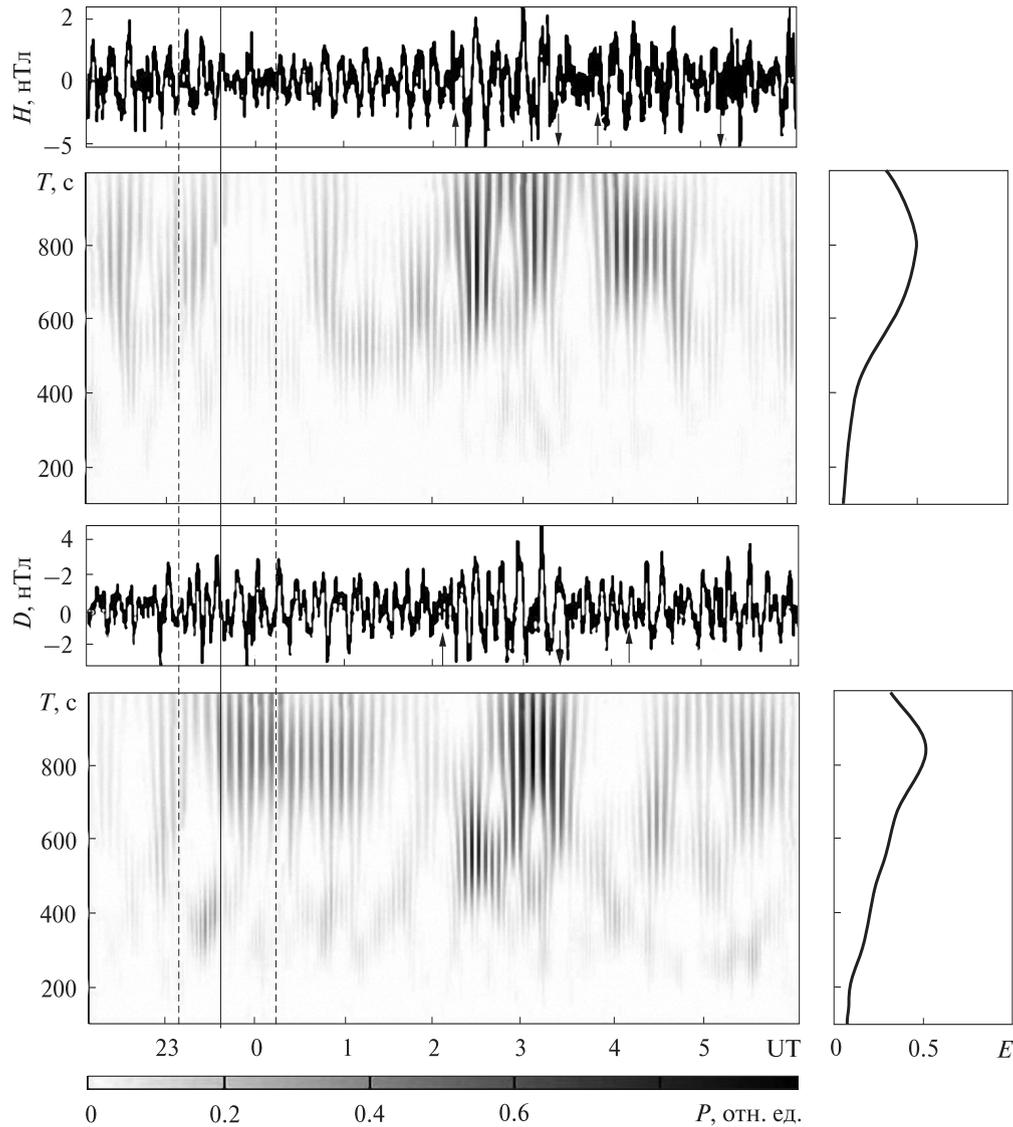


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, для старта системы «Space Shuttle» с космодрома Мыс Канаверал 8 июня 2007 г. (23:38 UT). Пунктирными линиями показаны моменты восхода Солнца на высоте 200 км и на уровне Земли вблизи г. Харькова

дался с 03:50 до 05:13 для H -компонента и с 04:15 до 05:15 для D -компонента. Периоды геомагнитных пульсаций составляли около 13 мин для двух типов возмущений.

Флуктуации H - и D -составляющих магнитного поля, сопутствовавшие СР «Ariane 5» 18 июля 2004 г. в 00:44, приведены на рис. 5 ($\Sigma K_p = 18$). В интервале времени примерно с 23:55 по 01:40 наблюдался восход Солнца соответственно на

высоте 200 км и на уровне Земли вблизи места расположения обсерватории. Эффекты, предположительно связанные со СР, начались примерно через 103 и 93 мин после запуска ракеты для H - и D -компонентов сигнала соответственно. Они сопровождалась увеличением периода (от 6 до 11 мин) и амплитуды (в два раза) в H -компоненте и незначительным подавлением волнового процесса в D -компоненте с периода-

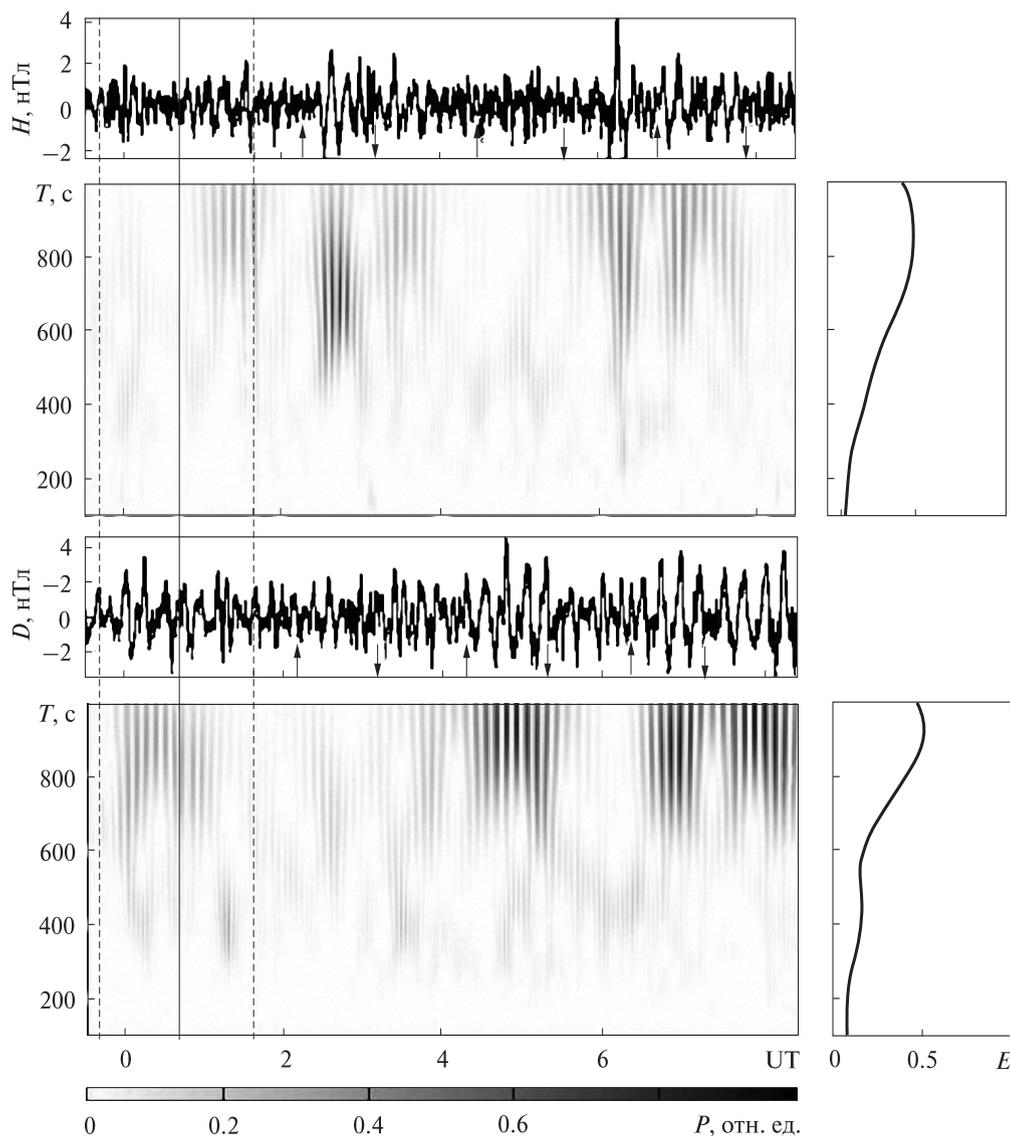


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, для старта ракеты «Агiane 5» с космодрома Куру 18 июля 2004 г. (00:44 UT). Пунктирными линиями показаны моменты восхода Солнца на высоте 200 км и на уровне Земли вблизи г. Харькова

ми 9 мин. Продолжительность возмущения составляла 60–66 мин. Следующее изменение характера колебаний регистрировалось через 215–228 мин после СР, продолжалось оно около 67 мин. В *D*-компоненте фиксировалось увеличение периода преобладающих колебаний с 9 до 15 мин, в *H*-компоненте — уменьшение периода с 11 до 8 мин. Третье возмущение, наблюдаемое в обоих компонентах, имело запазды-

вания 315–340 мин. Оно продолжалось 93–108 мин, и периоды колебаний составляли около 14–15 мин для обоих компонентов сигнала.

РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

В наших предыдущих работах была проведена статистическая обработка отдельно для каждого

Таблица 3. Статистические характеристики основных параметров возмущений, сопутствовавших СР

Параметр	Плесецк	Байконур	Цеюянь	Тайюань	Сичан	Мыс Канаверал	Куру
Δt_1 , мин	10.1 ± 1.3	8.7 ± 0.7	40.2 ± 4.1	53.5 ± 5.6	42.3 ± 3.6	36.1 ± 3.3	59.4 ± 4.9
Δt_2 , мин	30.5 ± 1.1	41.6 ± 1.4	110.2 ± 6.9	117.4 ± 4.2	121.1 ± 8.1	139.3 ± 5.9	147.3 ± 14.9
Δt_3 , мин	78.7 ± 5.2	103.4 ± 2.3	161.7 ± 7.4	190.4 ± 4.6	153.6 ± 12.0	245.6 ± 9.9	300.6 ± 8.9
ΔT_1 , мин	23.0 ± 1.7	22.1 ± 1.8	56.7 ± 5.2	53.4 ± 5.6	45.5 ± 3.0	50.8 ± 2.9	51.8 ± 4.4
ΔT_2 , мин	42.3 ± 1.9	53.6 ± 2.2	56.1 ± 5.6	67.3 ± 8.1	45.6 ± 5.0	66.9 ± 3.9	70.5 ± 5.3
ΔT_3 , мин	46.8 ± 1.4	52.0 ± 1.5	49.6 ± 2.2	47.9 ± 4.8	62.3 ± 5.0	66.8 ± 3.8	62.5 ± 4.6
T_1 , мин	6.7 ± 0.6	6.8 ± 0.7	11.0 ± 0.9	9.6 ± 0.8	10.1 ± 0.9	11.1 ± 0.9	11.7 ± 0.7
T_2 , мин	11.1 ± 0.4	9.7 ± 0.3	10.0 ± 0.9	10.7 ± 0.9	9.4 ± 1.1	12.4 ± 0.4	12.1 ± 0.8
T_3 , мин	11.9 ± 0.5	10.0 ± 0.4	11.0 ± 1.0	10.7 ± 1.4	13.2 ± 0.8	12.0 ± 0.4	11.9 ± 0.7

из космодромов [11, 23–25]. Были выявлены три группы возмущений и определены их основные параметры (табл. 3). Видно, что значения средних времен запаздываний, продолжительностей и периодов увеличиваются по мере увеличения расстояния до космодромов.

Как и в более ранних работах, будем считать, что область эффективной генерации волн находится на высотах 100–150 км и что направление распространения возмущений близко к горизонтальному [2–7, 11, 23, 24]. Необходимо учесть, что в процессе движения ракета отклоняется от вертикального направления, и расстояние от места регистрации до области генерации возмущения отлично от географического расстояния между обсерваторией и космодромом. Для этого введем поправки к запаздыванию и расстоянию от места СР. Значения скорректированных расстояний R' приведены в табл. 4. Поправки для корректировки расстояния вводились с учетом отклонения траектории движения конкретных типов ракет за время Δt_0 достижения середины области эффективной генерации волн.

На рис. 6 приведены зависимости средних значений запаздываний (a), продолжительностей (b), периодов (v) и их доверительные интервалы.

Выполнен также регрессионный анализ результатов наблюдений. Построены линии регрессии для запаздываний, продолжительностей и периодов трех групп возмущений. Линии регрессии для запаздываний возмущений описыва-

ются выражениями

$$\begin{aligned} \Delta t_1 &= 2.36 + 0.006R', \\ \Delta t_2 &= 7.82 + 0.016R', \\ \Delta t_3 &= 28.83 + 0.028R' \end{aligned} \quad (1)$$

для первого, второго и третьего типов возмущений соответственно. Здесь, как и ниже в других регрессиях, временные характеристики измеряются в минутах, а расстояния — в километрах.

Очевидно, что $\Delta t_1(0) \approx 2.4$ мин, $\Delta t_2(0) \approx 8$ мин и $\Delta t_3(0) \approx 29$ мин. Значение $\Delta t_1(0)$ свидетельствует о том, что геомагнитные возмущения возникают при достижении ракетой высот $z \approx 100$ км. Возмущения второго типа генерируются с запаздыванием около 8 мин, когда ракета движется на высотах $z \approx 120$ –150 км почти горизонтально. Заметим, что разность $\Delta t_3(0) - \Delta t_2(0) \approx 20$ мин близка к периоду генерируемых СР внутренних гравитационных волн (ВГВ).

Таблица 4. Скорректированные расстояния от области генерации возмущения до обсерватории

Название	Время движения ракеты до высот генерации, мин	Скорректированные расстояния от места генерации до обсерватории, км
Плесецк	3–5	1650
Байконур	3–5	2300
Цеюянь	3–5	5400
Тайюань	3–5	6100
Сичан	3–5	6300
Мыс Канаверал	9	8000
Куру	5	9000

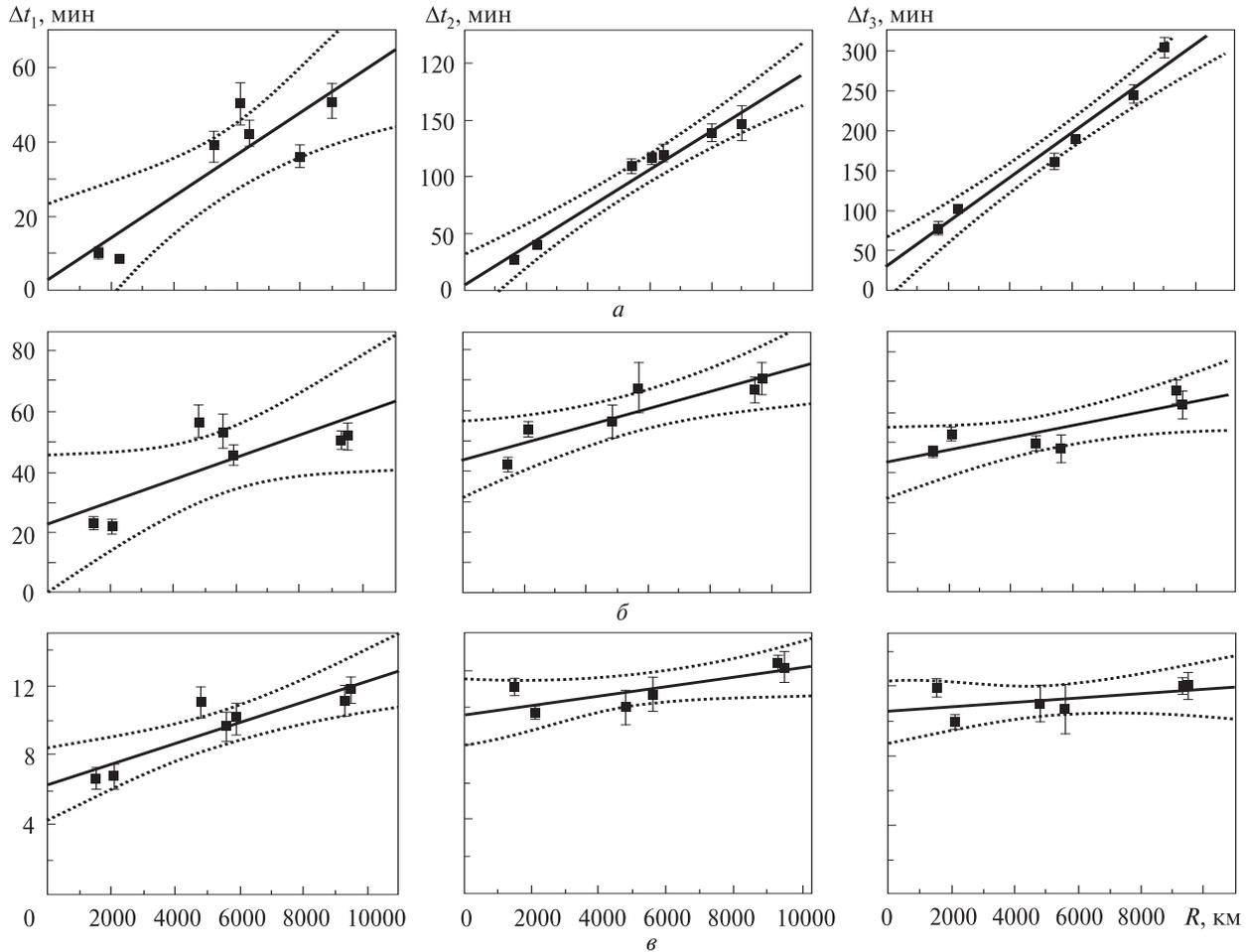


Рис. 6. Зависимости средних значений запаздываний (*a*), продолжительностей (*б*), периодов (*в*). Прямой линией показаны линии регрессии, а пунктирными линиями — доверительный интервал

Из выражений (1) следует, что времена запаздываний трех групп возмущений линейно увеличиваются с увеличением расстояния от обсерватории до места генерации возмущения. Значения продолжительностей и периодов также увеличиваются практически по линейному закону.

ОБСУЖДЕНИЕ

Регрессионный анализ зависимостей основных параметров возмущений от расстояния показал, что времена запаздываний трех групп возмущений линейно увеличивались по мере увеличения расстояния от места наблюдения до места генерации возмущений (рис. 6, *a*).

Используя выражения для линий регрессии (1), можно рассчитать скорости волн, соответствующих трем группам задержек. Значение скорости v'_i (где $i = 1, 2, 3$) дается очевидным соотношением

$$v'_i = \left(\frac{d\Delta t_i}{dR'} \right)^{-1}.$$

Оказалось, что $v'_1 \approx 2.7$ км/с, $v'_2 \approx 1040$ м/с и $v'_3 \approx 600$ м/с.

Значение скорости v'_1 свойственно медленным магнитогидродинамическим (МГД) волнам. Такие скорости волн неоднократно наблюдались радиофизическими методами [1–10, 15, 27].

Скорость v'_2 ассоциируется со скоростью ударных волн, а точнее ударно-волновых акустико-гравитационных волн (АГВ). Вблизи источника эти волны — нелинейные, и их скорость превышает скорость линейных волн. По мере удаления от места их генерации такие волны постепенно превращаются в привычные АГВ [12, 13].

Скорость v'_3 имеют линейные ВГВ, которые также наблюдались ранее [2–10, 15]. Близость основных параметров второй и третьей групп возмущений дает основания предполагать, что они могут быть частями (двумя соседними периодами) одного волнового процесса.

Могут ли указанные типы волн иметь регистрируемую амплитуду в месте расположения обсерватории? Для ответа на этот вопрос заметим, что полученные значения скоростей хорошо согласуются со значениями скоростей, даваемыми радиофизическими методами [1–10, 15, 27]. Следовательно, возмущения геомагнитного поля, вероятнее всего, генерируются возмущениями электронной концентрации вблизи расположения обсерватории и не зависят от ориентации трассы распространения волн.

Как показывают наши оценки, для наиболее удаленных космодромов [25] для волн второй и третьей групп амплитуда геомагнитных пульсаций, генерируемых волновыми возмущениями концентрации в диапазоне периодов 10–20 мин, имеет порядок единиц нанотесла. Именно такие значения амплитуд возмущений наблюдались нами.

Ослабление медленных МГД-волн ранее не освещалось. Можно предположить, что ослабление этих волн не больше, чем для АГВ и ВГВ.

Что касается продолжительностей и периодов, то они изменялись практически по линейному закону в зависимости от расстояния до космодрома.

Линии регрессий для продолжительностей трех типов возмущений приведены на рис. 6, б. Видно, что значения ΔT_i (где $i = 1, 2, 3$) увеличивались от 20–30 до 60–70 мин по мере удаленности космодрома. Характерное расстояние, на котором продолжительности увеличивались в два раза, составляло около 5, 15 и 21 тыс. км для

трех типов возмущений. Выражения для регрессий имеют вид

$$\Delta T_1 = 22.81 + 0.004R,$$

$$\Delta T_2 = 44.11 + 0.003R,$$

$$\Delta T_3 = 42.98 + 0.002R.$$

Средние значения периодов преобладающих пульсаций линейно увеличивались в довольно узком интервале (7–12 мин) по мере удаленности космодрома (рис. 6, в). Значение периодов снизу ограничено, по-видимому, величиной периода Брента-Вяйсяля [12, 13], а сверху — частотной характеристикой магнитометра-флюксметра ($T_{\max} = 17$ мин). Линии регрессии для периодов трех типов возмущений описываются выражениями

$$T_1 = 6.32 + 5.87 \cdot 10^{-4} R,$$

$$T_2 = 9.65 + 2.46 \cdot 10^{-4} R,$$

$$T_3 = 10.55 + 1.31 \cdot 10^{-4} R.$$

Физической причиной увеличения продолжительностей и периодов, скорее всего, является наличие дисперсии фазовой скорости волны в среде.

Являются ли наблюдаемые пульсации реакцией на СР? В пользу этого свидетельствуют следующие аргументы.

Во-первых, закон распределения времен запаздываний имеет достаточно хорошо выраженные максимумы. В фоновые дни этот закон близок к равномерному [11, 23–25]. Во-вторых, вычисленные нами значения скоростей хорошо согласуются со значениями скоростей, полученными другими методами [1–10, 15, 26, 27]. В-третьих, линии регрессий для запаздываний трех групп возмущений представляют собой прямые. Все это свидетельствует о том, что наблюдаемые изменения характера сигнала, вероятнее всего, связаны со СР.

ВЫВОДЫ

1. Статистический и спектральный анализы уровня геомагнитных пульсаций, сопровождавших 149 СР с космодромов, удаленных от места регистрации на расстояния 1500–9500 км, пока-

зали, что после СР заметно изменялся характер пульсаций: увеличивался (реже уменьшался) их уровень и существенно изменялся спектральный состав.

2. Выявлено три группы возмущений. Их времена запаздываний линейно увеличивались с увеличением расстояния от места генерации возмущений до места наблюдений. Этим возмущениям соответствовали средние скорости около 2.7, 1.0 и 0.6 км/с.

Первая группа возмущений наблюдалась неуверенно. Второе и третье возмущения могли представлять одну группу возмущений.

3. Продолжительность возмущений обычно изменялась от 20—30 до 60—70 мин с увеличением расстояния от обсерватории до космодрома от 1500 до 9500 км. Продолжительности возмущений увеличивались почти по линейному закону.

Характерное расстояние, на котором продолжительности возмущений увеличивались в два раза, составляло около 5, 15 и 21 тыс. км для указанных трех групп возмущений.

4. Значения преобладающих периодов пульсаций также практически линейно изменялись с увеличением расстояния от 1500 до 9500 км, однако эти изменения были незначительными.

1. *Афраймович Э. Л., Первалова Н. П., Плотников А. В.* Регистрация ионосферных откликов на ударно-акустические волны, генерируемые при запусках ракет-носителей // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 2002. — **42**, № 6. — С. 790—797.
2. *Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф.* Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // *Радиофизика и радиоастрономия*. — 2003. — **8**, № 2. — С. 143—162.
3. *Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В.* Волновые процессы в F-области ионосферы, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Байконур // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 2006. — **46**, № 6. — С. 783—800.
4. *Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф.* Результаты комплексных радиофизических наблюдений волновых возмущений в геокосмосе, сопровождавших старты и полеты ракет // *Космічна наука і технологія. ДОДАТОК*. — 2003. — **9**, № 2. — С. 57—61.
5. *Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф.* Волновые возмущения в ионосфере, сопутствовавшие стартам ракет на фоне естественных переходных процессов // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 2004. — **44**, № 4. — С. 518—534.
6. *Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф.* Комплексные радиофизические исследования волновых возмущений в ионосфере, сопровождавших старты ракет на фоне естественных нестационарных процессов // *Радиофизика и радиоастрономия*. — 2004. — **9**, № 1. — С. 5—28.
7. *Бурмака В. П., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В.* Волновые возмущения в геокосмосе, сопровождавшие старты и полеты ракет «Союз» и «Протон» // *Радиофизика и радиоастрономия*. — 2005. — **10**, № 3. — С. 254—272.
8. *Гармаш К. П., Гоков А. М., Костров Л. С. и др.* Радиофизические исследования и моделирование процессов в ионосфере, возмущенной источниками различной природы. 2. Процессы в искусственно-возмущенной ионосфере. Вариации характеристик радиосигналов. Моделирование возмущений // *Вестник Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника*. — 1999. — № 427, вып. 1. — С. 3—22.
9. *Гармаш К. П., Костров Л. С., Розуменко В. Т. и др.* Глобальные возмущения ионосферы, вызванные стартом ракеты, на фоне магнитной бури // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 1999. — **39**, № 1. — С. 72—78.
10. *Гармаш К. П., Леус С. Г., Пазюра С. А., Похилько С. Н., Черногор Л. Ф.* Статистические характеристики флуктуаций электромагнитного поля Земли // *Радиофизика и радиоастрономия*. — 2003. — **8**, № 2. — С. 163—180.
11. *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.
12. *Гершман Б. Н.* Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974. — 256 с.
13. *Госсард Э. Э., Хук У. Х.* Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978. — 532 с.
14. *Засов Г. Ф., Карлов В. Д., Романчук Т. Е. и др.* Наблюдение возмущений в нижней ионосфере во время экспериментов по программе Союз—Аполлон // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 1977. — **17**, № 2. — С. 346—348.
15. *Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф.* Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты космических аппаратов // *Радиофизика и радиоастрономия*. — 1999. — **4**, № 3. — С. 227—246.
16. *Нагорский П. М.* Неоднородная структура области F ионосферы, образованная ракетами // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 1998. — **38**, № 2. — С. 100—106.

17. *Нагорский П. М., Таращук Ю. Е.* Искусственная модификация ионосферы при стартах ракет, выводящих на орбиту космические аппараты // Изв. вузов. Физика. — 1993. — № 10. — С. 94—106.
18. *Соколова О. И., Краснов В. М., Николаевский Н. Ф.* Изменения геомагнитного поля под влиянием запусков ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и аэрномия. — 2003. — 46, № 4. — С. 561—565.
19. *Сорокин В. М., Федорович Г. В.* Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. — М.: Энергоиздат, 1982. — 134 с.
20. *Черногор Л. Ф.* Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия. — 2003. — 8, № 1. — С. 59—106.
21. *Черногор Л. Ф.* Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 // Нелинейный мир. — 2006. — 4, № 12. — С. 655—697.
22. *Черногор Л. Ф.* Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 // Нелинейный мир. — 2007. — 5, № 4. — С. 55—97.
23. *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.
24. *Черногор Л. Ф., Шамота М. А.* Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов КНР // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 4. — С. 92—101.
25. *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.
26. *Arendt P. R.* Ionospheric undulations following Apollo 14 Launching // Nature. — 1971. — 231. — P. 438—439.
27. *Chernogor L. F., Garmash K. P., Kostrov L. S., et al.* Perturbations in the ionosphere following U.S. powerful space vehicle launching // Radio Physics and Radio Astronomy. — 1998. — 3, N 2. — P. 181—190.

Надійшла до редакції 30.05.08

*K. P. Garmash, S. G. Leus,
L. F. Chernogor, M. A. Shamota*

GEOMAGNETIC PULSATIONS ASSOCIATED WITH ROCKET LAUNCHES FROM DIFFERENT COSMODROMES OF THE WORLD

We analysed geomagnetic field variations in 1—1000 s period range that accompanied 149 rocket launches of different types from different cosmodromes in 2002—2008. The measurements were made near Kharkiv city (distance from the cosmodromes of about 1500—9500 km). The statistical analysis revealed, three groups of disturbances. Times of delays and durations were increased with the increase of the distance from the cosmodromes. The 6-14 min geomagnetic micropulsation periods became dominant, and their amplitudes attained a value of 3—5 nT.

УДК 523.9-327: 519.246.8: 517.443

Я. И. Зельк¹, Н. Н. Степанян², О. А. Андреева²

¹ Інститут космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Київ
adapt@space.is.kiev.ua

² НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія», Научний, Крим
nataly@crao.crimea.ua

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ЛИНИИ He I λ 1083 НМ

Из застосуванням методів спектрального аналізу оцінені такі характеристики диференціального обертання трьох типів сонячних структур, що спостерігаються у верхній хромосфері, у десятиградусних широтних зонах у характерних інтервалах періодів у трьох останніх циклах активності Сонця: 1) значущі стаціонарні періодичні складові обертання у трьох циклах; 2) часові зміни періодичних складових обертання на різних широтах у межах кожного циклу за результатами спектрального аналізу у кожному часовому вікні довжиною 1 рік зі зсувом на півроку на всьому 26-річному інтервалі спостережень. Встановлено, що для всіх широтних розподілів усіх типів структур сумарна потужність процесів у кожному з декількох інтервалів значущих періодів обертання змінюється з часом як протягом кожного циклу, так і від циклу до циклу. Сумарна потужність процесів для активних ділянок із плямами і флокул істотно відрізняється на високих широтах і близька до збігу на низьких. Зміни сумарної потужності із широтою для корональних дір істотно відрізняються від її змін для активних ділянок і флокул. Міра диференціального обертання для всіх розглянутих сонячних структур змінюється з часом, і спостерігаються навіть моменти зміни її знаку. Коротко проаналізовано фактори еволюції диференціального обертання розглянутих сонячних утворень із широтою і часом, що виражаються у різній природі, розмірах, часі життя цих структур, глибині знаходження їхніх джерел і характері власних рухів.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая статья является продолжением цикла публикаций [1, 5, 6, 8] по освещению результатов совместных исследований сотрудников Института космических исследований (ИКИ НАНУ–НКАУ) и Лаборатории физики Солнца НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория» в области исследования вращения солнечных структур. В работе [6] охарактеризованы объекты исследований — активные процессы в атмосфере Солнца. Указано, что в линии He I λ 1083 нм можно наблюдать солнечные структурные образования на уровне верхней хромосферы — слоя солнечной атмосферы, простирающегося на 10 тыс. км и выше над самым глубоким ее слоем — фотосферой (толщиной 200–300 км), которая формирует непрерывный спектр оптического излучения, и в котором наб-

людаются солнечные пятна. Наблюдения Солнца на уровне верхней хромосферы позволяют получить информацию о положении на диске Солнца и яркости изображений трех типов структурных образований: корональные дыры (КД), активные области без солнечных пятен (флоккулы) (ФЛ) и активные области с группами солнечных пятен (АО) [1, 5, 6]. Источники этих образований располагаются ниже верхней хромосферы, а для некоторых структур, возможно, даже под фотосферой. Взаимодействие этих источников между собой, а также с фоновыми магнитными полями на Солнце влияет на активные солнечные процессы, в частности на извержение из корональных дыр высокоскоростных потоков плотной плазмы — солнечного ветра, которые существенно влияют на космическую погоду.

Уже давно установлен факт дифференциального вращения Солнца, который проявляется в

различном характере вращения структур одного типа на разных гелиоцентрических широтах и структур разных типов на одной гелиографической широте. Исследуются также временные изменения дифференциального вращения Солнца и связь между дифференциальным вращением структур во внутренних (под фотосферой) и внешних (атмосфера) слоях Солнца. Дифференциальное вращение Солнца и его магнитных полей является важной характеристикой при разработке моделей теории дифференциального вращения и строения Солнца.

За последние несколько десятилетий разработана теория дифференциального вращения звезд, и в частности Солнца. Наиболее полным обзором современного состояния теории дифференциального вращения звезд, трудностей и перспектив ее развития является работа [9], в которой проанализировано 122 библиографических источника. Для Солнца в наибольшей степени проведены удачные численные эксперименты, согласующиеся с результатами наблюдений, основанные на применении теоретических моделей. Теоретические модели дифференциального вращения звезд базируются на применении квазилинейного приближения гидродинамики средних волн. В основе этого подхода лежит следующая идея, высказанная еще А. И. Лебединским в 1941 г. [9]. Дифференциальное вращение возникает в результате взаимодействия турбулентной конвекции с глобальным вращением. Конвективная турбулентность во вращающейся среде испытывает воздействие кориолисовых сил. Обратное воздействие возмущает вращение и приводит к его дифференциальному характеру. В адекватных моделях дифференциального вращения необходимо учитывать влияние таких факторов: Λ -эффект [24] — наличие турбулентных потоков углового момента в однородно вращающихся средах; меридиональная циркуляция [17]; конвективный перенос тепла [20, 22, 26]. Основные механизмы формирования дифференциального вращения звезд (в частности Солнца) детально изучены в гидромеханике средних полей вращающихся турбулентных сред [23, 25]. Применительно к теоретическому обоснованию изменения диф-

ференциального вращения со временем, особенно на Солнце при объяснении периодических 11-летних изменений вращения, используется аппарат крутильных колебаний [16, 19], в том числе и данные о распределении крутильных колебаний в недрах Солнца [27]. Для проверки разработанной теории дифференциального вращения в приближении средних полей перспективными считаются не глобальные вычислительные эксперименты, а локальные численные расчеты конвекции для малой части вращающейся конвективной зоны [14, 15, 18].

Таким образом, теория дифференциального вращения звезд, в частности Солнца, рассмотренная в [9], касается неоднородного вращения поверхностей звезд в целом и их недр: от поверхности через конвективную зону до тахоклина и лучистой зоны. Однако значительный интерес представляет дифференциальное вращение отдельных солнечных структурных образований, наблюдаемых на поверхности и на разных уровнях в атмосфере Солнца и структур магнитных полей на Солнце.

Подавляющее большинство исследований дифференциального вращения структурных образований касалось солнечных пятен и различных структур магнитного поля Солнца [4, 10–13]. Ранние исследования временных вариаций дифференциального вращения Солнца проводились по так называемым трассерам (солнечным образованиям на последовательных во времени снимках диска Солнца). В более поздних исследованиях измерялись изменения лучевых скоростей [4, 11].

В последние десятилетия при оценивании дифференциального вращения Солнца и его временных изменений, а также при изучении такого важного, более общего, чем дифференциальное вращение, феномена физики Солнца, как северо-южная асимметрия солнечной активности, широко используются методы разнообразных функциональных преобразований (анализа в спектральной области). Этот анализ проводится применительно к определенным рядам, полученным по наблюдательным данным для отдельных широтных зон диска Солнца или исходных изображений диска Солнца в разно-

образных линиях с выделением (или без) определенных зон на изображении. В частности, применяют спектральный анализ в базе Фурье, других базисах функций в скользящих по продолжительному интервалу наблюдений коротких временных окнах (частотно-временной анализ) [2, 4, 10, 11], вейвлет-анализ [2] в выделенных широтных зонах. Использование методов частотно-временного анализа позволяет получить объективные индексы вращения Солнца в отдельных широтных зонах в определенные моменты времени и связать их с индексами солнечной активности, которые характеризуют активность Солнца не интегрально (как, например, числа Вольфа), а в каждой широтной зоне в соответствующий момент времени. В частности, в [4, 11] получен индекс вращения структур крупномасштабного магнитного поля Солнца в виде суммы спектральной плотности поля в разных характерных диапазонах периодов. Этот индекс характеризует скорость вращения структур поля (двухсекторной и четырехсекторной) в разных широтных зонах в зависимости от времени и связан с изменениями активности в ходе солнечного цикла. В [2] методы спектрального анализа использованы для оценивания северо-южной асимметрии солнечной активности и ее временных изменений для каждой широтной зоны Солнца на продолжительных временных интервалах по спектрам нескольких индексов солнечной активности. Итак, в [2, 4, 11] получены результаты, которые подтверждают важность исследований временных вариаций вращения и его широтного распределения для магнитных полей Солнца, а также широтно-временных изменений северо-южной асимметрии солнечной активности для выявления и понимания механизмов генерирования магнитных полей во внутренних слоях Солнца.

Таким образом, актуальной является проблема оценивания дифференциального вращения и его временных изменений для солнечных структур, наблюдаемых в разных слоях атмосферы Солнца, в частности наблюдаемых в линии He λ 1083 нм, и установление закономерностей изменений вращения с уровнем солнечной активности на продолжительных временных интерва-

лах в ходе солнечного цикла. Результаты решения этой проблемы являются важными для поиска физических основ краткосрочного прогноза солнечной активности.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ПОСТРОЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ДАННЫХ

Исходным материалом для обработки были данные наблюдений Солнца в линии He λ 1083 нм, полученные в Национальной обсерватории Китт Пик (США) (Kitt Peak National Observatory (KPNO), (<http://www.noao.edu/kpno/>)), которая является частью Национальной оптической астрономической обсерватории США (National Optical Astronomy Observatory (NOAO), (<http://www.noao.edu/>)). Эти данные были получены в рамках общих фундаментальных исследований Национальной обсерватории Китт Пик с другими организациями Национальной оптической астрономической обсерватории США NOAO при поддержке Национального научного фонда США (National Science Foundation (NSF), <http://www.nsf.gov/>), с Центром космических полетов имени Годдарда (Goddard Space Flight Center (GSFC), <http://www.nasa.gov/centers/goddard/home/index.html>), при поддержке Национального космического агентства США (NASA), с Лабораторией космической окружающей среды (Space Environment Laboratory (SEL), <http://www.swpc.noaa.gov/AboutUs/93review.pdf>), при поддержке Национального агентства океана и атмосферы (США) (National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), <http://www.noaa.gov/>). Указанные данные были любезно предоставлены нам господином и госпожой Харви — сотрудниками обсерватории Китт Пик, главными авторами этого наблюдательного материала.

Данные получены на временном интервале от начала января 1977 г. до конца сентября 2003 г. Это соответствует 357 каррингтоновским оборотам Солнца №№ 1650–2006. Данные охватывают 3 солнечных цикла, начиная с фазы роста 21-го и заканчивая спадом 23-го цикла. Материал наблюдений представляет собой синоптические карты (СК), каждая из которых составлена из изображений Солнца в линии He I λ 1083 нм

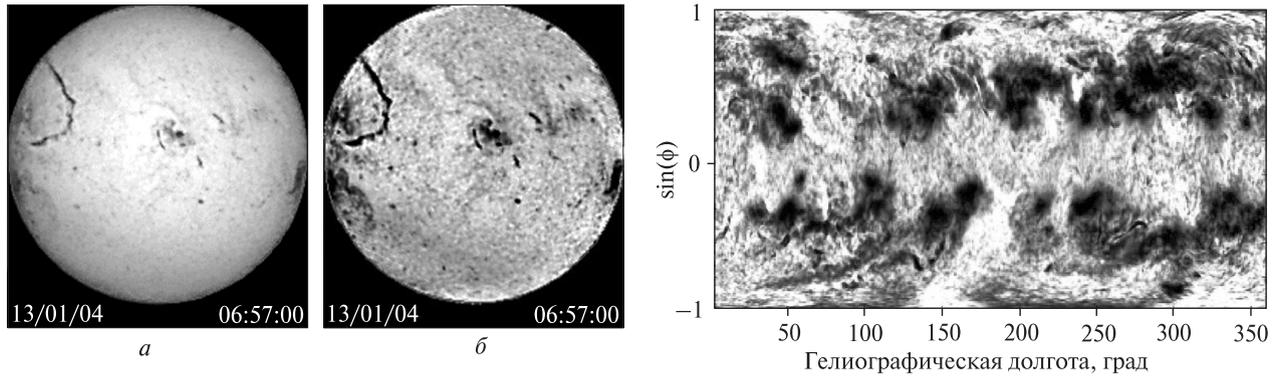


Рис. 1. Изображение диска Солнца в линии He I λ 1083 нм: *a* — оригинальное; *б* — с учетом потемнения изображения к краю диска

Рис. 2. Синоптическая карта в линии He I λ 1083 нм

на протяжении одного оборота Солнца. Изображение диска Солнца в линии He I λ 1083 нм по наблюдениям в НИИ «КрАО» представлено на рис. 1: *a* — оригинальное; *б* — полученное с учетом потемнения изображения к краю солнечного диска. Синоптическая карта изображена на рис. 2. По оси абсцисс синоптической карты отложена гелиографическая долгота от 0 до 360°, а по оси ординат — $\sin \varphi$ от -1 до $+1$, где φ — гелиографическая широта. Светлые области на такой карте соответствуют ярким областям на Солнце. Для приведения всех наблюдений к единой фотометрической системе интенсивности всех карт были нормированы таким образом, чтобы интенсивность невозмущенных (фоновых) областей (не относящихся к КД, АО и ФЛ), занимающих на Солнце максимальную площадь, принимала значения 1. По нормированном таким образом синоптическим картам на основании опыта обработки наблюдений в линии He I λ 1083 нм в НИИ «КрАО» были определены интервалы интенсивностей, характеризующие каждый из трех типов солнечных образований, которые приведены в табл. 1.

Каждая синоптическая карта представляется массивом пикселей изображения, содержащим 180 строк и 360 столбцов. Столбец массива с номером n , соответствующий гелиографической долготе L_n , представляет собой значения интенсивностей Солнца на центральном меридиане на всех широтах в тот момент, когда долгота

центрального меридиана равна L_n . Даты прохождения центрального меридиана на карте увеличиваются справа налево для участков Солнца с долготами L_n от 360 до 0°. По широте каждая синоптическая карта разбивается на 17 широтных интервалов в области $-0.95 < \sin \varphi < 0.95$. Каждому широтному интервалу соответствует 10 строк массива пикселей изображения. В

Таблица 1. Интервалы интенсивностей для разных типов солнечных структурных образований

Тип солнечного образования	Интервал интенсивностей
Корональные дыры (КД)	$I > 1.05$
Активные области без солнечных пятен («флоккул») (ФЛ)	$0.6 < I < 0.8$
Активные области с группами солнечных пятен (АО)	$I < 0.55$

Таблица 2. Средние широты широтных интервалов

Номер широтного интервала	Широта середины интервала, град	Номер широтного интервала	Широта середины интервала, град
L1	-59	L10	6.4
L2	-49.4	L11	12.8
L3	-41	L12	19.4
L4	-33.3	L13	26.2
L5	-26.2	L14	33.3
L6	-19.4	L15	41
L7	-12.8	L16	49.4
L8	-6.4	L17	59
L9	0		

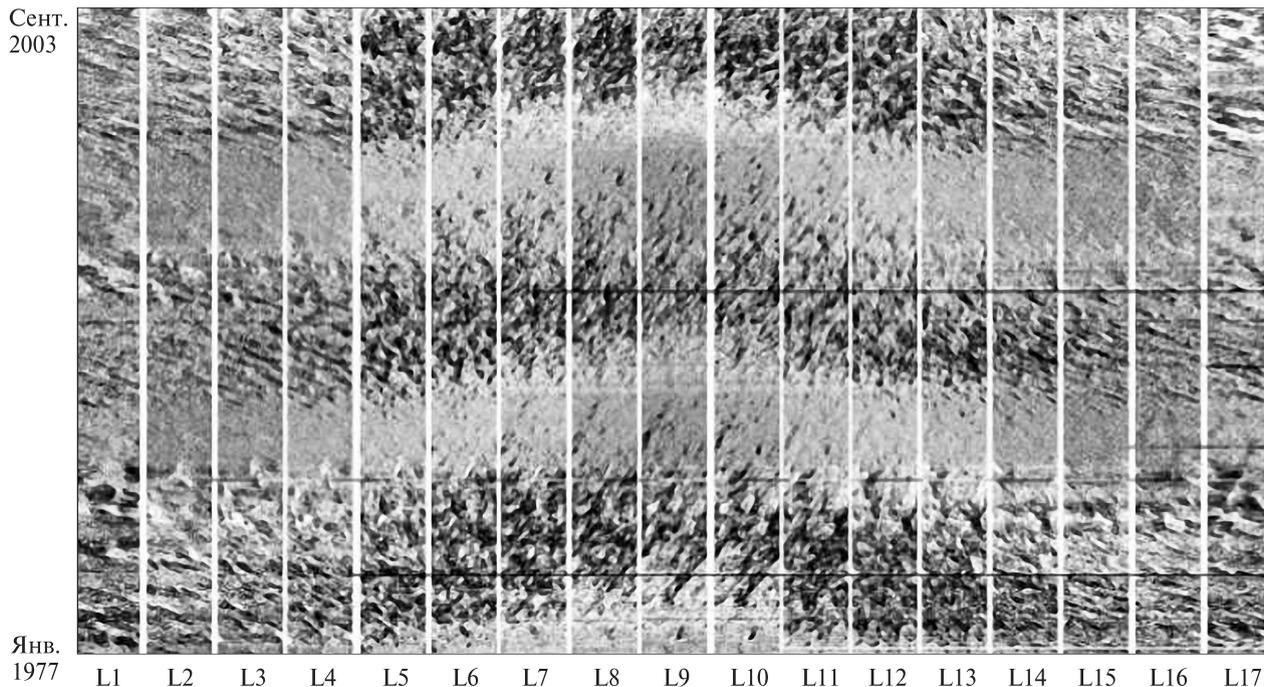


Рис. 3. Временные развертки, полученные из участков 357 синоптических карт на 26-летнем интервале наблюдений в 17 широтных интервалах для активных областей

табл. 2 приведены средние широты для всех широтных интервалов.

На рис. 3 представлены временные развертки, полученные из участков 357 синоптических карт на 26-летнем интервале наблюдений в 17 широтных интервалах для активных областей. По оси X отложен номер широтного интервала, по оси Y — вырезанные участки синоптических карт, соответствующие каждому широтному интервалу, а в каждом широтном интервале эти участки отложены последовательно снизу вверх в порядке, соответствующем возрастанию номеров каррингтоновских оборотов от 1 до 357 на 26-летнем интервале наблюдений. Из анализа рис. 3 следует, что скорость вращения АО зависит от широты, т. е. имеет место их дифференциальное вращение.

Усреднение десяти значений интенсивности для каждого значения долготы (усреднение в каждом столбце вспомогательного массива размерностью $357 \times 10 \times 360$ в блоке по 10 строкам) дает среднее распределение интенсивности вдоль долготы для каждого из 17 широтных интервалов. В каждом широтном интервале стро-

ится временной ряд в результате откладывания строк усредненного вспомогательного массива последовательно одна за другой (начиная с первой, при прохождении элементов каждой строки справа налево) в единую вектор-строку. Массив данных временного ряда содержит $357 \times 360 = 128520$ элементов. Такие временные ряды представляют изменения интенсивности изображения Солнца на центральном меридиане в 17 широтных интервалах за время с начала января 1977 г. до конца сентября 2003 г. и являются предметом дальнейшего исследования. Для двух широтных интервалов (L2 и L7) данные этих рядов показаны на рис. 4, а и б. На рис. 4, в для сравнения показано изменения относительного числа солнечных пятен на всем диске Солнца (чисел Вольфа) на том же интервале наблюдений.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ СТРУКТУР ПРИ РАЗНЫХ ТИПАХ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

При оценивании вращения трех типов солнечных образований определялись значимые пики

спектральной плотности мощности, вычисленной по каждому из 17 временных рядов и соответствующие этим пикам значимые периоды вращения, а также суммарная мощность в заданных интервалах периодов в зависимости от гелиографической широты и их временные изменения. Применительно к решению проблемы оценивания дифференциального вращения и его временных изменений авторами использовались методы спектрального анализа, рассмотренные в публикациях [6, 7], основанные на применении быстрого преобразования Фурье (БПФ) и некоторых других, отличных от составляющих ряда Фурье базисных функций. При реализации этих методов имели место такие параметры дискретизации и анализа:

Количество отсчетов в каждом временном ряду — $N = 357 \times 360 = 128520$.

Шаг дискретизации по времени — $dt = 27.2753/360 = 0.07576572$ (сутки).

Частота дискретизации — $fs = 1/dt = 13.19875491$ (1/сутки).

Частота Найквиста — $nyquist = 1/2 fs = 6.599377$ (1/сутки).

Количество временных отсчетов, подвергающихся БПФ — $nfft = 262144$.

Количество частотных отсчетов (коэффициентов Фурье или других функциональных преобразований) — $M = nfft/2 + 1 = 131073$.

Для временных рядов, которые соответствуют трем типам солнечных структур, было выполнено два типа спектрального анализа:

1) на всем временном интервале наблюдений продолжительностью около 26 лет;

2) спектральный анализ в скользящем временном окне длиной 1 год со сдвигом на полгода на всем 26-летнем интервале наблюдений.

При каждом из двух типов спектрального анализа применялся свой метод из таких трех апробированных методов: Shuster Periodogram Method [5–8], Welch Method [1, 5, 7, 8], Multitaper Method [7, 21]; выбирался наиболее адекватный метод с точки зрения получения реалистических оценок спектральной плотности мощности.

Таким образом, в случае 1 был выбран Welch Method [3, 7, 28], а в случае 2 — Shuster Periodogram Method [6, 7]. Детальное обоснование та-

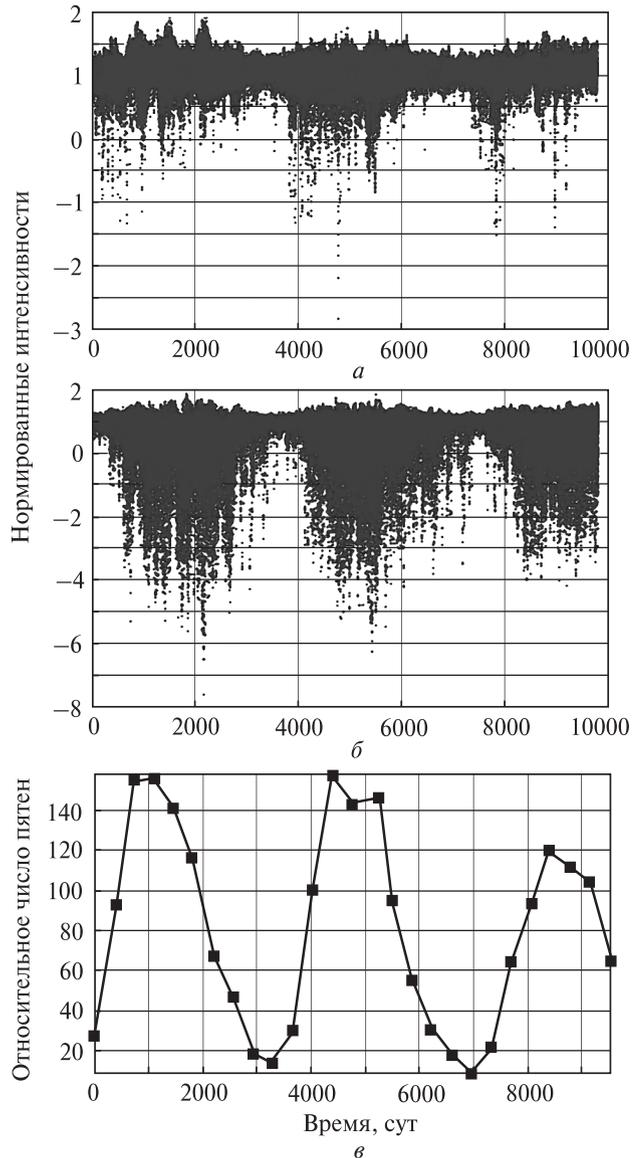


Рис. 4. Временные ряды для широтных интервалов L2 и L7 (а, б) и изменения относительного числа солнечных пятен на всем диске Солнца (чисел Вольфа) (в)

кого выбора методов спектрального анализа проведено в [7].

На рис. 5–7 отображены оценки спектральной плотности мощности по Shuster Periodogram Method (рис. 5), по Welch Method (рис. 6) — в зависимости от периода, а на рис. 7 — по Multitaper Method — в зависимости от частоты в интервале периодов [20; 35] сут в широтном интервале L12 (средняя широта 19.4°) (см. табл. 2)

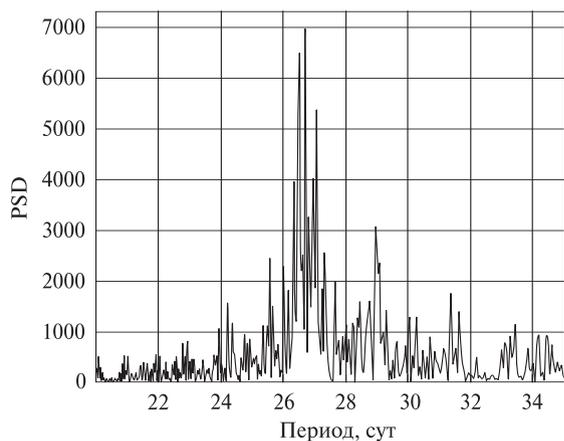


Рис. 5. Оценка спектральной плотности мощности PSD (Shuster Periodogram Method)

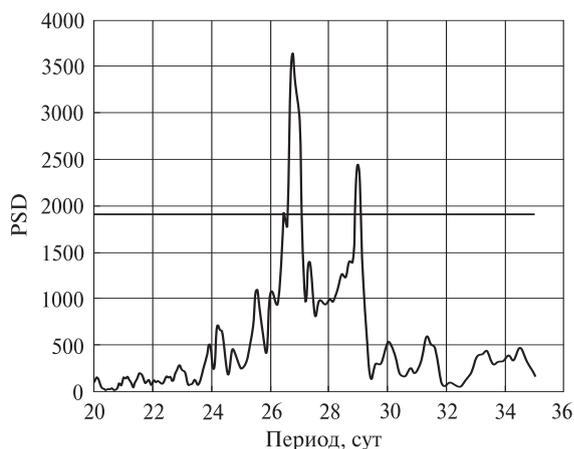


Рис. 6. Оценка спектральной плотности мощности PSD (Welch Method)

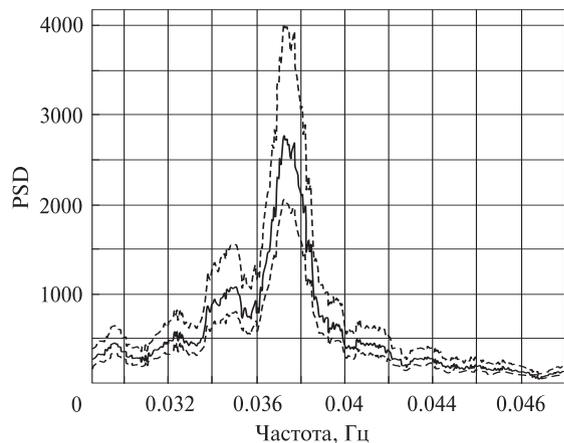


Рис. 7. Оценка спектральной плотности мощности PSD (Multitaper Method)

для активных областей. На рис. 6 горизонтальной линией отображено утреннее значение среднего квадратичного отклонения $3\sigma_{Sp}$ оценки спектральной плотности мощности как случайной функции по Welch Method, а на рис. 7 — пунктирными линиями отображены зависимости от частоты доверительных интервалов оценивания с вероятностью 0.9 спектральной плотности мощности по Multitaper Method.

АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ТРЕХ ТИПОВ СОЛНЕЧНЫХ СТРУКТУР В ХАРАКТЕРНЫХ ИНТЕРВАЛАХ ПЕРИОДОВ В ТРЕХ ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ

Стационарные составляющие вращения. Для каждого из трех типов солнечных структурных образований КД, ФЛ, АО по соответствующим временным рядам были оценены зависимости спектральных плотностей мощности от частоты (периода) в 17 широтных интервалах в каждом из трех солнечных циклов. На рис. 8 приведены полученные спектральные плотности мощности для активных областей и корональных дыр в широтных диапазонах L2 ($\varphi = -50^\circ$) и L7 ($\varphi = -13^\circ$) для 21 цикла активности (с 1 по 3460 сут наблюдений). Видно, пики спектральной плотности сосредоточены в определенных интервалах периодов. Для диапазона периодов от 1 до

Таблица 3. Интервалы периодов, в которых сосредоточены пики спектральной плотности мощности

Номер интервала	Начало интервала, сут	Конец интервала, сут	Среднее значение интервала, сут
1	1	7.7	4.3
2	7.7	11	9.3
3	11	20	15.5
4	20	35	27.5
5	35	100	67.5
6	100	180	140
7	180	280	230
8	280	390	335
9	390	800	595
10	800	1200	1000
11	1200	1600	1400
12	1600	2400	2000
13	2400	5500	3950

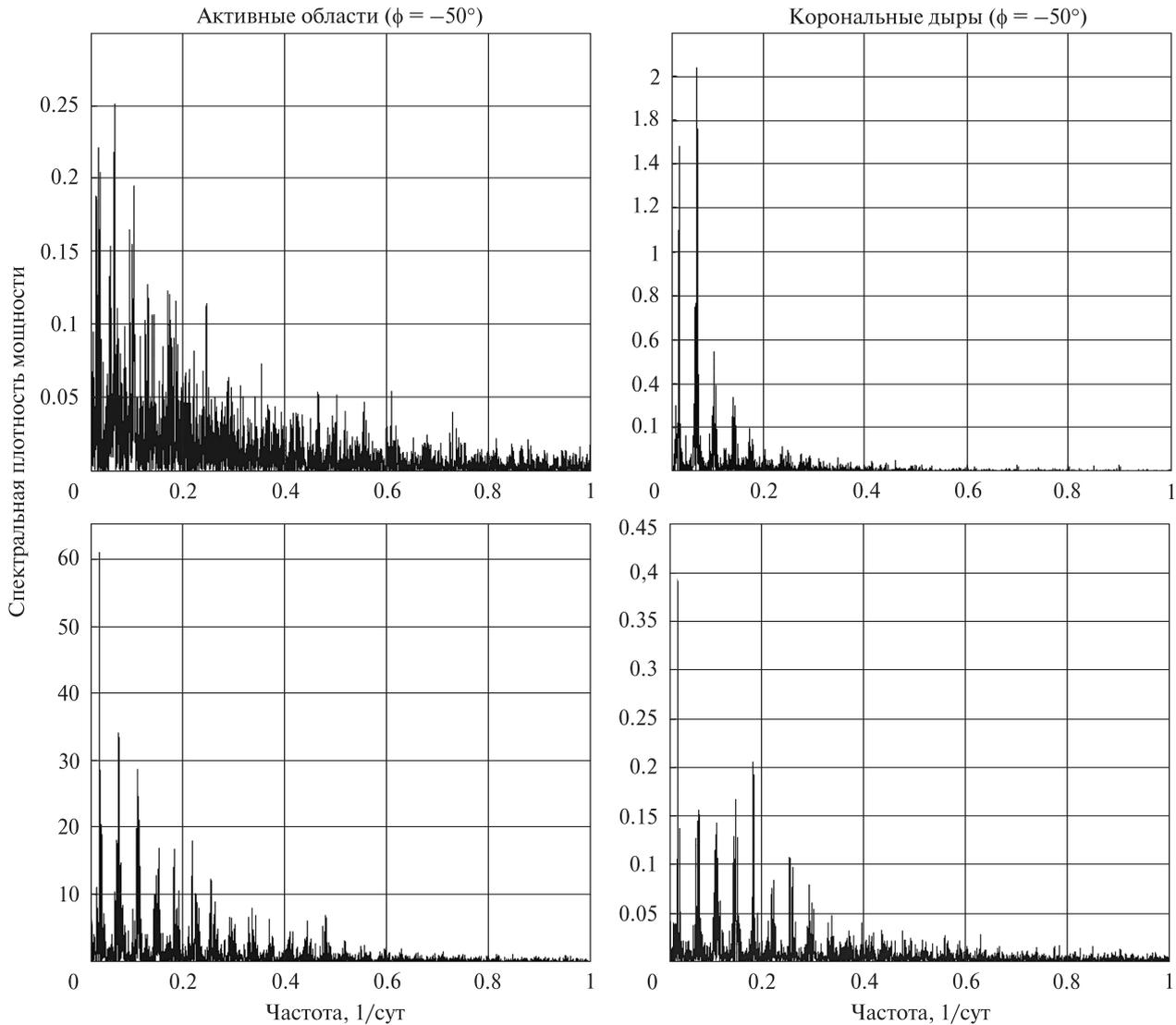


Рис. 8. Оценки спектральные плотности мощности для активных областей и корональных дыр в широтных диапазонах L2 ($\phi = -50^\circ$) и L7 ($\phi = -13^\circ$) для 21-го цикла активности

4000 было выделено 13 таких интервалов, которые приведены в табл. 3.

Проанализированы оцененные суммарные мощности процессов в 17 широтных интервалах в характерных интервалах периодов 7.7–11, 11–20 и 20–35 сут для трех типов солнечных образований в трех циклах солнечной активности. Суммарная мощность в каждом широтном интервале в каждом из указанных интервалов периодов определялась как сумма значений спектральных плотностей мощности для всех частот-

ных отсчетов, попавших в заданный интервал периодов, умноженная на величину шага дискретизации по частоте.

Результаты сравнения для каждого типа солнечных структур суммарных мощностей процессов в указанных трех интервалах периодов со средними значениями 9.2, 15.5 и 27.5 сут для 21-го, 22-го и 23-го циклов проиллюстрированы в табл. 4 и на рис. 9 и 10. В табл. 4 указаны суммарные мощности процессов в трех диапазонах периодов для трех циклов активности. На рис. 9

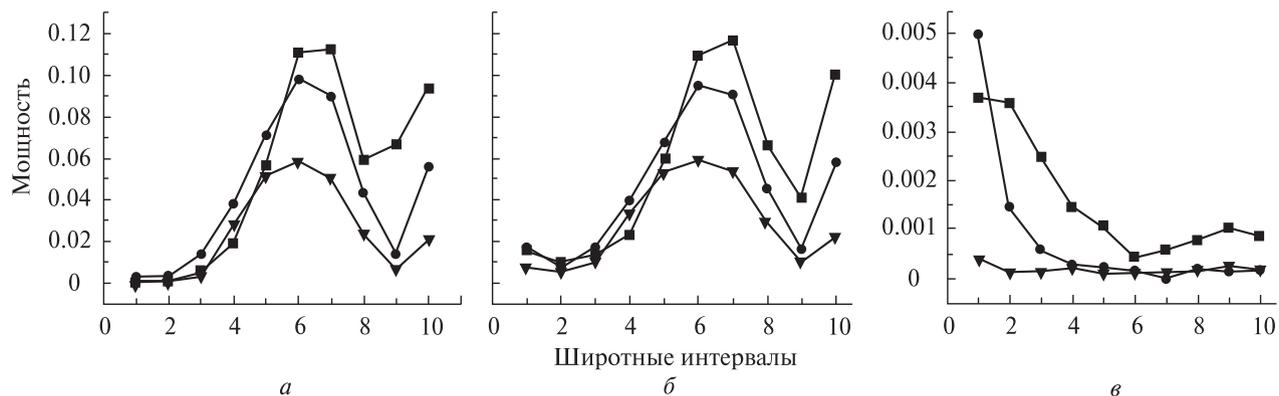


Рис. 9. Широтные распределения суммарной мощности процессов, соответствующие трем типам солнечных образований (*a* — активные области, *б* — флоккулы, *в* — корональные дыры) для трех циклов активности (■ — цикл 21, ● — цикл 22, ▼ — цикл 23) в диапазоне периодов со средним значением 27.5 сут

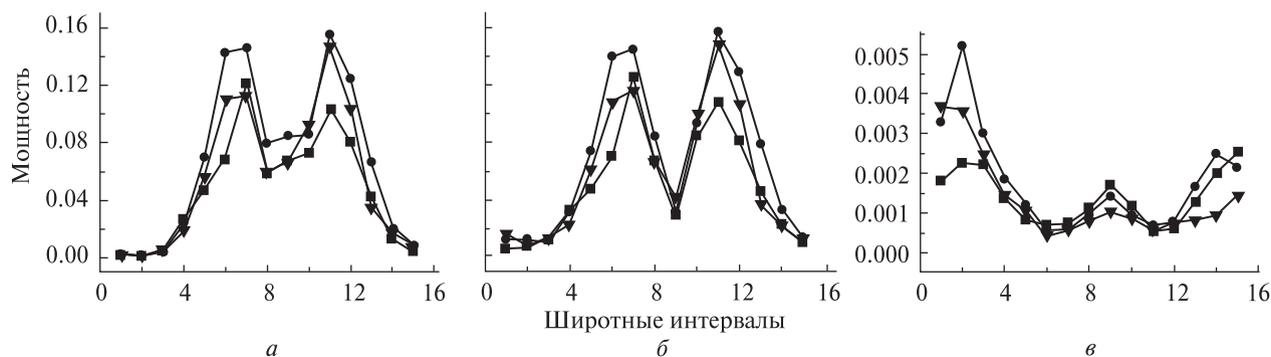


Рис. 10. Широтные изменения суммарной мощности в трех интервалах периодов (■ — период 9.2, ● — период 15.5, ▼ — период 27) цикла для всех типов солнечных образований (*a* — активные области, *б* — флоккулы, *в* — корональные дыры) в 21-м цикле солнечной активности

Таблица 4. Суммарные мощности процессов в трех интервалах периодов для трех типов солнечных структур в трех циклах активности

Цикл активности	Суммарная мощность в интервалах периодов с соответствующими средними значениями периодов, сут								
	9.2			15.5			27.5		
	АО	ФЛ	КД	АО	ФЛ	КД	АО	ФЛ	КД
21	0.12	0.13	0.0025	0.115	0.16	0.0055	0.11	0.12	0.0035
22	0.10	0.10	0.002	0.16	0.15	0.0035	0.1	0.095	0.0050
23	0.05	0.05	0.023	0.09	0.09	0.0037	0.06	0.06	0.0045

приведены широтные распределения суммарной мощности процессов, соответствующие трем типам солнечных образований для трех циклов активности в диапазоне периодов со средним значением 27.5 сут. Рис. 10 демонстрирует широтные изменения суммарной мощности в трех интер-

валах периодов для трех типов солнечных образований в 21-м цикле солнечной активности.

Анализ табл. 4, рис. 9 и 10 приводит к следующим выводам. Для каждого типа солнечных структур максимальное значение суммарной мощности чаще всего приходится на интервал

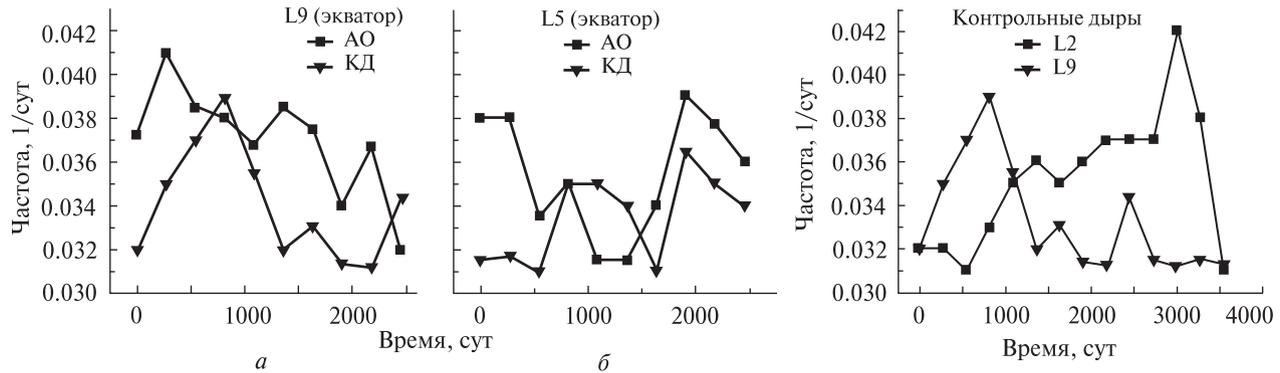


Рис. 11. Изменения частоты вращения АО и КД на экваторе 0° (L9) (а) и на широте 26° (L5) (б)

Рис. 12. Временные изменения частоты вращения структур, соответствующих корональным дырам, в широтном интервале L5 (средняя широта 26.2°) по сравнению с их вращением на экваторе L9 (0°)

периодов 11–20 сут. Это свидетельствует о долгосрочном существовании на Солнце двухсекторных структур. Время жизни таких структур соизмеримо с циклом активности.

В одних тех же диапазонах периодов максимальное значение суммарной мощности изменяется от цикла к циклу даже для одного типа солнечных образований.

Широтные изменения суммарной мощности процессов в интервале периодов 20–35 сут для КД существенно отличается от изменения с широтой для АО и ФЛ.

Суммарные мощности спектров для АО и ФЛ на низких и средних широтах практически совпадают. Отличия заметны лишь на высоких широтах. Этот вывод подтверждает более ранние результаты Н. Н. Степанян [13] о различных источниках активных образований (АО, ФЛ) и КД.

Временные изменения вращения солнечных структур на разных широтах в пределах одного цикла (изменения характера дифференциального вращения). Для изучения временных изменений вращения всех типов образований в течение 21-го цикла солнечной активности для всех временных рядов были вычислены спектральные плотности мощности в скользящем окне длиной один год (365 сут) с текущим сдвигом на полгода (182.5 сут) (спектральный анализ типа 2).

В диапазоне периодов 20–35 сут для всех широтных зон определялись значения периодов,

соответствующих доминирующим пикам зависимостей спектральной плотности мощности от периода. Значения спектральной плотности в этих пиках превосходят утроенное значение среднего квадратичного отклонения $3\sigma_{Sp}$ оценки спектральной плотности мощности как случайной функции (см. рис. 6). Эти периоды характеризуют вращение отдельных типов солнечных образований на каждой широте в текущее время. Для дальнейшего анализа полученные кривые временных изменений периодов вращения для каждого временного ряда были аппроксимированы полиномами второго порядка.

Результаты этих расчетов показали, что для разных солнечных структур периоды вращения изменяются со временем и широтой по-своему. В качестве примера на рис. 11 приведены изменения частоты вращения АО и КД на экваторе 0° (L9) (а) и на широте 26° (L5) (б).

Результаты сравнения вращения АО, ФЛ и КД для времени от максимума до начала спада активности 21 цикла (750–1750 сут от начала рядов) приведены в табл. 5.

Из анализа табл. 5 следует тенденция увеличения со временем периода вращения на низких широтах и уменьшения его на средних широтах. Граница смены знака изменения периода вращения для времени от максимума (750 сут) до начала спада (1750 сут от начала рядов) активности 21-го цикла для каждой из структур находится на своей широте.

Таблица 5. Изменение периодов вращения солнечных структур от начала максимума до середины спада 21-го цикла

Солнечная структура	Широтный интервал	Средний период, сут		Изменение периода, сут
		750	1750	
Активные области	L2	27.8	34.5	+6.7
	L3, L4	29.8	31.8	+2
	L5, L6, L7, L8	29.9	29	-0.9
	L9	26	27.4	1.4
Флоккулы	L2, L3	30.3	27.4	-2.9
	L4, L5, L6, L7	30.3	27.6	-2.7
	L8	29.8	29.4	-0.4
	L9	26	27.8	+1.8
Корональные дыры	L2	30.3	27.2	-2.1
	L3, L4, L5	31.25	30.55	-0.7
	L6, L7, L8, L9	28.2	29.8	+1.6

Дифференциальный характер вращения солнечных структурных образований будем характеризовать мерой дифференциальности вращения, которую определим как разность периодов вращения солнечных структур на некоторой широте и на экваторе в некоторый момент времени. В качестве примера изменения дифференциального характера вращения со временем на рис. 12 отображены графики временных изменений частоты вращения структур, соответствующих корональным дырам, в широтном интервале L5 (средняя широта 26.2°) по сравнению с их вращением на экваторе L9 (0°).

Анализ временных изменений дифференциального вращения трех типов солнечных структур на всех широтах показал, что мера дифференциальности вращения для АО, ФЛ и КД изменяется со временем в широких пределах, становясь иногда отрицательной, в то время как из общепринятого представления следует, что на экваторе Солнце вращается быстрее, чем на высоких широтах.

АНАЛИЗ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Был проведен анализ методов спектрального анализа на базе быстрого преобразования Фурье и других функциональных преобразований временных рядов и их применения к решению проблемы оценивания дифференциального

вращения солнечных структур и его временных изменений. Установлено, что успех решения поставленной проблемы в большой мере зависит от соответствия выбранных методов характеристикам анализируемых рядов, в частности их длине.

Проведено два типа спектрального анализа:

1) на всем временном интервале наблюдений около 26 лет;

2) в скользящем временном окне длиной 1 год со сдвигом на полгода на всем 26-летнем интервале наблюдений.

В первом случае был выбран Welch Method [3, 28], а во втором — Shuster Periodogram Method [6, 7].

Анализ результатов спектрального анализа временных рядов, соответствующих солнечным структурным образованиям, позволяет сделать следующие выводы.

Для всех рассмотренных солнечных структур на всех интервалах времени из 26 летнего промежутка наблюдений на всех широтах в спектрах мощности имеется несколько характерных интервалов периодов со значительной спектральной плотностью мощности.

Суммарная мощность процессов в каждом из этих диапазонов периодов изменяется со временем как в течение каждого цикла, так и от цикла к циклу. Наибольшая суммарная мощность в этих интервалах периодов чаще всего приходится на интервал 11–20 сут. Это справедливо для всех широтных распределений всех рассмотренных солнечных структур.

Суммарная мощность процессов для АО и ФЛ существенно различается на высоких широтах и близка к совпадению на низких широтах. Изменение суммарной мощности с широтой для КД существенно отличается от изменений для АО и ФЛ.

Мера дифференциального вращения для всех рассмотренных солнечных структур изменяется со временем и наблюдаются даже моменты смены ее знака.

Все эти результаты свидетельствуют о широком диапазоне изменения дифференциального вращения со временем и широтой для всех рассмотренных солнечных структур. Объяснение

этому надо искать в разной природе, размерах и времени жизни рассмотренных образований, глубине нахождения их источников и характере собственных движений.

Не претендуя на полное решение этой сложной проблемы, кратко проанализируем эти факторы.

Разная природа корональных дыр и активных областей (с пятнами или без них) очевидна. Корональные дыры — униполярные области, напряженность магнитного поля в которых не превышает 10 Гс. Активные области в большинстве случаев биполярны. Напряженность магнитного поля во флоккулах около 300 Гс, а в пятнах — 1500–3000 Гс. При таких различиях в напряженности магнитных полей естественно ожидать и разных глубин нахождения источников этих образований. В работе [13] были найдены различия даже в глубинах образования КД и фоновых магнитных полей, хотя по напряженности магнитные поля этих образований близки.

Есть основания считать, что вращение солнечных структур, наблюдаемых в фотосфере и хромосфере, отражает вращение их источников. Тогда долгоживущие структуры, каковыми являются КД и АО, выходя в атмосферу Солнца со скоростью вращения, близкой к скорости вращения своего источника, и мигрируя в дальнейшем по поверхности Солнца, должны дать сложное пространственное и временное распределения вращения Солнца, определяемое по этим структурам.

Остановимся еще на различиях во вращении флоккул и активных областей с пятнами. В солнечной физике принято считать, что эти структуры являются разными этапами развития одного солнечного образования — активной области. Активная область всегда начинает свое развитие с появления флоккула. В громадном большинстве случаев на этом и заканчивается ее жизнь. И только малая доля активных областей развивается до стадии появления в ней солнечных пятен. Но имеется одно существенное различие между флоккулами и активными областями с пятнами. Пространственное распределение солнечных пятен довольно строго подчиняется закону Шперера. В начале 11-летнего солнечного цикла пятна появляются на широтах около

40° в обеих полусферах Солнца. С ходом цикла зона пятнообразования смещается к экватору. Для флоккул нет такой строгой закономерности. Они встречаются и на более высоких широтах. Отражением этого является полученное нами различие между широтным распределением вращения ФЛ и АО. Не исключено, что мы имеем дело с двумя видами флоккул. Одни не связаны с появлением пятен, имеют свои пространственно-временные характеристики и пределы напряженности магнитного поля. Другие являются начальной стадией развития группы солнечных пятен. Их параметры значительно меняются с развитием активной области. Наши результаты говорят в пользу такого предположения.

Использованные в настоящей работе данные NSO/Kitt Peak получены при кооперации NSF/NOAO, NASA/GSFC и NOAA/SEL.

1. Андреева О. А., Зельк Я. И., Степанян Н. Н. Вращение солнечных структур в верхней хромосфере // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 2006. — **102**. — С. 84–98.
2. Бадалян О. Г., Обридко В. Н., Рыбак Я., Сикора Ю. Северо-южная асимметрия солнечной активности и ее квазидвухлетние вариации // Астрон. журн. — 2005. — **82**, № 8. — С. 740–752.
3. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. — М.: Мир, 1989. — 540 с.
4. Васильева В. В., Макаров В. И., Тлатов А. Г. Циклы вращения секторной структуры магнитного поля Солнца и его активности // Письма в Астрон. журн. — 2002. — **28**, №3. — С. 228–234.
5. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Временные изменения глобальных характеристик вращения Солнца // Проблемы управления и информатики. — 2007. — № 1. — С. 127–135.
6. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. О применении аппарата анализа временных рядов для оценивания вращения солнечных структур в верхней хромосфере // Проблемы управления и информатики. — 2006. — № 3. — С. 102–115.
7. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Спектральные методы анализа вращения солнечных структур // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 2007. — **103**, № 1 — С. 56–69.
8. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Широтно-временные изменения вращения солнечных структур в трех циклах активности Солнца // Проблемы управления и информатики. — 2008. — № 1. — С. 139–146.

9. Кичатинов Л. Л. Дифференциальное вращение звезд // Успехи физ. наук. — 2005. — **175**, № 5. — С. 475–494.
10. Котов В. А., Ханейчук В. И., Цан Т. Т. Новые измерения общего магнитного поля Солнца и его вращение // Астрон. журн. — 1999. — **87**, вып. 3. — С. 218–222.
11. Тлатов А. Г. Долговременные вариации вращения и распределения крупномасштабных магнитных полей Солнца // Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Специальность 01.03.03 — Физика Солнца. — С.-Пб.: Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2006. — 32 с.
12. Степанян Н. Н. Изменение дифференциального вращения фоновых магнитных полей на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 1983. — **67**. — С. 59–65.
13. Степанян Н. Н. Корональные дыры и фоновые магнитные поля на Солнце // Солнечный цикл: Сборник науч. тр. — РАН, ФТИ. — 1993. — С. 44–55.
14. Brandenburg A. et al. Magnetic structures in a dynamo simulation // J. Fluid Mech. — 1996. — **306**. — P. 325–352.
15. Brummell N. H. Turbulent compressible convection with rotation. II. Mean flows and differential rotation // Astrophys. J. — 1998. — **493**. — P. 955–969.
16. Howard R., LaBonte B. J. The Sun is observed to be a torsional oscillator with a period of 11 years // Astrophys. J. — 1980. — **239**, part 2. — P. L33–L36.
17. Kippenhahn R. Differential rotation in stars with convective envelopes // Astrophys. J. — 1963. — **137**. — P. 664–678.
18. Käpylä P. J. et al. Local models of stellar convection: Reynolds stresses and turbulent heat transport // Astron. and Astrophys. — 2004. — **325**. — P. 793–816.
19. LaBonte B. J., Howard R. Torsional waves on the Sun and the activity cycle // Solar Phys. — 2002. — **75**, N 1–2. — 1982. — P. 161–178.
20. Moss D., Vilhu O. Models of stellar differential rotation on the lower main sequence // Astron. and Astrophys. — 1983. — **119**, N. 1. — P. 47–53.
21. Persival D.B., Walden A.T. Spectral Analysis for Physical Applications: Multitaper and Conventional Univariate Techniques. — Cambridge University Press, 1993. — 481 p.
22. Piddatella R.M. et al. The role of inhomogeneous heat transport and anisotropic momentum exchange in the dynamics of stellar convection zones — Application to models of the Sun's differential rotation. // Astron. and Astrophys — 1986. — **156**, N. 1–2. — P. 22–32.
23. Rüdiger G. Differential rotation and stellar convection: sun and solar-type stars. — New York: Gordon and Breach Science Publishers. — 1989. — 328 p.
24. Rüdiger G. Reynolds stresses and differential rotation. I. On recent calculations of zonal fluxes in slowly rotating stars // Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. — 1980. — <http://www.informaworld.com/smpp/title~content=t713642804~db=all~tab=issueslist~branches=16> — v1616, N 1. — P. 239–261.
25. Rüdiger G., Hollerbach R. The Magnetic Universe. Geophysical and astrophysical dynamo theory. — WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA. — 2004. — 328 p.
26. Schmidt W. Models of solar differential rotation // Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. — 1982 — **21**. — P. 27–57.
27. Vorontsov S. V. et al. Helioseismic measurement of solar torsional oscillations // Science. — 2002. — **296**. — P. 101–103.
28. Welch P. D. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms // IEEE Trans. Audio Electroacoustics, Vol. AU-15 (June 1967). — P. 70–73.

Надійшла до редакції 22.07.08

Ya. I. Zyelyk, N. N. Stepanian, O. A. Andreyeva

DIFFERENTIAL ROTATION OF SOLAR STRUCTURAL FORMATIONS FROM OBSERVATIONS IN THE HE I λ 1083 NM LINE

Using spectral analysis methods, we estimated some characteristics of the differential rotation for three types of the solar structures observed in the upper chromosphere, in 10-degree latitude zones in the characteristic period intervals during last three cycles of the solar activity, namely, 1) significant stationary periodic rotation components during three cycles; 2) temporal variations of periodic rotation components at different latitudes within the bounds of each cycle on the basis of the results of the spectral analysis in the sliding temporal one-year window with the half-year shift for the overall 26-year observation interval. It is found that for all the latitudinal distributions of all structure types the total power of processes in each of several intervals of significant rotation periods varies with time both during each cycle and from cycle to cycle. The total power of the processes for the active regions with spots and floccules differs essentially at high latitudes and is close to good agreement at low ones. The total power variations with latitude for coronal holes differ essentially from its variations for active regions and floccules. The differential rotation measure for all the solar structures under consideration varies with time, even the moments of change of its sign are observed. We analyzed briefly the evolution factors of differential rotation of solar formations under consideration with latitude and time, expressing in various nature, sizes, lifetime of these structures, depth of their sources occurrence and character of proper motions.

УДК 550.385:523.745

Т. П. Сумарук, П. В. Сумарук

Інститут геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України, Київ

РЕКУРЕНТНА ГЕОМАГНІТНА АКТИВНІСТЬ І ВЕЛИКОМАСШТАБНЕ МАГНІТНЕ ПОЛЕ СОНЦЯ

Досліджено залежність рекурентності магнітної активності, вираженої варіаціями на середньоширотній магнітній обсерваторії «Львів» за 1964–2006 роки від сонячної активності та знаку великомасштабного магнітного поля Сонця (ВМПС). Показано, що величина рекурентності залежить як від фази сонячного циклу, так і від знаку ВМПС. Рекурентність зменшується у фазу росту сонячної активності і збільшується у фазу спаду. Мінімальна рекурентність у роки зміни знаку ВМПС під час максимуму сонячної активності. Максимуми рекурентності при додатному ВМПС на північному полюсі Сонця значно вищі, ніж при від'ємному.

Спостереження та вимірювання магнітних полів на Сонці започатковані Хейлом на початку 20-го століття. Магнітне поле Сонця має складну структуру. Прийнято розрізняти магнітні поля сонячних плям, активних областей поза плямами, уніполярні магнітні області і великомасштабне магнітне поле Сонця (ВМПС). Напруженість ВМПС сягає не більше 1 ерстеда. Зміна полярності магнітних полів Сонця триває близько 22 років (цикл Хейла), з таким періодом змінюється і сонячна активність (СА). Окрім 22 річного циклу відомі 2-річний, 11-річний, 80–90-річний і навіть 600-річний цикли сонячної активності.

Геомагнітна активність тісно пов'язана із сонячною, і окрім вище згаданих циклів має тенденцію до повторюваності через 27 днів, що відповідає періоду обертання екваторіальних областей Сонця навколо його осі.

Складні процеси, що проходять на Сонці, призводять до появи сонячного вітру двох типів: «квазіпостійного» та «змінного».

«Квазіпостійні» потоки сонячного вітру пов'язані із структурними утвореннями магнітного поля Сонця та тривають від декількох днів до декількох тижнів, а то й місяців. Причинами їх є високошвидкісні потоки від корональних дірок, геліосферний «струмовий шар» з корональними

струмерами навколо нього і т.п. Ці потоки приводять до рекурентних геомагнітних бур.

До «змінного» потоку сонячного вітру відносять потоки від викидів корональних мас (СМЕ) та плазми ударної хвилі, що призводять до появи геомагнітних бур з раптовим початком [5].

Відомо, що найбільш геоєфективним параметром сонячного вітру є вертикальна складова B_Z міжпланетного магнітного поля (ММП). Поява цієї складової, спрямованої на південь ($B_Z < 0$), спричиняє ріст геомагнітної активності. Механізми генерації складової $B_Z < 0$ вивчаються від початку дослідження космічного простору штучними супутниками Землі. Процеси у міжпланетному просторі під час руху сонячного вітру від Сонця до Землі приводять до швидких змін знаку і амплітуди B_Z -складової. Із ними в більшості випадків пов'язані геомагнітні бурі з раптовим початком.

Стампер та ін. [6] показали, що великомасштабне магнітне поле Сонця (ВМПС) впливає на геомагнітну активність і на основі цього припустили, що ВМПС збільшилося удвічі за останні сто років. Збільшення магнітного моменту сонячного диполя відмічається і в роботі [2]. В роботі [3] показано, що знак і амплітуда усередненої за рік B_Z -складової вектора ММП узгоджуються зі структурою ВМПС в його полярних областях. Зроблено припущення, що геліосферне магнітне поле складається з двох систем маг-

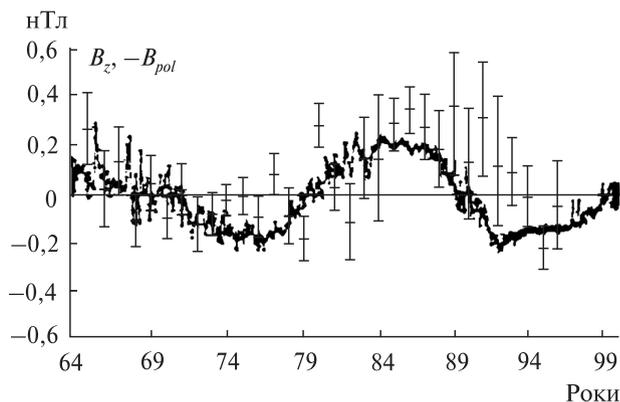


Рис. 1. Варіації великомасштабного магнітного поля Сонця B_{pol} (точки) та середньорічні значення B_Z ММП (квадратики) у 1965–1999 рр.

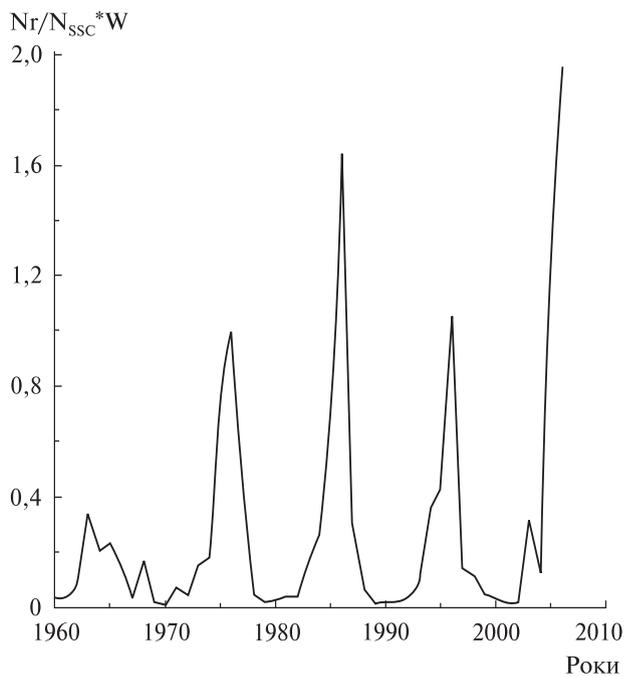


Рис. 2. Відношення кількості бур з поступовим початком (N_r) до кількості бур з раптовим початком (N_{SSC}), нормоване на величину середньорічних чисел Вольфа W за 1964–2006 рр.

нітних полів, котрі мають «квазіпостійну» і «змінну» структуру, і тому для аналізу багаторічних геомагнітних варіацій необхідно врахувати «квазіпостійну» систему ВМПС, а для аналізу індивідуальних геомагнітних збурень — «змінну» систему.

Зміна знаку ВМПС відбувається поблизу максимумів одинадцятирічних циклів СА. Динаміку зміни знаку ВМПС за 1996–2003 рр. детально розглянуто в роботі [1]. Складний процес зміни знаку на полюсах Сонця тісно пов'язаний з розвитком секторної структури ММП, а, як відомо [4], на границях секторної структури збільшується змінність складової B_Z ММП.

При наявності на північному полюсі Сонця додатнього ВМПС (від Сонця) B_Z -компонента його дипольного магнітного поля буде від'ємною і, таким чином, повинна збільшувати рекурентну геомагнітну активність.

Метою даної роботи є виявлення зв'язку рекурентності геомагнітної активності зі знаком ВМПС та даними про кількість магнітних бур, а також з індексами $\Sigma(H - S_q)$, визначеними за даними спостережень середньширотної магнітної обсерваторії «Львів».

На рис. 1, взятому з роботи [3], представлені графіки зміни середньорічних значень B_Z -складової ММП та розраховано величину магнітного поля на північному полюсі Сонця з протилежним знаком ($-B_{pol}$) за 1965–1996 роки. Як бачимо, зміна знаку B_{pol} відбувалася у 1968–1969, 1979, 1989 рр., тобто в роки максимумів сонячної активності. В інтервали часу 1971–1978, 1992–1998 рр. на північному полюсі Сонця магнітне поле було додатним. Екстремуми цього поля спостерігалися в 1976, 1986 та 1996 роках.

На рис. 2 показано зміни відношення різної кількості магнітних бур з поступовим початком (N_r) до кількості бур з раптовим початком (N_{SSC}), нормоване на величину активності Сонця, виражену середньорічними числами Вольфа W за 1964–2006 рр. (нормування виключає вплив змін сонячної активності). Враховувались всі бурі (малі (М), помірні (П), великі та дуже великі (В)). Як бачимо, збільшення показника $(N_r/N_{SSC})/W$ спостерігається в 1974–1977, 1984–1987 та 1994–1996 рр., тобто в роки екстремумів B_{pol} . Таким чином, рекурентність геомагнітної активності збільшується в роки, близькі до мінімумів сонячної активності.

У таблиці показано кількість магнітних бур різної інтенсивності з поступовим початком (г)

Кількість магнітних бур з поступовим (г) та раптовим (SSC) початком

Рік	Малі		Помірні		Великі		Всі		Разом
	г	SSC	г	SSC	г	SSC	г	SSC	
1960	30	3	13	5	7	6	50	14	64
1961	22	7	4	3	2	5	28	15	43
1962	16	4	3	3	—	—	19	7	26
1963	12	—	6	1	1	1	19	2	21
1964	5	3	3	1	—	—	8	4	12
1965	5	1	2	1	—	—	7	2	9
1966	9	1	4	1	2	1	13	2	15
1967	8	3	5	2	1	3	13	5	18
1968	14	—	4	1	2	2	18	1	19
1969	6	1	—	3	2	2	6	4	10
1970	6	1	—	6	1	1	6	7	13
1971	15	2	4	2	—	1	19	4	23
1972	9	2	1	2	1	2	10	4	14
1973	8	1	9	2	2	—	17	3	20
1974	14	1	4	2	4	3	18	3	21
1975	17	2	7	—	—	—	24	2	26
1976	9	1	3	—	2	1	12	1	13
1977	9	—	4	1	2	2	13	1	14
1978	8	1	11	4	6	6	19	5	24
1979	3	—	14	6	4	1	17	6	23
1980	11	3	10	3	1	—	21	6	27
1981	7	2	14	2	5	3	21	4	25
1982	7	—	19	6	9	3	26	6	32
1983	21	2	20	2	1	6	41	4	45
1984	19	2	17	1	3	—	36	3	39
1985	19	—	14	3	2	1	33	3	36
1986	16	—	7	1	1	2	23	1	24
1987	19	2	8	1	—	—	27	3	30
1988	21	2	5	2	5	3	26	4	30
1989	11	5	11	7	5	3	22	12	34
1990	1	1	11	3	2	3	12	4	16
1991	4	2	9	3	10	3	13	5	18
1992	10	4	9	3	2	4	19	7	26
1993	14	3	12	3	6	1	26	6	32
1994	16	—	5	2	5	4	21	2	23
1995	16	2	13	2	1	—	29	4	33
1996	12	2	7	—	—	—	19	2	21
1997	15	3	3	3	1	1	18	6	24
1998	22	4	6	—	6	3	28	4	32
1999	14	3	10	3	3	1	24	6	30
2000	29	8	5	3	4	5	34	11	45
2001	23	13	2	5	4	6	25	18	43
2002	22	10	6	6	3	5	28	16	44
2003	22	1	19	1	2	5	41	2	43
2004	25	3	3	3	—	4	28	6	34
2005	26	1	10	—	4	4	36	1	37
2006	26	1	3	—	—	1	29	1	30

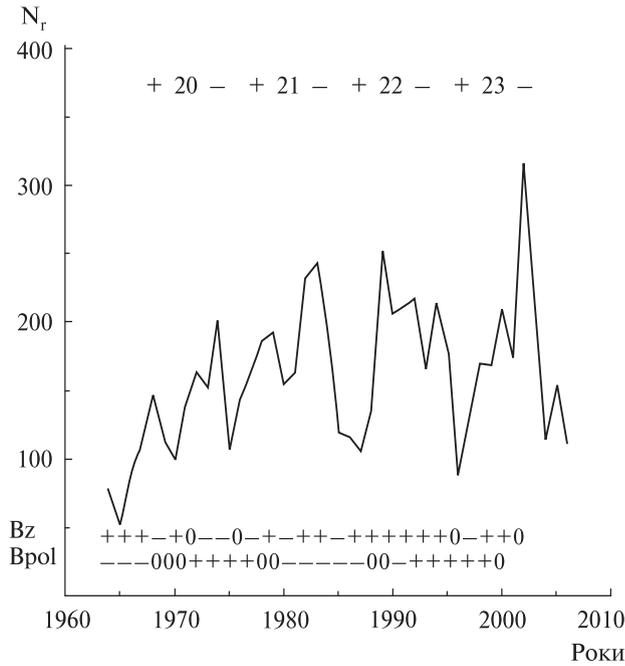


Рис. 3. Кількість N_r днів року, коли спостерігались рекуррентні збурення для 1964–2006 рр.

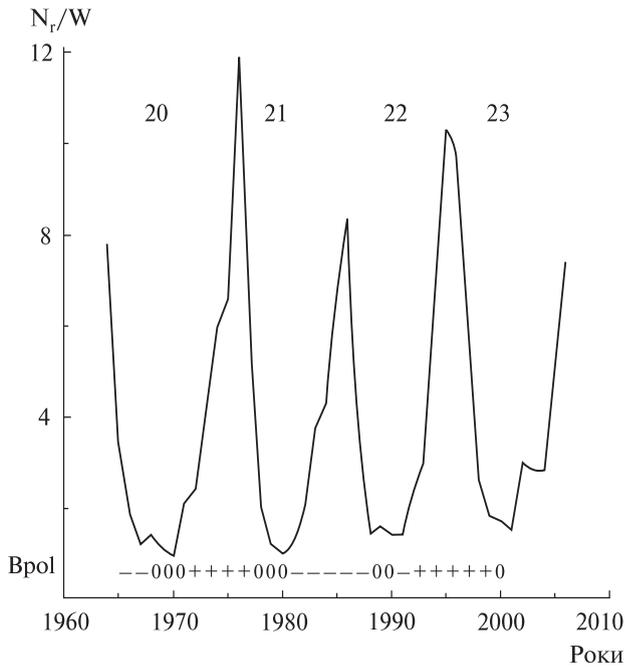


Рис. 4. Відношення N_r до середньорічних значень числа Вольфа W для 1964–2006 рр.

та раптовим початком (SSC) за 1964–2006 рр. Як бачимо, спостерігається тенденція збільшення кількості малих магнітних бур з поступовим по-

чатком в роки, коли $V_{pol} > 0$, максимуми їхньої кількості спостерігаються в роки мінімумів сонячної активності.

Максимальна кількість малих магнітних бур з раптовим початком спостерігається в роки, близькі до максимумів сонячної активності і залежить від знаку V_{pol} . Максимальна кількість помірних магнітних бур з поступовим початком спостерігається у фазу спаду сонячної активності, а бур з раптовим початком — у роки, близькі до максимуму, і також залежить від знаку V_{pol} . Кількість великих та дуже великих магнітних бур залежить від фази циклу сонячної активності; виявити залежність від знаку магнітного поля на полюсі Сонця не вдалося. Таким чином, тільки для малих магнітних бур можна побачити залежність їхньої кількості від знаку ВМПС.

Оскільки магнітними бурями вважаються варіації з амплітудами певної величини (для магнітної обсерваторії «Львів» ця величина не менша за 100 нТл), очевидно, що проміжки часу, в яких збурення менші за 100 нТл, випали із аналізу. Тому ми за величину збурення прийняли добову суму різниць середньогодинних значень горизонтальної H складової геомагнітного поля та відповідних значень цієї ж складової, усереднених по п'яти міжнародно-спокійних днях за місяць ($\Sigma(H - S_q)$). Горизонтальна складова найкраще відображає вплив зовнішніх джерел, S_q — вплив хвильового випромінювання Сонця. Добова сума вибрана для того, щоб обчислити варіації від усіх зовнішніх джерел (DR, DT, DCF, AL, AU). Як показано в роботі [7], ця величина може бути використана як індекс магнітної активності і добре корелює з іншими індексами. Добові суми $\Sigma(H - S_q)$ за 1964–2006 рр. були згруповані в ряди по 27 діб у відповідності з обертами Сонця по Бартельсу. Одержану таблицю значень за 1785–2258 оберти Сонця (474 оберти) досліджено на наявність рекуррентних збурень. Збуреним прийнято поле при $\Sigma(H - S_q) \geq 100$ нТл. Збурення вважалося рекуррентним, якщо воно повторялося не менше як у двох обертах Сонця. Не враховувались ті значення $\Sigma(H - S_q)$, де спостерігались бурі з раптовим початком.

На рис. 3 показано кількість днів кожного року, коли спостерігалися рекурентні збурення, внизу нанесені знаки ВМПС (B_{pol}) на північному полюсі та середньорічних B_Z -складових ММП за даними [3]. Вверху номер сонячного циклу. Рік максимуму активності відмічено знаком «+», а мінімуму — знаком «-». Як бачимо, рекурентність зростає від 20 до 23 циклу. Вона спадає у фазу росту сонячної активності і зростає у фазу спаду. Однак залежність від знаку ВМПС виявити неможливо, оскільки необхідно виключити вплив варіацій пов'язаних з одинадцятирічним циклом.

На рис. 4 показані ті ж величини, що і на рис. 3, нормовані на середньорічні числа Вольфа. Бачимо чітку залежність рекурентності від знаку ВМПС. Рекурентність мінімальна в роки зміни знаку ВМПС, тобто в роки великої сонячної активності (1968–1970, 1979–1980, 1988–1991 рр.). Максимальна рекурентність — у роки мінімумів сонячної активності (1964, 1976, 1986, 1995, 2007 рр.). Піки рекурентності в 1976 та 1995 рр. значно вищі, ніж у двох інших. В ці роки ВМПС було додатним.

ВИСНОВКИ

1. Рекурентність геомагнітної активності залежить як від фази циклу сонячної активності, так і від знаку великомасштабного магнітного поля Сонця.

2. Рекурентність спадає у фазу росту сонячної активності і зростає у фазу спаду. Мінімальна рекурентність спостерігається у роки максимумів сонячної активності, а максимальна — у роки, близькі до мінімумів або в роки мінімумів сонячної активності. У роки максимумів сонячної активності ВМПС змінює знак.

3. Максимуми рекурентності значно вищі при додатньому ВМПС на північному полюсі Сонця.

1. Иванов К. Г., Харшладзе А. Ф. Динамика открытого магнитного поля Солнца в 1996–2003 гг. и его особенности в зоне главных активных долгот // Геомагнетизм и аэрономия. — 2004. — **44**, № 6. — С. 723–733.
2. Макаров В. И., Обридко В. Н., Тлатов А. Г. Об увеличении магнитного потока от полярных областей Солнца за последние 120 лет // Астрон. журн. — 2001. — **78**, № 9. — С. 850–864.
3. Обридко В. Н., Гольшев С. Л., Левитин А. Е. Связь крупномасштабного магнитного поля Солнца в циклах солнечной активности со структурой ММП, оказавшей влияние на геомагнитную активность // Геомагнетизм и аэрономия. — 2004. — **44**, № 4. — С. 449–452.
4. Сумарук П. В., Фельдштейн Я. И. Изменчивость ZSE-составляющей ММП на границе секторной структуры // Астрон. вестник. — 1973. — **7**. — С. 111–112.
5. Хвилюзова Т. А. Солнечные источники и типы потоков солнечного ветра // Физика околоземного космического пространства: Сб. ПГИ. — Апатиты, 2000. — Т. 2.
6. Stamper R., Lockwood M., Wold M. N., Clark T. D. J. Solar causes of the long term increase in geomagnetic activity // J. Geophys. Res. — 1999. — **104**. — P. 28325–28342.
7. Sumaruk T., Sumaruk Yu. The new index of geomagnetic activity // Publications of the Institute of Geophysics Polish Academy of Sciences. Monographic volume. — 2007. — С–99(398). — P. 380–382.

Надійшла до редакції 06.10.08

T. P. Sumaruk, P. B. Sumaruk

THE RECURRENCE OF THE GEOMAGNETIC ACTIVITY AND LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD OF THE SUN

We investigated the dependence of the geomagnetic activity recurrence expressed by variations at the mid-latitude magnetic observatory «Lviv» during 1964–2006 on the solar activity and the sign of large-scale magnetic field of the Sun. It is shown that the recurrence depends both on the phase of the solar activity cycle and on the sign of the solar dipole magnetic field. The recurrence has its maximum at a solar activity minimum and at the positive dipole magnetic field of the solar north pole.

УДК 621.362

К. И. Луданов

Институт проблем матеріалознавства ім. І. Н. Францевича НАН України, Київ

МОДИФИКАЦИЯ ПРОЕКТА ГЛЕЗЕРА. НОВЫЙ ТЕПЛОВОЙ ЦИКЛ ДЛЯ ОРБИТАЛЬНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

Пропонується новий варіант орбітальної сонячної електростанції по «проекту Глезера» з використанням у блоці «концентратор — тепловий цикл» електрохімічного способу прямого перетворення теплоти в електроенергію. Оцінки теоретичної ефективності нового циклу складають 60 % для $t_1 = 850^\circ\text{C}$ та 70 % для $t_1 = 1500^\circ\text{C}$ при тиску робочого тіла 1 атм. Розраховано ефективність нової модифікації електрохімічного циклу при $t_1 = 1000^\circ\text{C}$ та з електролізом пари при зниженому тиску (0.1 атм) і електрохімічній генерації при підвищеному тиску (10 атм). Показано, що ККД електрохімічного циклу прямого перетворення тепла в електроенергію в даному разі (76.35 %) наближається до граничного ККД циклу Карно ($\eta_k = 77\%$ при $t_1 = 1000^\circ\text{C}$). Таким чином, цей принципово новий спосіб енергоперетворення більш ефективний, ніж цикли Брайтона, Стірлінга та Ренкіна і конкурентоздатний фотоперетворенню щодо використання в рамках орбітальної сонячної електростанції по проекту Глезера.

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня человечество уже осознало [6], что неконтролируемые выбросы углекислого газа в атмосферу Земли приведут к необратимому изменению климата, опасному для самого его существования. Повышение концентрации CO_2 в атмосфере ведет к возникновению так называемого «парникового эффекта», блокирующего поток собственного теплового излучения поверхности Земли в космос и тем самым повышающего ее температуру. Углекислый газ образуется в основном за счет сжигания энергоносителей: угля, продуктов перегонки нефти и природного газа. Самым опасным является сжигание угля, поскольку в этом случае имеет место максимальное производство CO_2 на единицу выделяемого тепла. Если процесс «потепления» климата не удастся затормозить, то он принесет катастрофические последствия для человечества. В этой связи особенно актуальным является переход на новые источники энергии, в частности на атомную энергию. Однако АЭС имеет невысокий КПД, что приводит к повышенному тепловому «загрязнению» окружающей среды за счет «отработанной теплоты» цикла Q_2 . Многообещающими в плане минимального теплового

«загрязнения» являются высокотемпературные ядерные реакторы с газовым охлаждением ТВЭЛов и термоядерные реакторы с отводом тепла от бланкетов — на уровне 1000°C . Но это пока перспектива. В то же время в мире уже много лет развивается солнечная энергетика, преобразующая концентрированное солнечное излучение в рамках тепловых циклов в электроэнергию. Например, в США фирма AUSTRALIA построит в ближайшие семь лет целый ряд солнечных электростанций (СЭС) общей мощностью 2 ГВт. Солнечная энергетика исключает выбросы CO_2 в атмосферу и не загрязняет окружающей среды отработанным теплом. Однако зеркала СЭС занимают очень большую территорию, поскольку прямое солнечное излучение имеет низкую плотность: максимальная плотность (AM1) в полдень не превышает 0.9 кВт/м^2 , а средняя за день — вдвое ниже заатмосферной (для AM0 $E_s = 1.36\text{ кВт/м}^2$). Поэтому сразу же после первых полетов в космос возникла идея (ее автор — инженер Н. А. Варваров, 1960 г.) энергоснабжения Земли из космоса с использованием орбитальных солнечных электростанций (ОСЭС) и передачей электроэнергии на земную поверхность по «радиолучу» [1].

В 1968 г. П. Э. Глезер предложил [10], а в 1973 г. запатентовал [12] конструкцию ОСЭС с фото-

электрическим преобразованием солнечного излучения, которая должна быть расположена на геостационарной орбите (ГСО) Земли с радиусом 36 тыс. км. По оценкам П. Глезера при одинаковой мощности площадь фотобатарей на ГСО будет на порядок меньше, чем на поверхности Земли [2]. На этой орбите спутник Земли постоянно находится над определенной точкой земной поверхности, что позволяет транспортировать электроэнергию от фотоэлектростанции (ФЭС) через передающую СВЧ-антенну диаметром 1 км на определенную точку поверхности Земли, где установлена приемная ректенна диаметром 10–15 км. ФЭС представляет собой два прямоугольника 5×6 км, между которыми расположен преобразователь электроэнергии в высокочастотное излучение 2.45 ГГц («окно прозрачности» атмосферы). Эффективность преобразования постоянного тока в СВЧ-излучение составляет 90 %, а эффективность передачи электроэнергии с шин ФЭС на выходные шины на Земле — около 70 %. В этом проекте Глезер предполагал использовать кремниевые фотоэлементы (ФЭП) толщиной 50 мкм и плоские пленочные отражатели, обеспечивающие двукратную концентрацию солнечного излучения на их поверхности. Коэффициент полезного действия ФЭП в этих условиях планировался на уровне 13.7 %. Такие параметры ОСЭС с ФЭП должны обеспечить проектную мощность 5 ГВт с выходных шин обратного преобразователя ректенны на земной поверхности.

Снижение КПД ФЭП за счет их деградации в космических условиях предполагалось Глезером около 7 % за 30 лет эксплуатации, однако на нынешнем уровне технологии деградация ФЭП за 30 лет достигнет 40 % [9]. Поэтому специалисты фирмы «Боинг» (США) уже в 1973 г. предложили альтернативу для ФЭС — ОСЭС в виде комплекса из 40 модулей, каждый из них включает концентратор солнечного излучения с получением высокопотенциального тепла и его преобразованием в газовом цикле Брайтона [13]. Расчетная эффективность этой схемы с максимальной температурой в гелиоприемнике 2000 °С составила около 30 %, что вдвое выше эффективности ФЭС. Этой же фирмой был предложен

другой вариант преобразования высокопотенциального тепла от солнечных концентраторов: паротурбинный цикл Ренкина с металлическим теплоносителем — калием [11]. Общая эффективность орбитального энергетического комплекса «ОСЭС — антенна/ректенна» составил в этом случае 11 %.

За 40 лет после первого сообщения Глезера опубликовано достаточно много новых проектов ОСЭС [3]. Их анализ показывает, что наиболее «слабым звеном» в цепи энергопреобразования ОСЭС от заатмосферного солнечного излучения до выходных шин ректенны является преобразователь солнечного излучения в электроэнергию, и в частности — недостаточно высокий КПД теплового цикла.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Анализ литературных источников [1–3, 9–13] по проблеме орбитальных солнечных электростанций показал, что ОСЭС с тепловыми циклами Брайтона и Ренкина, а также двигатель с циклом Стирлинга (т. е. все варианты ОСЭС с концентраторами и тепловым циклом) отличаются завышенными массовыми характеристиками, и по этому показателю они уступают ОСЭС с ФЭП. В то же время эффективность фазы преобразования прямого солнечного излучения в высокопотенциальное тепло, как было показано в [10] на примере анализа эффективности концентраторов прожекторного класса, достаточно высокая (90 %). А вот теплоэнергопреобразователи СКЭС на основе тепловых циклов (Брайтона, Стирлинга и Ренкина) имеют серьезные недостатки:

- в качестве обязательного элемента они включают агрегат преобразования механической энергии в электрическую, который значительно утяжеляет конструкцию СКЭС и ухудшает ее энергетические характеристики;
- большие нескомпенсированные крутящие моменты элементов вращения этих преобразователей резко ухудшают технические возможности точного наведения концентратора «на Солнце»;
- вибрации оборудования СКЭС, возможность утечки рабочего тела цикла через уплотнения валов газовых и паровых турбин и т. д.

В этой связи в проблеме СКЭС весьма актуальным является вопрос создания нового высокоэффективного теплового цикла именно с прямым преобразованием энергии, который вообще исключил бы очень тяжелый преобразователь механической энергии в электрическую.

4 августа 2006 г. в Укрпатенте зарегистрирована заявка на «Способ прямого преобразования теплоты в электроэнергию» UA а 2006 08722. По этой заявке на электрохимический цикл преобразования энергии в настоящее время оформляется международная заявка PCT/UA 2007/000013, ее реферат уже опубликован 07.02.2008 г. в бюллетене WIPO (Женева, Швейцария), № WO/2008/016338.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

1. Новый способ прямого преобразования энергии.

Новый способ прямого преобразования энергии в электрохимическом цикле [5] реализуется в блоке «высокотемпературный электролизер (ЭЛ) — низкотемпературный топливный элемент (ТЭ)». Тепло Q_1 от источника высокопотенциального источника (источка) при T_1 подводится к электролизеру перегретого водяного пара, где тот разлагается при подводе электроэнергии W_1 на газы H_2 и O_2 . На пути от ЭЛ к ТЭ эти газы охлаждаются, нагревая встречный поток пара, движущийся от ТЭ к ЭЛ, в регенеративном теплообменнике. В ТЭ проводится ЭХГ путем реакции рекомбинации газов H_2 и O_2 , вырабатывается электрическая энергия W_2 и выделяется отработанное тепло цикла Q_2 , которое отводится в «тепловой сток» при T_2 .

Топливный элемент — это устройство, вырабатывающие электроэнергию за счет энергии электрохимических окислительно-восстановительных реакций реагентов, непрерывно поступающих к электродам извне. Таким образом, он является химическим источником тока непрерывного действия. На электродах ТЭ протекают токообразующие электрохимические реакции: на отрицательном с участием окислителя (чаще всего O_2). При этом на отрицательном электроде ТЭ водород окисляется в результате электрохимической генерации ($H_2 + 2OH^- \rightarrow 2H_2O + 2e^-$), а на положительном электроде — восста-

навливается кислород ($\frac{1}{2}O_2 + H_2O + 2e \rightarrow 2OH^-$). Равновесная разность потенциалов кислородно-водородной цепи при нормальных условиях (25 °С и 1 атм) равна $\Delta\phi_0 = 1.23$ В.

Электролизер — это устройство, в котором происходит обратный процесс, т. е. на электроде ЭЛ подводится электрический ток и подается водяной пар, который разлагается на молекулярный водород и кислород с поглощением тепла электродной реакции. Равновесная разность потенциалов для электролиза водяного пара при давлении 1 атм и температуре 1000 °С (он уже реализован при этих условиях [4]), составляет 0.8 В. Преобразование химической энергии в ТЭ и обратный процесс в ЭЛ основаны на использовании поверхностных физических эффектов на границе металлический электрод — электролит [7].

Наличие скачка электропотенциала ϕ_0 на границе электрода и электролита объясняется возникновением на межфазной поверхности металл-электролит так называемого «двойного электрического слоя» (д.э.с.). Он образован со стороны электрода свободными электронами металла, а со стороны электролита — положительными концами ионов диссоциированных молекул электролита, поэтому имеет очень высокую электрическую емкость: от 0.1 до 0.4 Ф/м². Между двумя металлическими электродами, разделенными электролитом, возникает равновесная разность потенциалов $\Delta\phi_0 = \phi_A - \phi_K$, которая вызывает появление в электролите ионного тока и возникновение электронного тока через сопротивление внешней нагрузки.

2. Термодинамика преобразования энергии в новом цикле. Из 1-го закона термодинамики для обратимого замкнутого цикла:

$$\oint \delta Q = \Sigma \Delta Q = Q_1 - Q_{12} - Q_2 + Q_{21} = A,$$

где Q_{12} — теплота, отводимая от продуктов высокотемпературного электролиза (H_2 и O_2) на их пути в трубах от ЭЛ к ТЭ, Q_{21} — теплота, подводимая к продукту реакции рекомбинации в ТЭ (H_2O) на его пути от ТЭ к ЭЛ, A — работа цикла. При условии полной регенерации теплоты рабочего тела и его компонентов в цикле т. е. при $Q_{12} = Q_{21}$, работа цикла равна $A = Q_1 - Q_2$, где

$Q_1 = Q_{\text{end}}(T_1)$, $Q_2 = Q_{\text{ekz}}(T_2)$. В электрохимическом цикле работа A находится из энергобаланса: $Q_1 + W_1(\text{ЭЛ}) = Q_2 + W_2(\text{ТЭ})$ в виде $A = \Delta W = W_2 - W_1$.

Для необратимого цикла скорректированное выражение КПД имеет вид

$$\eta_{\text{ц}} = 1 - Q_2/Q_1 = 1 - (Q_{\text{ekz}} + q_{\text{ТЭ}})/(Q_{\text{end}} + q_{\text{ЭЛ}}) = 1 - (Q_{\text{ekz}} + Pr_{\text{ТЭ}})/(Q_{\text{end}} + Pr_{\text{ЭЛ}}),$$

где Q_{end} — тепло эндотермической электродной реакции в ЭЛ, $q_{\text{ЭЛ}}$ — джоулево тепло, выделяющееся во внутренней цепи ЭЛ, Q_{ekz} — тепло экзотермической электродной реакции рекомбинации, $q_{\text{ТЭ}}$ — джоулево тепло, выделяющееся во внутренней цепи ТЭ, I — ток в электрическом контуре цикла.

Из 2-го закона термодинамики для обратимого замкнутого цикла имеем

$$\oint dS = \sum \Delta S = \frac{Q_1}{T_1} - \int_1^2 \frac{\partial Q}{T} - \frac{Q_2}{T_2} + \int_2^1 \frac{\partial Q}{T} = 0,$$

где S — энтропия составляющих теплового баланса. При полной регенерации $\int_1^2 \frac{\partial Q}{T} = \int_2^1 \frac{\partial Q}{T}$,

и из равенства $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$ для обратимого преоб-

разования следует $\eta_{\text{ц}} = 1 - Q_2/Q_1 = 1 - T_2/T_1 = \eta_{\text{к}}$.

Для необратимого замкнутого цикла даже с регенерацией тепла

$$\oint dS = \sum \Delta S = \frac{Q_1}{T_1} - \int_1^2 \frac{\partial Q}{T} - \frac{Q_2}{T_2} + \int_2^1 \frac{\partial Q}{T} > 0.$$

Поскольку

$$\int_1^2 \frac{\partial Q}{T} = \frac{Q_{12}}{\bar{T}_{12}}, \quad \int_2^1 \frac{\partial Q}{T} = \frac{Q_{21}}{\bar{T}_{21}},$$

где $Q_{12} = Q_{21} = kF(\bar{T}_{12} - \bar{T}_{21})$, и $\bar{T}_{12} > \bar{T}_{21}$. Отсюда

$$\Delta S_{12} = \int_1^2 \frac{\partial Q}{T} < \int_2^1 \frac{\partial Q}{T} = \Delta S_{21},$$

и далее $\frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2}$, откуда окончательно имеем:

$$\eta_{\text{ц}} = 1 - Q_2/Q_1 < 1 - T_2/T_1 = \eta_{\text{к}}.$$

Если $\partial Q_{12} = \bar{C}_{12} dT$ и $\partial Q_{21} = \bar{C}_{21} dT$, то

$$\Delta S_{12} = \int_1^2 \frac{\partial Q}{T} = \bar{C}_{12} \ln[(T_2 + \Delta t_2)/T_1]^{-1},$$

$$\Delta S_{21} = \int_1^2 \frac{\partial Q}{T} = \bar{C}_{21} \ln[(T_1 - \Delta t_1)/T_2]^{-1}.$$

Здесь Δt_1 и Δt_2 — недогрев пара перед ЭЛ и перегрев газов перед ТЭ соответственно.

Из законов гидравлики следует, что для замкнутого гидравлического контура в цикле $\oint dp = 0$, где p — давление рабочего тела и его компонентов. Из условия $\oint dp = 0$ следует $H = \sum \Delta p$, где H — напор, развиваемый циркуляционным насосом, в случае [5] напор H создается столбом жидкости: $H = \rho_f gh$, $\sum \Delta p$ — потери напора на вязкое трение в трубах циркуляционного контура.

3. Электрофизика преобразования энергии в новом цикле. Из 2-го правила Кирхгофа для замкнутого электрического контура имеем:

$$\oint dU = \sum E_j,$$

где падение напряжения

$$\oint dU = \sum \Delta U_j = I \cdot \sum R_j,$$

а $\sum E_j$ — алгебраическая сумма э.д.с., включенных в контур, в нашем случае

$$\sum E_j = \Delta \varphi_{0\text{ТЭ}} - \Delta \varphi_{0\text{ЭЛ}}.$$

Член $I \cdot \sum R_j$ — сумма падений напряжения на участках цепи: падение напряжения U_R на внешней нагрузке R плюс падение напряжения ΔU_j , которое вызвано джоулевыми потерями на участках цепи контура, как на внешних (электронный ток в проводниках), так и на внутренних (ионный ток в электролите).

В идеальном случае (без потерь на электродах и в электролите) э.д.с. ТЭ и ЭЛ равны $E_{\text{ТЭ}} \equiv \Delta \varphi_{0\text{ТЭ}}$ и $E_{\text{ЭЛ}} \equiv \Delta \varphi_{0\text{ЭЛ}}$, а напряжение на внешней нагрузке в этом случае составит

$$U_R = \sum (\Delta \varphi_0)_i = \Delta \varphi_{0\text{ТЭ}} - \Delta \varphi_{0\text{ЭЛ}} = [\Delta G(T_2) - \Delta G(T_1)]/(nF).$$

Равновесная разность потенциалов $\Delta \varphi_0 = \varphi_A - \varphi_K$ возникающая в нормальных условиях между двумя электродами («катодом» и «анодом»), представляет собой чисто термодинамическую характеристику электрохимической системы, и практически на электродах не реализуется. Реально в электрохимических системах имеют де-

ло не с $\Delta\varphi_0$, а с так называемым напряжением разомкнутой цепи $U_{\text{нрц}}$, которое отличается от равновесной разности потенциалов $\Delta\varphi_0$ на величину «перенапряжения» $\delta\varphi = \delta\varphi_A + \delta\varphi_K$ (на катоде $\delta\varphi_K$ и на аноде $\delta\varphi_A$), вызванного необходимостью активации двойных электрических слоев электродов. Таким образом, $U_{\text{нрц}} = \Delta\varphi_0 \pm \delta\varphi = \Delta\varphi_0 \pm (\delta\varphi_A + \delta\varphi_K)$, где знак «минус» относится к ТЭ, а знак «плюс» — к ЭЛ (по оценкам [8] для ТЭ с водными электролитами при н. у. $\delta\varphi = 0.13$ В и $U_{\text{нрц}} = 1.1$ В).

Таким образом, в случае необратимого цикла номинальный ток в замкнутом контуре равен $I = [(U_{\text{ТЭ}})_{\text{нрц}} - (U_{\text{ЭЛ}})_{\text{нрц}}] / (r_{\text{ТЭ}} + R + r_{\text{ЭЛ}})$.

В низкотемпературных топливных элементах, которые работают при повышенном давлении и температуре ниже 80 °С, в настоящее время перспективны PEM-электролиты на основе протонообменных полимерных мембран.

В высокотемпературных электролизерах (при 1000 °С) обычно используются твердые электролиты (например $0.91\text{ZrO}_2 \cdot 0.09\text{Sc}_2\text{O}_3$ с подвижным ионом O^{2-}), в которых электропроводность осуществляется движением ионов какого-либо одного знака — катионами или анионами [8].

4. Расчет КПД преобразования энергии в цикле $\text{H}_2 + 1/2\text{O}_2 \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}$. Водородно-кислородный ТЭ при нормальных условиях (25 °С и 1 атм) генерирует ЭДС $E_{\text{ТЭ}} = \Delta\varphi_0 = 1.23$ В. При этом выделяется тепловой эффект электродной реакции $Q_{\text{екз}}(T_0) = 23.1$ ккал/моль (17 % от ΔH), а свободная энергия Гиббса ($\Delta G = -113.4$ ккал/моль) преобразуется в электроэнергию $W_{\text{ТЭ}} = I \cdot U_R$ (она составляет в нормальных условиях 83 % от ΔH) [8].

Работа цикла A для $t_1 = 850$ °С ($\Delta\varphi = 0.85$ В [7]) составляет 30.9 % от $W_{\text{ТЭ}}$ ($A/W_{\text{ТЭ}} = (W_{\text{ТЭ}} - W_{\text{ЭЛ}}) / W_{\text{ТЭ}} = (1.23 - 0.85) / 1.23$ В = $0.38/1.23 = 0.309$), или 25.65 % от химической энергии $\Delta H = 136.5$ ккал/моль ($0.309 \cdot 0.83 = 0.2565$), т.е. энтальпии реакции рекомбинации газов H_2 и O_2 . Таким образом, КПД цикла равен $\eta_{\text{ц}} = A / (A + Q_2) = 0.2565 / (0.2565 + 0.17) = 0.2565 / 0.4265 = 0.60$. В итоге получаем $\eta_{\text{ц}} = 60$ % для $t_1 = 850$ °С ($\Delta\varphi_{0\text{ЭЛ}} = 0.85$ В) и $t_2 = 25$ °С ($\Delta\varphi_{0\text{ТЭ}} = 1.23$ В).

Если принять, что $\Delta\varphi_0$ с повышением температуры электролиза уменьшается линейно, то с

учетом, что $\Delta\varphi = 0.85$ В при $t = 850$ °С и $\Delta\varphi = 0.8$ В при $t = 1000$ °С, для $t = 1500$ °С имеем $\Delta\varphi_{0\text{ЭЛ}} = 0.633$ В.

Работа цикла A для $t_1 = 1500$ °С ($\Delta\varphi_{0\text{ЭЛ}} = 0.633$ В) равна 48.6 % от $W_{\text{ТЭ}}$ ($A/W_{\text{ТЭ}} = (W_{\text{ТЭ}} - W_{\text{ЭЛ}}) / W_{\text{ТЭ}} = (1.23 - 0.633) / 1.23$ В = $0.597/1.23 = 0.486$), или 40.34 % от химической энергии $\Delta H = 136.5$ ккал/моль ($0.486 \cdot 0.83 = 0.4034$), т.е. энтальпии реакции рекомбинации газов H_2 и O_2 . Таким образом, для КПД цикла имеем: $\eta_{\text{ц}} = A / (A + Q_2) = 0.4034 / (0.4034 + 0.17) = 0.4034 / 0.5734 = 0.70$, а в итоге получаем, что $\eta_{\text{ц}} = 70$ % для $t_1 = 1500$ °С ($\Delta\varphi_{0\text{ЭЛ}} = 0.633$ В) и $t_2 = 25$ °С ($\Delta\varphi_{0\text{ТЭ}} = 1.23$ В).

В результате анализа получаем, что повышение максимальной температуры электролиза от 1000 °С до 1500 °С не очень значительно влияет на повышение КПД преобразования энергии в электрохимическом цикле (повышение от 64.5 до 70 %).

Автором работы 17 апреля 2007 г. заявлен в Укрпатенте (№ UA a2007 04256) иной способ повышения эффективности преобразования энергии в электрохимическом цикле: это, с одной стороны, снижение давления высокотемпературного электролиза пара, а с другой — повышение давления $p_{\text{ТЭ}}$ процесса ЭХГ в топливном элементе. Увеличение располагаемой энергии Гиббса за счет повышения давления ЭХГ и ее уменьшение за счет понижения давления электролиза $p_{\text{ЭЛ}}$ определяется по формуле Нернста [7, 8]:

$$\Delta G(p) = \Delta G_0 + \delta G(p),$$

где

$$\delta G(p) = RT \cdot \ln\{[(P_{\text{H}_2})^2 \cdot P_{\text{O}_2}] / (P_{\text{H}_2\text{O}})^2\}.$$

Расчет повышения эффективности нового цикла по формуле Нернста. В случае $P_{\text{H}_2} = P_{\text{O}_2} = P_{\text{H}_2\text{O}} = p_i/p_0$ имеем

$$\begin{aligned} \delta G(p) &= RT \cdot \ln\{[(P_{\text{H}_2})^2 \cdot P_{\text{O}_2}] / (P_{\text{H}_2\text{O}})^2\} = \\ &= RT \cdot \ln(p/p_0), \end{aligned}$$

где $R = 1.98$ ккал/(К·моль) — универсальная газовая постоянная. Теперь для ТЭ при условии $p = 10$ атм, $p_0 = 1$ атм и $T_0 = 298$ К получаем $\delta G(p) = RT_0 \cdot \ln(p/p_0) = 1.36$ (ккал/моль), а для ЭЛ при $p = 0.1$ атм, $p_0 = 1$ атм и $T \cong 1300$ К получаем $\delta G(p) = RT \cdot \ln(p/p_0) = -5.92$ ккал/моль.

В таком случае прирост располагаемой энергии Гиббса $\Sigma\delta G(p) = 7.28$ ккал/моль, а соответст-

вующее увеличение напряжения на внешней нагрузке R равно 0.079 В, что по отношению к напряжению на R внешней нагрузке 0.43 В (1.23 В – 0.8 В) составляет 18.4 %.

Расчетный термический КПД цикла в этом случае ($64.5 \cdot 1.184 = 76.35\%$) всего на 0.65 % ниже теоретического значения КПД Карно: $\eta_k = 1 - 300/1300 = 1000/1300 = 0.77$ (77 %). Разумеется, КПД 76.35 % не учитывает расход энергии на собственные нужды и необратимые потери в цикле, как механические в детандере, компрессоре, насосе), так и электрические (на активацию электродов и джоулево тепловыделение в электролитах ТЭ и ЭЛ).

ВЫВОДЫ

Минимальным КПД в ОСЭС по проекту Глезера характеризуется процесс преобразования солнечного излучения в электроэнергию, однако хотя ОСЭС с циклами Брайтона, Стирлинга и Ренкина вдвое эффективнее ОСЭС на базе кремневых ФЭП (~15 %), энергоустановки с тепловыми циклами намного тяжелее ФЭС. Таким образом, именно преобразователь солнечного излучения в электроэнергию — это самое «слабое звено» ОСЭС, а поэтому высокоэффективный электрохимический цикл с легким и компактным преобразователем в блоке с солнечным концентратором позволит создать конструкцию, конкурентоспособную ОСЭС на базе ФЭП.

Повышение давления процесса электрохимической генерации (ЭХГ) в низкотемпературном топливном элементе и снижение давления процесса разложения пара в высокотемпературном электролизере позволяет повысить эффективность электрохимического способа преобразования энергии почти до эффективности цикла Карно, например для $t_1 = 1000\text{ °C}$ и $t_2 = 300\text{ K}$ теоретический КПД цикла $\eta_{\text{ц}}$ с $p_1 = 0.1\text{ атм}$ и $p_2 = 10\text{ атм}$ составляет 76.35 %, что лишь на 0.65 % ниже предельной эффективности термодинамического цикла Карно η_k (77 %).

1. Варваров Н. А. Космические гелиостанции // Техника молодежи. — 1960. — № 1.
2. Глезер П. Использование солнечной энергии в больших масштабах // Гелиотехника. — 1971. — № 1. — С. 37—41.
3. Грилихес В. А. Солнечные космические энергостанции. — Л.: Наука, 1986. — 182 с.

4. Демин А. К., Кузин Б. Л., Липинин А. С. Экспериментальное исследование теплового режима высокотемпературного электролизера для разложения воды // Электрохимия. — 1987. — 23, вып. 9. — С. 1258—1260.
5. Луданов К. И. Новый способ преобразования энергии солнечного излучения в электричество для энергообеспечения космических станций // Космічна наука і технологія. — 2007. — 13, № 6. — С. 31—38.
6. Медоуз Д. Х., Медоуз Д. Л., Рэндерс И., Бергенс В. В. ПРЕДЕЛЫ РОСТА. Доклад по проекту римского клуба «Сложное положение человечества». — 2-е изд. — М.: Изд-во МГУ, 1991. — 203 с.
7. Топливные элементы: Пер. с англ. / Под ред. Янга. — М.: Иностран. лит-ра, 1963. — 167 с.
8. Химическая энциклопедия: В 5 т. — М.: БРЭ, 1988 — 1998. — Т. 1—5.
9. Худяков С. А. Космические энергоустановки. — М.: Знание, 1984. — 64 с. — (Сер. Космонавтика, астрономия; № 7).
10. Glaser P. E. Power from the Sun: its future // Science. — 1968. — 168. — P. 857—886.
11. Oman H. L., Gregory D. L. Solar power satellite — heat engines or solar cells? // AIAA Pap. — 1978. — N 78-1684. — 12 p.
12. Pat. 3781647 USA. Method and apparatus for converting solar radiation to electrical power / P. E. Glaser. — Publ. 23.12.73.
13. Patha I. T., Woodcock G. R. Feasibility of largescale orbital solar thermal power generation // Proc. 8th IECSEC. N. Y.: AIAA, 1973. — P. 312—319.

Надійшла до редакції 05.05.08

K. I. Ludanov

MODIFICATION OF GLASER PROJECT. NEW THERMAL CYCLE FOR ORBITAL SOLAR ELECTRIC POWER STATION

We propose a new version of orbital solar electric power station with the use of the electrochemical method for the direct heat conversion into electric power in the «concentrator — thermal cycle» block. The calculations of the theoretical efficiency for new cycle at $t_1 = 850\text{ °C}$ (60 %) and 1500 °C (70 %) under the working medium pressure about 1 atm are presented. We performed the calculation of the efficiency of the new electrochemical cycle modification at $t_1 = 1000\text{ °C}$ with the steam electrolysis under reduced pressure (0.1 atm) and electrochemical generation under increased pressure (10 atm). It is shown that efficiency of the electrochemical cycle of the direct heat conversion into electric power (76.35 %) is close to the boundary efficiency of the Carno cycle (77 % for 1000 °C). Thus, this radically new method for the energy conversion is more efficiency than the Braiton, Stirling and Renkin cycles and is competitively able to photo conversion in the case of its use in the framework of orbital solar electric power station by the Glaser project.

УДК 524.354.4

В. В. Фиделис

Науково-дослідний інститут «Кримська астрофізична обсерваторія», с. Наукове

НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ МОЩНОГО ВСПЛЕСКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МИКРОКВАЗАРА Cyg X-3 В 2007 г.

У 2007 р. від мікроквара Cyg X-3 згідно з даними монітора ASM/RXTE спостерігався потужний спалах рентгенівського випромінювання тривалістю приблизно 3 місяці. Максимальна інтенсивність випромінювання в діапазоні енергій 1.5–12 кеВ досягла 0.6 Краб. Аналіз кривої блиску в цей період показав антикореляцію між інтенсивністю рентгенівського випромінювання і показником жорсткості. У спектрі потужності джерела виявлено добову і півдобову гармоніки, інтенсивність яких значно поступається орбітальній гармоніці 4.8 год.

ВВЕДЕНИЕ

Cygnus X-3 является тесной двойной системой, состоящей из нейтронной звезды или черной дыры и обычной звезды, подобной нашему Солнцу. Он находится в созвездии Лебедя и удален от нас на расстояние около 8 кпс (≈ 25 тыс. св. лет). Расположенный в галактической плоскости, на границе нашей Галактики, Cyg X-3 закрыт от нас межзвездной средой и невидим в оптическом диапазоне, но может наблюдаться в инфракрасных лучах, радио- и рентгеновском диапазонах, а также в гамма-лучах сверхвысоких энергий [1]. Максимальная зарегистрированная светимость от этого объекта в рентгеновских лучах составила $L_X \approx 1.6 \cdot 10^{31}$ Дж. Этот объект является третьим источником, открытым в 1967 г. в направлении созвездия Лебедь.

Несмотря на то, что Cyg X-3 характеризуется эпизодическими радиовсплесками, в течение которых он является одним из сильнейших радиоисточников в Галактике, большая часть энергии излучается в рентгеновских лучах с эквивалентной температурой черного тела около 1 кэВ. Полный энергетический выход от этой системы может в сотни тысяч раз превышать мощность, излучаемую Солнцем. Исходя из положения инфракрасных спектральных линий,

можно заключить, что спутником в этой системе является массивная гелиевая звезда Вольфа–Райе, потерявшая свою водородную оболочку. Потеря массы со звезды-спутника предположительно осуществляется в виде звездного ветра.

Источник рентгеновского излучения связан с аккрецией материи с обычной звезды на нейтронную звезду. В результате конверсии гравитационной энергии поверхность нейтронной звезды разогревается. Тепловое рентгеновское и инфракрасное излучение модулируется орбитальным периодом двойной системы, равным 4.8 ч. Радионаблюдения обнаружили в этом источнике наличие струй [2].

НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ

Мы анализировали архивные данные монитора всего неба (ASM) рентгеновской обсерватории RXTE [Results provided by the ASM/RXTE teams at MIT and at the RXTE SOF and GOF at NASA's GSFC] в течение продолжительного всплеска излучения в 2007 г. На рис. 1 приведены кривая блеска I в диапазоне энергий 1.5–12 кэВ и показатель жесткости I_2/I_1 рентгеновского излучения от Cyg X-3. Согласно рис. 1, a поток от объекта в период всплеска в мае 2007 г. достиг 0.6 Crab (единиц потока от Крабовидной туманности, остатка Сверхновой).

Показатель жесткости характеризует относительный вклад двух компонентов рентгеновского излучения («цветов»): жесткого I_2 (5–12 кэВ) и промежуточного I_1 (3–5 кэВ). Рис. 1, б показывает антикорреляцию между интенсивностью рентгеновского излучения и показателем жесткости. В периоды выбросов толщина слоя вещества вокруг нейтронной звезды (короны) уменьшается, что благоприятствует выходу более мягкого компонента. И наоборот, в спокойном состоянии объекта при малой прозрачности увеличивается доля жесткого компонента.

На рис. 2 приведен спектр мощности источника, полученный путем фурье-преобразования его кривых блеска. Спектр нормирован на среднюю мощность во всем частотном диапазоне. Видна изолированная мощная гармоника, связанная с орбитальным периодом двойной системы 4.8 ч (рис. 2, а), а также примерно в 40 и 100 раз более слабые гармоники (суточная и полусуточная по земному времени), связанные с прецессией аккреционного диска системы (рис. 2, б).

Различные модели, интерпретирующие рентгеновское излучение от тесной двойной систе-

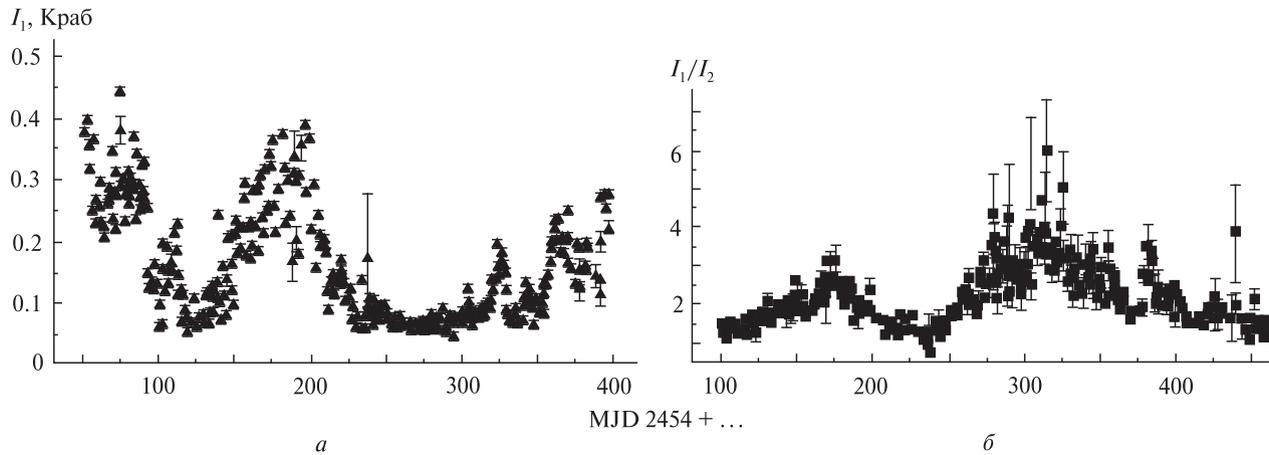


Рис. 1. Кривая блеска I_1 Cyg X-3 в диапазоне энергий 1.5–12 кэВ (а) и показатель жесткости I_2/I_1 рентгеновского излучения (б); MJD – модифицированные юлианские дни

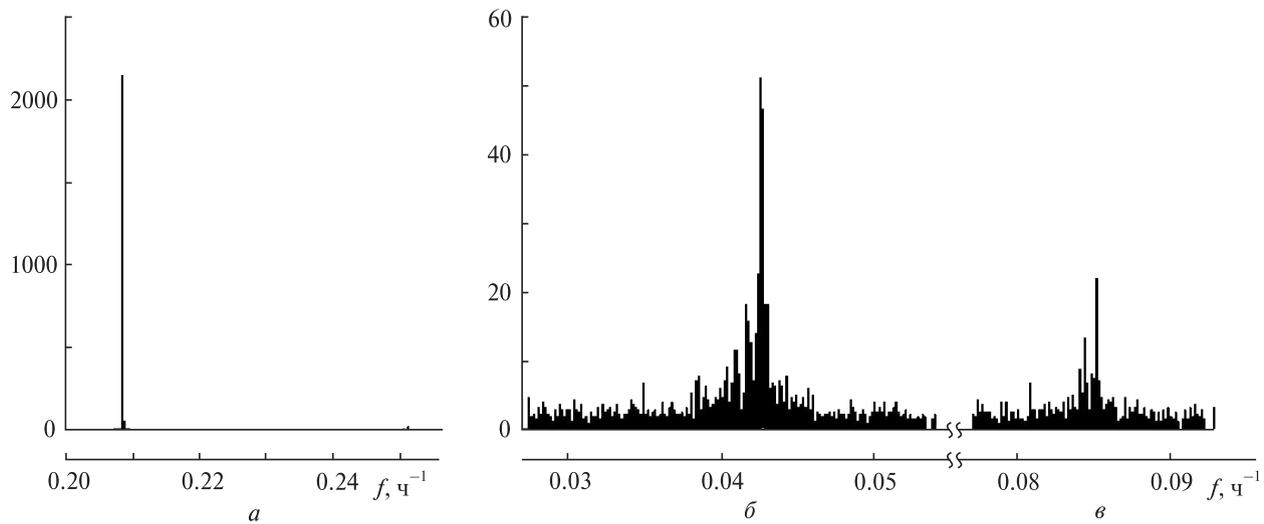


Рис. 2. Спектр мощности P рентгеновского излучения Cyg X-3: а – орбитальный период 4.8 ч, б, в – околосуточная и полусуточная прецессионные гармоники

мы, подобной Cyg X-3, включают центральный источник в двойной системе, окруженный рассеивающей средой. Источником энергии может быть аккреция или вращение компактной звезды.

ВЫВОДЫ

Анализ кривой блеска от короткопериодной двойной системы Cyg X-3 в диапазоне энергий 1.5–12 кэВ показал транзиентный характер источника, при этом мощности рекуррентных всплесков достигают существенной доли потока от Крабовидной туманности. Показатель жесткости рентгеновского излучения зависит от уровня поглощения окружающей материи и антикоррелирует с интенсивностью. В спектре мощности излучения источника обнаружены короткопериодные прецессионные гармоники.

1. *Bonnet-Bidaud J.-M., Chardin G.* Cygnus X-3, a critical review // *Phys. reports. A Review Section of Physics Letters.* – 1988. – **170**, N 6. – 414 p.
2. *Miller-Jones J.C.A., Blundell K.M., Rupen M. P., et al.* Time-sequence multi-radio frequency observations of Cygnus X-3 in flare // *Astrophys. J.* – 2004. – **600**. – P. 368–389.

Надійшла до редакції 21.04.08

V. V. Fidelis

OBSERVATIONS AND ANALYSIS OF A POWERFULL X-RAY OUTBURST FROM CYG X-3 IN 2007

According to ASM/RXTE data, a powerful outburst of a duration of about three months was detected from microquasar Cyg X-3 in 2007. The maximal emission intensity in the energy range from 1.5 to 12 keV was reached about 0.6 Crab. The analysis of the light curve for this period showed the presence of anticorrelation between X-ray intensity and hardness ratio. In the power spectrum of the source daily and semi-diurnal harmonics were found. The intensity are noticeably less than that for the 4.8-hour orbital harmonic.

УДК 681.51

О. В. Збруцький, В. В. Гавриленко, Т. В. Стеценко

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»

УПРАВЛІННЯ АВТОКОЛИВАЛЬНИМ КОНТУРОМ МІКРОМЕХАНІЧНОЇ СИСТЕМИ

Розглянуто вплив нестабільності коефіцієнта демпфування на функцію перетворення вимірювача. Виключити або зменшити цей вплив можна організацією автоколивального режиму по збуджувальній координаті. Для цього необхідно ввести спеціальний закон управління в контурі збудження. Вибором величини керованого впливу можна зменшити вплив сил в'язкого опору на амплітуду стаціонарних коливань. Тоді вплив сил в'язкого тертя, що діють на систему ззовні, вдасться виключити, що підвищує стабільність коефіцієнта перетворення вимірювача.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

У системах управління роботами, наземним і повітряним транспортом, системах навігації останнім часом знаходять застосування мікромеханічні вимірювачі кінематичних параметрів. У вимірювачах кутових швидкостей використовується ефект Коріоліса, для виникнення якого в системі по одній із координат примусово збуджують коливання. Останнє є необхідною умовою виникнення реакції системи на переносний обертальний рух. Оскільки параметри збуджувальних коливань визначають коефіцієнт перетворення вимірювача, до їхньої стабільності пред'являють високі вимоги. Ми аналізуємо кілька можливих законів управління контуром збудження коливань з погляду мінімізації впливу нестабільних параметрів системи.

РІВНЯННЯ РУХУ ТА ОСНОВНІ СПІВВІДНОШЕННЯ ВИМІРЮВАЧА КУТОВИХ ШВИДКОСТЕЙ

Мікромеханічні вимірювачі кутових швидкостей (МВКШ) можуть бути побудовані за різними конструктивними і кінематичними схемами, проте їхній рух по основних координатах можна описати загальною системою диференціальних рівнянь

$$\begin{aligned} \ddot{x} + 2h_1\dot{x} + 2m_0\Omega\dot{y} + k_1^2x &= F_x \sin \lambda t, \\ \dot{y} + 2h_2\dot{y} - 2\Omega\dot{x} + k_2^2y &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

де x, y — координати, що описують переміщення чутливого елемента, Ω — кутова швидкість, що вимірюється, F_x — амплітуда впливу, що вимірюється, m_0 — параметр, що відбиває несиметричність інерційних параметрів чутливого елемента по осях x, y , h — відносний коефіцієнт демпфування.

Власні частоти ω_j коливальної системи (1) зв'язані з парціальними частотами k_j при $\Omega \ll k_j$ співвідношеннями [1]

$$\omega_j \approx k_j + (-1)^j \Omega, \quad j=1,2. \quad (2)$$

Формуючи збуджувальний вплив по координаті x , отримуємо, що при $\Omega = \text{const}$ рух чутливого елемента буде відбуватися за законом

$$\begin{aligned} x &= \frac{\sqrt{(k_2^2 - \lambda^2) + 4h_2^2\lambda^2}}{\sqrt{(\omega_1^2 - \lambda^2)^2 + 4h_1^2\lambda^2} \sqrt{(\omega_2^2 - \lambda^2)^2 + 4h_2^2\lambda^2}} \times \\ &\quad \times F_x \sin(\lambda t + \varphi - \varphi_1 - \varphi_2) \approx \\ &\quad \approx \frac{F_{x0}}{\sqrt{(\omega_1^2 - \lambda^2)^2 + 4h_1^2\lambda^2}} \sin(\lambda t + \varphi - \varphi_1 - \varphi_2), \\ y &= \frac{2\lambda\Omega}{\sqrt{(\omega_1^2 - \lambda^2)^2 + 4h_1^2\lambda^2} \sqrt{(\omega_2^2 - \lambda^2)^2 + 4h_2^2\lambda^2}} \times \\ &\quad \times F_x \cos(\lambda t - \varphi_1 - \varphi_2) = \\ &= \frac{2\lambda\Omega a_x}{\sqrt{(\omega_2^2 - \lambda^2)^2 + 4h_2^2\lambda^2}} \cos(\lambda t - \varphi_1 - \varphi_2), \end{aligned}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2h_2 \lambda}{k_2^2 - \lambda^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi_j = \frac{2h_j \lambda}{\omega_j^2 - \lambda^2}, \quad j=1, 2. \quad (3)$$

Підвищення чутливості вимірювача досягається збільшенням амплітуди a_y коливань по вихідній (спостережній) координаті y . Для цього в системі реалізують резонансний режим роботи. З огляду на те, що власні частоти (2) системи змінюються у процесі роботи вимірювача, та використовуючи властивості амплітудно-частотних характеристик коливальних систем [3, 4], у МВКШ потрібно забезпечити вибір параметрів, при яких $\omega_1 < \omega_2$, $\omega_1 \approx \omega_2$, а частоту λ збуджувального впливу «настроїти» на власну частоту ω_1 ($\lambda = \omega_1$). Таким чином, резонансний режим коливань реалізується по збуджуваній координаті x . Це досягається відповідним чином сформованим управлінням у контурі збудження.

У цьому випадку з виразів (3) отримаємо

$$\begin{aligned} \varphi &\approx \varphi_2 \approx 0, \quad \varphi_1 \approx \frac{\pi}{2}, \\ x &= -\frac{F_x}{2h_1 \lambda} \cos \lambda t = -a_x \cos \lambda t, \\ y &= \frac{\Omega F_x}{h_1 \sqrt{(\omega_2^2 - \lambda^2)^2 + 4h_2^2 \lambda^2}} \sin \lambda t = a_y \sin \lambda t, \\ a_y &= \frac{2\Omega v}{h_1 \sqrt{(\omega_2^2 - v^2)^2 + 4h_2^2 \lambda^2}} a_x. \end{aligned} \quad (4)$$

Амплітуда коливань a_y (4) вихідної координати вимірювача у випадку лінійної системи (1) обмежується силами в'язкого опору, пропорційними першому степеню швидкості переміщення чутливого елемента. Забезпечення дешевизни вимірювача для масового застосування вимагає максимального спрощення технології виготовлення, у тому числі відсутності спеціального газонаповнення та температурної стабілізації. Це, у свою чергу, породжує нестабільність коефіцієнта в'язких втрат (коефіцієнта демпфування). Тому виникає проблема зменшення впливу цієї нестабільності на МВКШ без технологічних ускладнень конструкції.

СИНХРОНІЗАЦІЯ АВТОКОЛИВАНЬ

Виключити або зменшити вплив нестабільності коефіцієнта демпфування на функцію перетворення вимірювача (амплітуду a_y) можливо організацією автоколивального режиму роботи системи (1) по збуджуваній координаті x . У цьому випадку необхідно ввести спеціальний закон управління в контурі збудження. Позаяк автоколивання будуть відбуватися з власною частотою ω_1 системи (1), а частота λ збуджувального впливу вибирається рівною частоті ω_1 , в системі буде мати місце синхронізація автоколиваний. Вибір законів управління автоколиваннями в числі інших має на меті подавити вплив у системі в'язкого тертя, принаймні у стаціонарному режимі.

Оскільки в системі (1) рух по збуджуваній координаті x (3) визначається збуджувальним впливом, перше рівняння системи можна розглядати незалежним від другого, нехтуючи елементом з \dot{y} . Вводячи функцію управління коливаннями $f(x, \dot{x})$, що включає для компактності запису демпфування системи, перше рівняння системи (1) представимо у вигляді

$$\ddot{x} + k_1^2 x = f(x, \dot{x}) + F_{xo} \sin \lambda t, \quad (5)$$

де функція $f(x, \dot{x})$ — в загальному випадку нелінійна. Таким чином, автоколивання описуються нелінійним диференціальним рівнянням (5). Вважаючи праву частину в (5) малою, для дослідження коливань скористаємося одним з асимптотичних методів [2].

Колівання в системі (5) відповідають головному резонансу $\lambda \approx k$ (індекс «1» будемо опускаати). Тоді розв'язок рівняння (5) у першому наближенні будемо шукати у вигляді [2]

$$x = a \cos(vt + \vartheta) = a \cos \psi, \quad (6)$$

де a і ϑ визначаються з рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= -\delta_e a - \frac{F_x}{k+v} \cos \vartheta, \\ \frac{d\vartheta}{dt} &= k_e - v + \frac{F_x}{a(k+v)} \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (7)$$

Величини δ_e і k_e — відповідно еквівалентний декремент загасання та еквівалентна частота нелінійних власних коливань системи (5), що виз-

начаються співвідношеннями

$$\delta_e = \frac{1}{2\pi ak} \int_0^{2\pi} f(x, \dot{x}) \sin \psi d\psi,$$

$$k_e = k - \frac{1}{2\pi ak} \int_0^{2\pi} f(x, \dot{x}) \cos \psi d\psi. \quad (8)$$

Для стаціонарних коливань, які представляють найбільший інтерес, виключивши у (7) фазу ϑ , знайдемо залежність між амплітудою a і частотою ν зовнішньої сили:

$$a^2[(k_e^2 - \nu^2)^2 + 4\nu^2\delta_e^2] = F_x^2. \quad (9)$$

Рівняння (9) збігається за формою з аналогічним рівнянням для амплітуди коливань лінійної системи. Як бачимо, для зменшення впливу на амплітуду стаціонарних коливань в'язкого опору нелінійна функція управління коливаннями $f(x, \dot{x})$ повинна у першу чергу формувати структуру еквівалентного декременту загасання δ_e (8).

З можливих варіантів вигляду функцій управління зупинимося на найцікавіших. Використовуючи вирази (8), визначимо для них еквівалентні декременти загасання:

1. $f(x, \dot{x}) = -2h\dot{x} + u\dot{x}^3$, $\delta_e = h - \frac{3}{8}u\nu^2 a^2$, $k_e = k$,
2. $f(x, \dot{x}) = -2h\dot{x} + u\dot{x}x^2$, $\delta_e = h - \frac{1}{16}ua^2$, $k_e = k$, (10)
3. $f(x, \dot{x}) = -2h\dot{x} + u\text{sign}\dot{x}$, $\delta_e = h - \frac{2u}{\pi a\nu}$, $k_e = k$.

У цих випадках вибором величини u керуючого впливу можна зменшувати вплив сил в'язкого опору h в системі на амплітуду стаціонарних коливань.

Використаємо рівняння (9) для знаходження амплітуди автоколивань у системі (5) при нелінійних функціях управління (10). Вважаючи в (9) $F_x = 0$ і з огляду на те, що частота автоколивань $\nu = k$, одержимо для амплітуди автоколивань

1. $a^2 = \frac{8h}{3\nu^2 u} = \frac{8\xi}{3\nu u}$, $h = k$,
2. $a^2 = \frac{16h}{u} = \frac{16\xi}{ku}$,

$$3. a = \frac{2u}{\pi k h}.$$

При дії на автоколивальну систему гармонійної сили (5) буде відбуватися синхронізація автоколивань. З рівняння (9) у цьому випадку визначимо рівняння амплітудно-частотних кривих, які з точністю до величин більш високого порядку малості мають вигляд

$$1. \nu_0 = \sqrt{1 \pm \sqrt{\frac{F_x^2}{k^4 a^2} - 4(\xi - \frac{3}{8}uka^2)^2}}, \quad (11)$$

$$2. \nu_0 = \sqrt{1 \pm \sqrt{\frac{F_x^2}{k^4 a^2} - 4(\xi - \frac{1}{16k}a^2)^2}}, \quad (12)$$

$$3. \nu_0 = \frac{2u\xi \pm \sqrt{[(1-\nu_0^2)^2 + \xi^2]\pi^2 k^4 F_x^2 - 4(1-\nu_0^2)^2 u^2}}{\pi k^2 [(1-\nu_0^2)^2 + \xi^2]},$$

$$\nu_0 = \frac{\nu}{k}. \quad (13)$$

Амплітудно-частотні характеристики (11) і (12) коливальної системи схожі на відповідні для лінійної моделі. Дослідження стійкості стаціонарних коливань не виявляє в них яких-небудь особливостей. Амплітудно-частотні характеристики (13) досліджені в роботі [3].

Максимальне значення амплітуди синхронних автоколивань досягається при частоті впливу $\nu = k$ ($\nu_0 = 1$), оскільки еквівалентна власна частота k_e (10) нелінійної системи збігається з відповідною частотою k лінійної системи. Це значення амплітуди при різних функціях управління буде визначатись з рівнянь

$$1. 2a_{\max} k^2 \left| \xi - \frac{3}{8}uka_{\max}^2 \right| = F_x, \quad (14)$$

$$2. 2a_{\max} \left| \xi - \frac{u}{16k}a_{\max}^2 \right| = F_x, \quad (15)$$

$$3. a_{\max} = \frac{1}{\xi} \left(\frac{2u}{\pi k^2} + F_x \right). \quad (16)$$

Як бачимо з виразу (16), максимальне значення амплітуди коливань у випадку релейного закону функції управління (10), як і у випадку лінійної коливальної системи (4), визначається

силами в'язкого тертя ($h = k\xi$). Отже, для досягнення поставленої мети необхідно обмежитися першими двома функціями управління (10). У цих випадках можна значно зменшити вплив сил опору середовища, якщо виконати умову відповідно для (14) і (15)

$$\xi_e = \frac{3}{8}uka^2_{\max} \gg \xi, \quad \xi_e = \frac{u}{16k}a^2_{\max} \gg \xi. \quad (17)$$

Тоді максимальне значення амплітуд приблизно буде визначатися виразами відповідно

$$a^3_{\max} = \frac{4F_x}{3uk^3}, \quad a^3_{\max} = \frac{8vF_x}{uk}. \quad (18)$$

або

$$a_{\max} = \frac{F_x}{2k^2\xi_e} = \frac{F_x}{2kh_e}. \quad (19)$$

Амплітуди коливань (18), (19) є амплітудами збуджуваних коливань по координаті x системи (5): $a_{\max} = a_x$. Тоді амплітуда вихідних коливань, як і амплітуда збуджуваних коливань (18), (19), у першому наближенні не залежать від впливу в'язкого опору в системі.

ВИСНОВОК

Сформувавши закони управління автоколивальним контуром відповідно до перших двох функцій (10), можна синхронізувати автоколивання, амплітуда яких буде визначатися переважно параметрами системи і функції управ-

ління. Тоді вплив сил в'язкого тертя, що діють на систему ззовні, вдасться виключити, що підвищує стабільність коефіцієнта перетворення вимірювача.

1. Апостолюк В. О., Апостолюк О. В., Збруцький О. В. Метод синтезу датчика кутової швидкості на динамічно настроюваному гіроскопі // Наук. вісті. Нац. техн. унта України «Київський політехнічний інститут». — 2000. — № 5. — С. 103—109.
2. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. — М.: Наука, 1974. — 501 с.
3. Ден-Гартог Дж. Механические колебания. — М.: Физматгиз, 1960. — 580 с.
4. Пановко Я. Г. Введение в теорию механических колебаний. — М.: Наука, 1971. — 239 с.

Надійшла до редакції 05.10.07

О. В. Zbrutsky, V. V. Havrylenko, T. V. Stetsenko

MANAGEMENT OF OSCILLATORY CONTOUR OF MICROMECHANICAL SYSTEM

The influence of instability of the factor of demphironing on the function of transformation of a measuring instrument was considered. It is possible to exclude or reduce this influence by organizing the self-oscillatory mode on exciting co-ordinate. For this purpose it is necessary to introduce the special law of management of excitation contour. By choosing the size of operating influence, it is possible to reduce the influence of forces of viscous resistance on amplitude of stationary fluctuations. Then, it is possible to exclude the influence of forces acting on the system from outside, what raises the stability of the factor of transformation of a measuring instrument.

УДК 537.311.4

А. Г. Косторнов, А. А. Шаповал, Г. А. Фролов, И. В. Шаповал

Институт проблем матеріалознавства ім. І. Н. Францевича НАН України, Київ

КОНТАКТНОЕ ТЕРМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КАПИЛЛЯРНЫХ СТРУКТУР ТЕПЛОВЫХ ТРУБ В ТЕПЛООБМЕННЫХ СИСТЕМАХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ И ГЕЛИОЭНЕРГЕТИКИ

Представлено результати експериментальних досліджень впливу характеристик металевих капілярних структур (КС), приєднаних до суцільних нагрівних поверхонь, в умовах імітації роботи теплових труб. Досліджувався вплив способу приєднання різних структур на значення термічного опору R у місцях контакту «КС — суцільна поверхня». Отримано емпіричні формули, необхідні для конструювання теплових труб космічного призначення.

ВВЕДЕНИЕ

Теплофизические исследования пористых проницаемых материалов новых типов, в частности определение их теплопроводности (каркасной и эффективной) [1], тесно связаны с изучением влияния физических характеристик капиллярных структур (КС) на величину термического сопротивления ($R_{\text{конт}}$) в местах контакта таких материалов со сплошными поверхностями. Указанная задача чрезвычайно важна для разработок и конструирования тепловых труб (ТТ), являющихся элементной базой систем охлаждения и термостабилизации приборов и аппаратов космического назначения, а также для теплообменных устройств гелиоэнергетики. Характеристики капиллярных структур и качество присоединения их к корпусам ТТ во многом определяют теплофизические параметры и эффективность тепловых труб.

Теплопроводность $\lambda_{\text{кк}}$ металлических волоконных материалов, являющихся перспективными капиллярными структурами тепловых труб и термосифонов, изучена в ряде работ [1, 2, 4, 6, 7]. В то же время практически нет сведений о влиянии характеристик КС на величины $R_{\text{конт}}$. Краткие сведения о значениях $R_{\text{конт}}$, приведенные в работе [4], не только не позволяют их использовать, но и нуждаются в эксперименталь-

ном подтверждении. Необходимо отметить, что величины термических сопротивлений $R_{\text{конт}}$ как в зонах теплоподвода тепловых труб и термосифонов, так и в зонах теплоотвода существенны для определения $R_{\text{тт}}$ — суммарного термического сопротивления ТТ. В то же время знание величин $R_{\text{тт}}$ позволяет уверенно прогнозировать технические характеристики теплопередающих устройств с ТТ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Для решения актуальной задачи определения $R_{\text{конт}}$ в Институте проблем материаловедения НАН Украины созданы экспериментальные установки и рабочие участки, позволяющие исследовать как теплопроводность пористых материалов различных типов, так и влияние физических характеристик таких материалов и капиллярных структур на их основе на величины $R_{\text{конт}}$. Конструкция-схема экспериментальной установки для проведения исследований в условиях стационарных тепловых режимов приведена на рис. 1.

Тепловой поток, создаваемый омическим проволочным нагревателем 2, регулируется посредством автотрансформатора и через цилиндрический стержень 1 подводится к опытному образцу 4 пористой структуры. Отвод тепла обеспечивается посредством верхнего медного цилиндрического блока 6, охлаждение которого

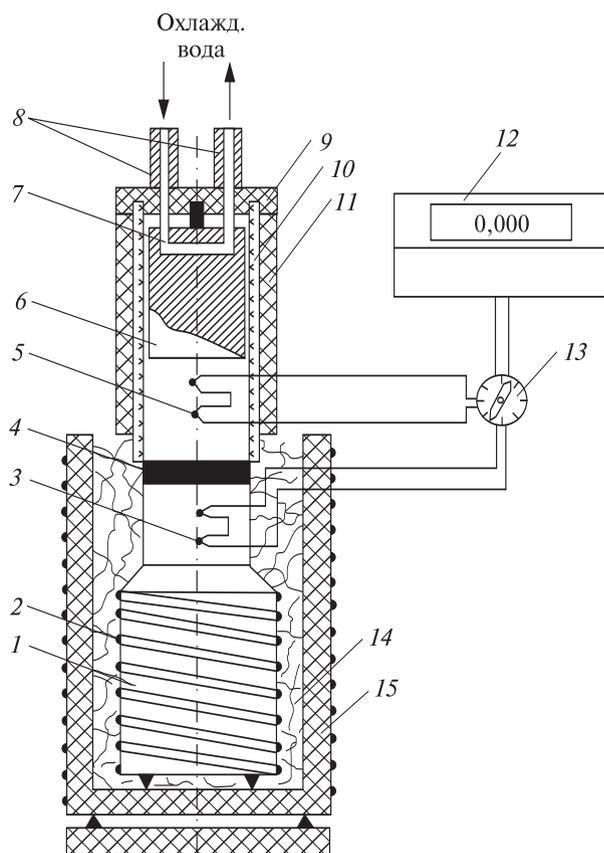


Рис. 1. Конструкция экспериментальной установки для исследований теплопроводности пористых металлов и контактного термического сопротивления: 1 — медный стержень; 2 — основной электронагреватель; 3, 5 — дифференциальные термопары; 4 — опытный образец КС; 6 — прижимное устройство; 7 — канал водяного охлаждения; 8 — штуцеры подвода и отвода воды; 9 — фланец; 10, 11 — теплоизолирующие цилиндры; 12 — милливольтметр; 13 — переключатель термопар; 14 — термостойкий алундовый стакан; 15 — базальтовая теплоизоляция

осуществляется либо воздушным потоком (при относительно небольших значениях плотности теплового потока q), либо жидкостью 7 (при больших значениях q). Измерение температуры осуществляется с помощью датчиков-термопар 3 и 5, расположенных в контрольных микроотверстиях в нержавеющей цилиндрах по ходу теплового потока. При этом рабочие спаи термопар располагаются в центре диаметров цилиндров. Вторичные измерительные приборы —

электронные милливольтметры 12. Нерабочие поверхности цилиндров теплоизолированы с помощью стеклотенты и базальтового волокна 15. Для обеспечения достоверности получаемых результатов измерений плотности тепловых потоков и температуры выполнены специальные тарировочные опыты как без КС, так и с использованием эталонных металлов (свинец) со стабильными значениями теплопроводности λ .

Физические характеристики опытных образцов пористых структур представлены в таблице. Выбранные образцы материалов по своим характеристикам (пористость $\Theta = 50...95\%$; каркасная теплопроводность $\lambda_{\text{к}} = 0.2...40 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$; толщина $\delta_{\text{КС}} = 0.5...5 \text{ мм}$; материал КС — медь и коррозионностойкая сталь 9Х18Н10Т) обеспечили достаточно широкий диапазон изменения измеряемой характеристики — контактного термического сопротивления $R_{\text{конт}}$.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Методика проведения эксперимента состояла в следующем. Опытный образец пористой структуры ($\varnothing 20 \text{ мм}$) устанавливали между измерительными цилиндрами. После сборки узлов рабочего участка осуществляли подвод заданного значения теплового потока; при этом наступление стационарного теплового потока контроли-

Характеристики опытных образцов пористых волоконных (В) и волоконно-порошковых структур (В + П); ($d_{\text{в}} = 40 \text{ мкм}$; $l_{\text{в}} = 3 \text{ мм}$)

Материал КС	$\theta, \%$	Толщина, мм	Структура образцов
Медь	84	0.5	В
Медь	71.2	1.0	
Медь (окисл.)	83	1.1	
Медь	71.5	1.5	
Медь	58.9	2.3	
Медь	62.4	4.6	
Нерж.сталь	83.7	0.4	В+П
Нерж.сталь	84.8	0.94	
Нерж.сталь	94.2	1.2	
Нерж.сталь	84.5	1.5	
Нерж.сталь	91.6	1.8	
Нерж.сталь	74	0.55	
Нерж.сталь	81.5	0.75	
Нерж.сталь	57.4	1.17	

ровали по показаниям термопар. Производили измерения плотности теплового потока (средством ваттметра) и температур в контрольных точках. Затем подводимую мощность увеличивали, и процесс повторяли вплоть до предельных значений q .

Обработку полученных экспериментальных данных выполняли в следующей последовательности: 1) для каждого опытного образца КС устанавливали значение каркасной теплопроводности $\lambda_{\text{кк}}$ [1, 2]; 2) для заданного значения плотности теплового потока рассчитывали падение температуры по толщине опытного образца КС [3, 5]; 3) используя показания термопар в обоих измерительных цилиндрах, рассчитывали среднее значение плотности теплового потока, проходящего через опытный образец, а также падение температуры по высоте измерительных цилиндров от термопар до поверхности контакта торца цилиндра с пористым материалом [5]; 4) вычитая из общего измеренного температурного перепада по расчётной толщине значения температурных перепадов по толщине образца КС и цилиндров, получали разности температур на границах контакта «сплошная поверхность — пористая структура». Полученные результаты определяли значения контактных термических сопротивлений $R_{\text{конт}}$ в зависимости от характеристик пористых структур и плотности теплового потока q .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные из экспериментов результаты для различных КС представлены на рис. 2 и 3 в виде зависимостей разности (перепада) температур в контрольных точках по толщине измерительных цилиндров от времени эксперимента.

Наименьший перепад температур (рис. 2) наблюдался на образце 4, который обладал наибольшим значением коэффициента теплопроводности $\lambda_{\text{кк}}$. В то же время наибольшее термосопротивление по толщине КС имели образцы 2 и 3, имеющие относительно низкие значения $\lambda_{\text{кк}}$.

Серия экспериментов, выполненная с различными усилиями прижима КС к гладкой сплошной поверхности (рис. 3), показала, что

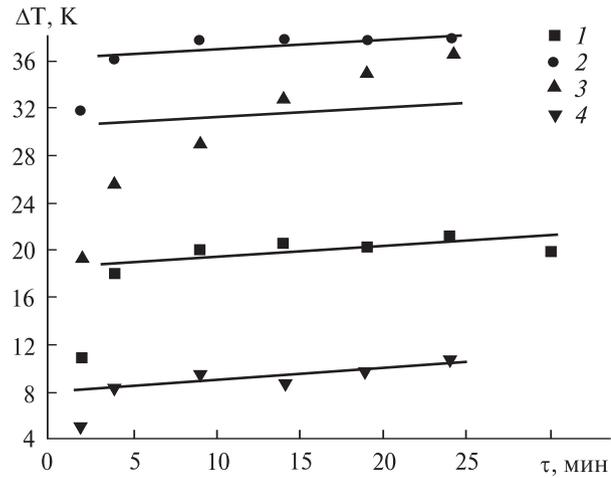


Рис. 2. Экспериментальные значения перепада температур для медных волоконных структур: 1 — $\delta_{\text{кк}} = 0.5$ мм; $\Theta = 84\%$; $\lambda_{\text{кк}} = 3.7$ Вт/(м·К); 2 — $\delta_{\text{кк}} = 1.0$ мм; $\Theta = 71.2\%$; $\lambda_{\text{кк}} = 8.9$ Вт/(м·К); 3 — $\delta_{\text{кк}} = 1.1$ мм; $\Theta = 83\%$; $\lambda_{\text{кк}} = 2.8$ Вт/(м·К); 4 — $\delta_{\text{кк}} = 2.3$ мм; $\Theta = 59\%$; $\lambda_{\text{кк}} = 35.2$ Вт/(м·К)

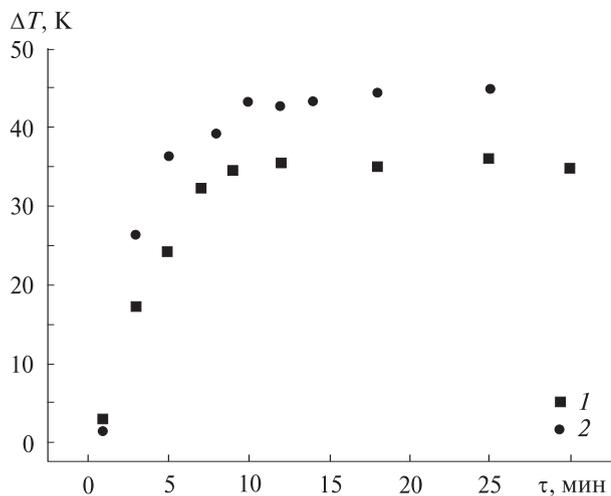


Рис. 3. Экспериментальные значения перепада температур в условиях прижима (квадратики) и прилегания (точки) медной КС к сплошной поверхности ($\delta_{\text{кк}} = 0.5$ мм; $\Theta = 84\%$)

качественное присоединение КС, осуществляемое способом припекания в соответствующих печах, снижает величину $R_{\text{конт}}$, по сравнению с плотным прилеганием неприпеченных КС, на 25...35%.

На рис. 4 и 5 приведены результаты проведенных экспериментов по влиянию таких опреде-

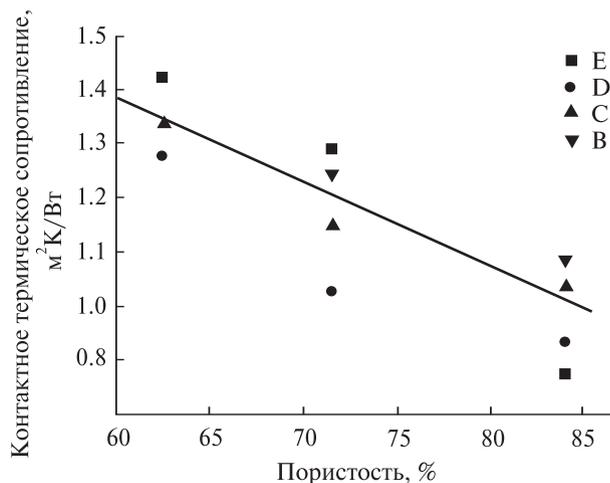


Рис. 4. Влияние пористости θ волоконных структур на величину контактного термического сопротивления $R_{\text{конт}}$ в стационарном тепловом режиме. Разными знаками обозначены серии экспериментов с различными КС. Кривая — результаты расчётов $R_{\text{конт}}$ по формуле (1)

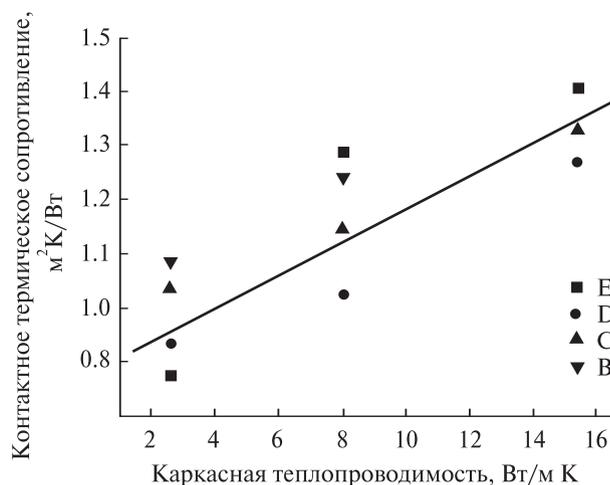


Рис. 5. Влияние каркасной теплопроводности пористых волоконных структур на величину контактного термического сопротивления в стационарном тепловом режиме в сериях экспериментов с различными КС. Кривая — результаты расчётов $R_{\text{конт}}$ по формуле (2)

ляющих характеристик КС как пористость θ (%) и каркасная теплопроводность $\lambda_{\text{КС}}$ (Вт/(м·К)) на значения контактного термического сопротивления $R_{\text{конт}}$ (м²·К/Вт).

Как следует из анализа полученных результатов, с ростом пористости θ значения контак-

ных термических сопротивлений уменьшаются, что объясняется уменьшением площади контактной поверхности между сплошным и пористым элементами образца. При увеличении пористости КС, при прочих равных условиях, каркасная теплопроводность $\lambda_{\text{КС}}$ уменьшается. Отсюда понятно, почему с увеличением каркасной теплопроводности (рис. 5) контактное термическое сопротивление растёт.

ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты удовлетворительно обобщаются эмпирическими формулами (1) и (2) (см. рис. 4, 5) и позволяют определять значения контактных термических сопротивлений $R_{\text{конт}}$, необходимые для конструирования под заданные тепловые задачи различных теплообменных систем с использованием пористых капиллярных структур:

$$R_{\text{конт}} = 55 \cdot \theta^{-0.9} (\text{м}^2 \cdot \text{К})/\text{Вт}, \quad (1)$$

$$R_{\text{конт}} = 0.85 \cdot \lambda_{\text{КС}}^{0.15} (\text{м}^2 \cdot \text{К})/\text{Вт}. \quad (2)$$

Здесь значения пористости КС θ — в %, каркасной теплопроводности $\lambda_{\text{КС}}$ — в Вт/(м·К).

ВЫВОДЫ

Полученные экспериментальные результаты и обобщающие их формулы (1) и (2) могут использоваться для волоконных КС в диапазоне пористости $\theta = 50 \dots 95$ % и каркасной теплопроводности $\lambda_{\text{КС}} = 0.5 \dots 20$ Вт/(м²·К).

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического Центра по проекту № 3984 «Солнечные коллекторы на основе тепловых труб для подогрева воды: разработка, изготовление, исследования».

1. Косторнов А. Г. Проницаемые металлические волоконные материалы. — Киев: Техника, 1983. — 127 с.
2. Косторнов А. Г., Шевчук М. С., Леженин Ф. Ф., Федорченко И. М. Экспериментальное исследование тепло- и электропроводности материалов из металлических волокон // Порошковая металлургия. — 1977. — № 3. — С. 45–49.
3. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1976. — 344 с.

4. Семена М. Г., Гершуни А. Н., Заринов В. К. Тепловые трубы с металловолокнистыми структурами. — Киев: Вища школа, 1984. — 128 с.
5. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А., Царевский С. Н. Контактное термическое сопротивление. — М.: Энергия, 1977. — 328 с.
6. Singh B. S., Dybbs A., Lyman F. A. Experimental study of the effective thermal conductivity of liquid saturated sintered fiber metal wicks // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 1973. — N 16. — P. 1–12.
7. Soliman M. M., Grauman D. W., Berenson P. I. Effective thermal conductivity of dry and liquid-saturated fiber metal wicks // ASME Paper. — 1970. — 70 — HT/Sp T-40. — P. 9.

Надійшла до редакції 03.09.08

A. G. Kostornov, A. A. Shapoval,
G. A. Frolov, I. V. Shapoval

CONTACT THERMAL RESISTANCE
OF CAPILLARY STRUCTURES
OF HEAT PIPES IN HEAT-EXCHANGE SYSTEMS
OF SPACECRAFTS AND HELIOENERGETICS

We present our results of experimental research of the influence of characteristics of metal capillary structures (CS) connected with solid heating surfaces in imitation of the operation of heat pipes. The aim of the investigation was to determine the influence of a way of connection of various structures on the value of thermal resistance R in the places of «CS-surface» contact. Our results generalized as empirical formulas are necessary for designing heat pipes of space purpose.

Члену-кореспонденту НАН України Володимиру Йосиповичу ДРАНОВСЬКОМУ 75 років



10 січня 2009 року виповнилось 75 років від дня народження доктора технічних наук, професора Володимира Йосиповича Драновського, відомого вченого і видатного фахівця у галузі космічної науки і техніки, заслуженого діяча науки і техніки України, члена-кореспондента НАН України, який у 1986–2006 рр. очолював конструкторське бюро космічних апаратів і систем Державного підприємства «КБ «Південне» ім. М. К. Янгеля» в м. Дніпропетровську.

Перелік його наукових праць містить понад 200 найменувань, в тому числі 4 монографії, та близько 30 винаходів. Вони покладені в основу створення кількох поколінь космічних апаратів, у тому числі серій «Космос», «Інтеркосмос», «Океан», «Океан-О», АУОС-3, АУОС С, «Січ-1», «Мікросупутник», «Січ-2» та багатьох типів космічних апаратів оборонного призначення.

Основні напрямки його науково-технічних досліджень та інтересів стосуються систем керування рухом космічних апаратів, а саме — аерогіроскопічних, магнітно-гравітаційних та гравітаційно-гіроскопічних систем орієнтації, а також різноманітних систем індикації параметрів кутового руху супутників. Серед останніх особливе місце займає астротелевізійна прецизійна система індикації на основі визначення координат зірок у полі зору спеціальних оптичних візирів, нерухомих відносно корпусу супутника.

Під його керівництвом розпочато новий напрямок у вітчизняній космічній галузі — розробка та створення мікросупутників наукового та народногосподарського призначення. Це потребувало вирішити цілу низку нових технологічних проблем, зокрема проблему мікромініатюризації бортової апаратури та утворення вітчизняної кооперації підприємств. На цій основі за контрактом з Єгиптом спроектовано та введено до експлуатації супутник дистанційного зондування поверхні Землі «Egypatsat-1», який плідно працює на орбіті вже майже 2 роки.

Відомий у світі його особистий внесок в розробку міжнародних проектів «Аріабата», «Бхаскара», та багатьох супутників програми «Інтеркосмос».

За роботи зі створення напівпасивних систем орієнтації в супутнику «Космічна стріла» удостоєний у 1970 р. звання лауреата Державної премії СРСР, а у 1999 р. за роботи по створенню та

експлуатації першої української космічної системи спостереження Землі «Січ-1» — звання лауреата Державної премії України. «Заслужений діяч науки і техніки України», «Заслужений машинобудівник України», нагороджений орденом «Знак пошани», орденом Ярослава Мудрого V ступеня.

С. М. КОНЮХОВ

Генеральний конструктор — Генеральний директор Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», академік НАН України

О. Л. МАКАРОВ

Головний конструктор і начальник конструкторського бюро космічних апаратів, систем та комплексів Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», кандидат технічних наук

АВДЄЄВ Вольг Васильович — виконувач обов'язків професора Дніпропетровського національного університету, доктор технічних наук, доцент.

Напрямок науки — динаміка, балістика та керування літальними апаратами.

АГАПТОВ Олексій Володимирович — асистент кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — плазмові процеси у магнітосфері Землі.

АЛЕКСАНДРОВ Юрій Володимирович — професор Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — астрофізика планет.

АНДРЕЄВА Ольга Анатоліївна — молодший науковий співробітник Науково-дослідного інституту «Кримська астрофізична обсерваторія».

Напрямок науки — фізика Сонця.

ГАВРИЛЕНКО Володимир Васильович — старший викладач факультету авіаційних та космічних систем Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут».

Напрямок науки — авіаційні та космічні системи.

ГАРМАШ Костянтин Петрович — старший науковий співробітник кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна МОН України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — космічна радіофізика, фізика та засоби дистанційного зондування геокосмосу.

ЗБРУЦЬКИЙ Олександр Васильович — завідувач кафедри, декан факультету авіаційних та космічних систем Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», доктор технічних наук, професор.

Напрямок науки — авіаційні та космічні системи.

ЗЄЛИК Ярема Ігорович — провідний науковий співробітник Інституту космічних досліджень Національної

академії наук України та Національного космічного агентства України, доктор технічних наук.

Напрямок науки — теорія та процеси управління, системний аналіз, оброблення сигналів, сонячно-земна фізика.

КОНЮХОВ Станіслав Миколайович — Генеральний конструктор — Генеральний директор Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», академік Національної академії наук України

Напрямок науки — ракетно-космічна техніка.

КОСТОРНОВ Анатолій Григорович — заступник директора, завідувач відділу Інституту проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, доктор технічних наук, академік.

Напрямок науки — високотемпературні дослідження матеріалів в умовах газодинамічного та радіаційного нагріву, дослідження властивостей матеріалів для ракетно-космічної техніки.

ЛЕУС Станіслав Григорович — науковий співробітник кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна МОН України.

Напрямок науки — космічна радіофізика, засоби дистанційного зондування геокосмосу.

ЛУДАНОВ Костянтин Іванович — науковий співробітник Інституту проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України.

Напрямок науки — теплофізика та геліотехніка.

МАКАРОВ Олександр Леонідович — Головний конструктор і начальник конструкторського бюро космічних апаратів, систем та комплексів Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», кандидат технічних наук.

Напрямок науки — ракетно-космічна техніка.

МАСЛОВА Анна Іванівна — аспірантка, виконувачка обов'язків молодшого наукового співробітника відділу системного аналізу та проблем керування Інституту технічної механіки Національної академії наук України і Національного космічного агентства України.

Напрямок науки — динаміка космічних систем, механічні коливання.

ПИРОЖЕНКО Олександр Володимирович — провідний науковий співробітник відділу системного аналізу та проблем керування Інституту технічної механіки Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, доктор фізико-математичних наук.

Напрямок науки — динаміка космічних систем, нелінійні коливання.

СТЕПАНЯН Наталя Миколаївна — завідувач лабораторії Науково-дослідного інституту «Кримська астрофізична обсерваторія», доктор фізико-математичних наук.

Напрямок науки — фізика Сонця.

СТЕЦЕНКО Тамара Володимирівна — молодший науковий співробітник факультету авіаційних та космічних систем Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут".

Напрямок науки — авіаційні та космічні системи.

СУМАРУК Петро Васильович — старший науковий співробітник Інституту геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — геомагнетизм.

СУМАРУК Тарас Петрович — молодший науковий співробітник Інституту геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України.

Напрямок науки — геомагнетизм.

ФІДЕЛІС Віктор Володимирович — старший науковий співробітник Науково-дослідного інституту «Кримська астрофізична обсерваторія», кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — астрофізика високих енергій.

ФРОЛОВ Геннадій Олександрович — завідувач відділу, керівник науково-технічного центру «Ракетно-космічне матеріалознавство» Інституту проблем матеріалознав-

ства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, доктор технічних наук. Відповідальний виконавець робіт в ІПМ НАН України з підготовки технологічних та матеріалознавчих експериментів на борту орбітального модуля МКС.

Напрямок науки — високотемпературні дослідження матеріалів в умовах газодинамічного та радіаційного нагріву, дослідження властивостей матеріалів для ракетно-космічної техніки.

ЧОРНОГОР Леонід Феоктистович — професор кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна МОН України, доктор фізико-математичних наук, професор, лауреат Державної премії УРСР в галузі науки і техніки.

Напрямок науки — космічна радіофізика, фізика та екологія геокосмосу, космічна погода.

ШАМОТА Марія Олександрівна — аспірант кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна МОН України.

Напрямок науки — космічна радіофізика, варіації геомагнітного поля.

ШАПОВАЛ Андрій Андрійович — старший науковий співробітник Інституту проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, кандидат технічних наук.

Напрямок науки — високотемпературні дослідження матеріалів в умовах газодинамічного та радіаційного нагріву, дослідження властивостей матеріалів для ракетно-космічної техніки.

ШАПОВАЛ Ірина Владленівна — молодший науковий співробітник Інституту проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України.

Напрямок науки — високотемпературні дослідження матеріалів в умовах газодинамічного та радіаційного нагріву, дослідження властивостей матеріалів для ракетно-космічної техніки.

МІЖНАРОДНИЙ ІНСТИТУТ КОСМІЧНОГО ПРАВА

94BIS AVENUE DE SUFFREN
75015 PARIS — FRANCE
www.iislweb.org

TEL.: (33) 1 45 67 42 60
FAX: (33) 1 42 73 21 20
info@iislweb.org

ЗАЯВА Ради директорів Міжнародного Інституту космічного права (МІКП)*

У 2004 році Рада директорів міжнародної неурядової організації МІКП видала офіційний звіт стосовно питання «права власності» у відкритому космосі. Зі звітом можна ознайомитися на веб-сторінці МІКП за адресою <http://www.iislweb.org/publications.html>

З огляду на недостовірне висвітлення та обговорення цієї теми у пресі Рада вважає за доцільне з'ясувати такі суттєві моменти:

Міжнародне право встановлює низку недвозначних принципів, згідно з якими провадяться дослідження космосу, включаючи Місяць та інші небесні тіла, на благо людства, проте усі можливі спроби претендувати на будь-яку частину відкритого космосу, у тому числі Місяць та інші небесні тіла або ухвалення таких претензій національним законодавством, виходячи з заборони незаконного привласнення, є суворо забороненими і не мають законної сили. Оскільки у межах відкритого космосу або на небесних тілах не існує територіального права, право власності не може поширюватися на їхні частини, оскільки це передбачало б існування компетентного органу, який би надавав таке право власності.

Теперішній міжнародний правовий режим обов'язковий для держав, а також, через чітке формулювання Статті VI Угоди щодо відкритого космосу, для неурядових організацій, тобто фізичних та юридичних осіб чи приватних підприємств. Метою такого режиму є збереження відкритого космосу, у тому числі Місяця та інших небесних тіл, для дослідження та використання всім людством, а не лише для тих країн чи приватних підприємств, які здатні робити це протягом певного часу.

На даний час міжнародне космічне законодавство не містить детальних положень щодо дослідження природних ресурсів відкритого космосу, у тому числі Місяця та інших небесних тіл, хоча воно встановлює загальну базу для проведення усієї космічної діяльності, включаючи діяльність фізичних осіб та підприємств щодо використання природних ресурсів.

МІКП дотримується думки про те, що на базі теперішнього міжнародного космічного права Організація Об'єднаних Націй повинна розробити особливий правовий режим для забезпечення ясності та юридичної чіткості у найближчому майбутньому. МІКП продовжуватиме брати активну участь в усіх подібних обговореннях, що можуть виникати.

5 січня 2009 р.

* До складу Ради директорів МІКП входять представники усіх континентів з різних професійних сфер, включаючи колишнього та теперішнього голів Комітету ООН щодо мирного використання відкритого космосу (UNCOPUOS) та його підкомітету з правових питань. Погляди, представлені у заяві, є наслідком добровільного консенсусу між членами Ради директорів МІКП, що виражає їхню особисту думку і необов'язково збігається з поглядами будь-якої організації, з якою вони можуть бути пов'язані.

Для детальнішої інформації про МІКП відвідайте www.iislweb.org або пишть на info@iislweb.org