

НАЦІОНАЛЬНЕ  
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО  
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА  
АКАДЕМІЯ НАУК  
УКРАЇНИ

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ

Журнал засновано в лютому 1995 р. ♦ Виходить 6 разів за рік

КИЇВ

Том 12, № 1, 2006

KYIV

## ЗМІСТ

Похил Ю. А., Гаврилов Р. В., Яковенко Л. Ф., Алексен-ко Е. Н., Чернєцкий В. К., Левин А. Я., Лотоцька В. А. Научная аппаратура и материалы для реализации космического эксперимента «Пента—Усталость»

Басс В. П. Численные и экспериментальные исследования в динамике разреженного газа и их приложения в ракетно-космической технике

Петров Ю. В., Рассамакин Б. М., Таранова Т. А., Хорошилов В. С. Оценка влияния на тепловой режим КА отклонений от номинальных значений теплофизических параметров

Кузьков В. П., Недашковский В. Н., Савенков С. Н., Кузьков С. В. Исследование поляризации лазерного передающего модуля для коммуникационных экспериментов с геостационарным спутником ARTEMIS ESA

## CONTENTS

- 3 Pokhyl Yu. A., Gavrylov R. V., Yakovenko L. F., Aleksenko E. N., Chernetskiy V. K., Levin A. Ya., Lototskaya V. A. Sceintific equipment and materials for realization of «Penta—Fatigue» space experiment
- 12 Bass V. P. Numerical and experimental studies in rarefied gas dynamics and their application in rocket-space engineering
- 18 Petrov Yu. V., Rassamakin B. M., Taranova T. A., Khoroshiylov V. S. Estimate of the influence of thermophysical parameter deviations on SC thermal regime
- 23 Kuz'kov V. P., Nedashkovskii V. N., Savenkov S. N., Kuz'kov S. V. Investigation of the polarization of the laser transmitting module for communication experiments with the geostationary satellite ARTEMIS (ESA)

- Абурджания Г. Д., Ломинадзе Д. Г., А. Г. Хантадзе, Харшиладзе О. А. Новый механизм усиления и взаимной трансформации волн в ионосфере с неоднородным зональным ветром*
- Парновский А. С., Черемных О. К. Спектр баллонных возмущений с произвольной поляризацией во внутренней магнитосфере Земли*
- Бахмутов В. Г., Седова Ф. И., Мозговая Т. А. Среднеширотное проявление полярной суббури и реализация сейсмической энергии в зоне Вранча*
- Максименко О. И., Яременко Л. Н., Шендеровская О. Я., Мельник Г. В., Мозговая Т. А. Модели геомагнитного поля и характеристики магнитных бурь*
- Яременко Л. Н., Мельник Г. В., Шендеровская О. Я. О течении магнитосферных и индуцированных токов во время магнитных бурь*
- Сумарук П. В., Сумарук Т. П. Розділення геомагнітних варіацій в середніх широтах від іоносферних та магнітосферних джерел*
- Самсонов С. Н., Плотников И. Я., Сайбек Д. Г., Ватерман Ю. Связь параметров солнечного ветра с высоколатитными магнитными пульсациями*
- Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. О методах оценивания вращения солнечных структур по наблюдениям Солнца в линии Не I  $\lambda$  1083 нм*
- Борисова Т. А., Крысанова Н. В., Гиммелрехт Н. Г. Влияние DL-трео-бензилоксиаспартата (DL-TBOA) на освобождение глутамата из синаптосом в среде с низким содержанием внеклеточного  $Na^+$  в норме и в условиях моделированной гравитации*
- Алпатов А. П., Бушев Е. И., Пилипенко О. В., Хорольский П. П., Цымбал В. М. Де шукати Україні місце на світовому ринку супутникового спостереження Землі*
- НАШІ АВТОРИ**
- 29** *Aburjania G. D., Lominadze J. G., Khantadze A. G., Kharshiladze O. A. New mechanism for wavy amplification and mutual transformation in the ionosphere with inhomogeneous zonal winds*
- 49** *Parnowski A. S., Cheremnykh O. K. Spectrum of ballooning perturbations with arbitrary polarization in the inner magnetosphere of the Earth*
- 57** *Bakhmutov V. G., Sedova F. I., Mozgova T. A. Midlatitudinal manifestation of polar substorm and seismic energy realization in Vrancea*
- 64** *Maksimenko O. I., Yaremenko L. N., Shenderovskaya O. Ya., Melnyk G. V., Mozgovaya T. A. Models of the geomagnetic field and characteristics of magnetic storms*
- 70** *Yaremenko L. N., Melnyk G. V., Shenderovskaya O. Ya. On magnetospheric and induced currents during magnetic storms*
- 76** *Sumaruk P. V., Sumaruk T. P. Separation of the geomagnetic variations at the middle latitudes produced by ionospheric and magnitospheric sources*
- 80** *Samsonov S. N., Plotnikov I. Ya., Sibeck D. Y., Watermann Yu. Relation of solar wind parameters to high-latitude magnetic pulsations*
- 85** *Zyelyk Ya. I., Stepanian N. N., Andreyeyeva O. A. On some methods of estimation of solar structure rotation from observations of the Sun in the line He I  $\lambda$  1083 nm*
- 90** *Borisova T. A., Krisanova N. B., Himmelreich N. G. The effects of DL-threo-benzyloxyaspartate (DL-TBOA) on the synaptosomal glutamate release in media low in  $[Na^+]$  under artificial gravity*
- 94** *Alpatov A. P., Bushuev E. I., O. V. Pylypenko, Khorolskii P. P., Tsymbal V. M. Where Ukraine is to search for its place in the world market of the satellite Earth observations*
- 99** **OUR AUTHORS**

---

**Цей номер журналу в основному складено за матеріалами  
V Української конференції з космічних досліджень  
(05—11 вересня 2005 р., Євпаторія, Крим)**

---

УДК 539.4.385:620.193.2

**Ю. А. Похил, Р. В. Гаврилов, Л. Ф. Яковенко,  
Е. Н. Алексенко, В. К. Чернецкий, А. Я. Левин, В. А. Лотоцкая**

Спеціальне конструкторсько-технологічне бюро з кріогенної техніки Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Веркіна Національної академії наук України, Харків

## Научная аппаратура и материалы для реализации космического эксперимента «Пента—Усталость»

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Наведено дані про поточний стан виконання робіт з підготовки космічного експерименту «Пента—Втома» на російському сегменті МКС. Розглянуто результати лабораторно-відбіркових випробувань технологічного зразка блока циклічного навантаження, що входить до складу бортової наукової апаратури, та результати досліджень впливу нерадіаційних факторів космічного простору на циклічну довговічність обраного матеріалу — нагартованого сплаву АМг6, що отримані за допомогою спеціально створеного імітаційного стенді.

### ВВЕДЕНИЕ

Космический эксперимент (КЭ) «Пента—Усталость» — «Исследование влияния факторов космического пространства на усталостные характеристики материалов в условиях реального космического полета с применением специализированного бортового оборудования» входит в состав группы первоочередных совместных украинско-российских космических экспериментов на борту российского сегмента (РС) МКС. С украинской стороны в постановке эксперимента участвует Специальное конструкторско-технологическое бюро по криогенной технике ФТИНТ НАН Украины. Космический эксперимент «Пента—Усталость» преследует следующие цели:

- исследование влияния факторов космического пространства (ФКП) на характеристики сопротивления усталостному разрушению материалов непосредственно в открытом космосе и сопоставление этих данных с данными, полученными при имитации ФКП в лабораторных условиях, с целью установле-

ния степени адекватности наземных методов имитации условиям космоса;

- длительное экспонирование образцов материалов в открытом космосе (до 1 года) с последующим возвращением на Землю для послеполетных наземных испытаний в лабораторных условиях с определением деградации усталостных характеристик этих материалов под воздействием ФКП.

Структурная схема КЭ «Пента—Усталость» приведена на рис. 1. Из приведенной схемы следует, что работа по подготовке и проведению КЭ представляет собой НИОКР разработку, в которой параллельно проводятся исследования механических свойств материалов-претендентов в условиях наземной имитации воздействия основных факторов космоса, а в заключительной фазе — исследования свойств выбранных материалов непосредственно на внешней поверхности МКС и конструкторские работы, связанные с разработкой, изготовлением и всесторонними испытаниями бортовой и наземной имитационной научной аппаратуры. Очевидно, что выполнение такого комплекса работ требует немалых

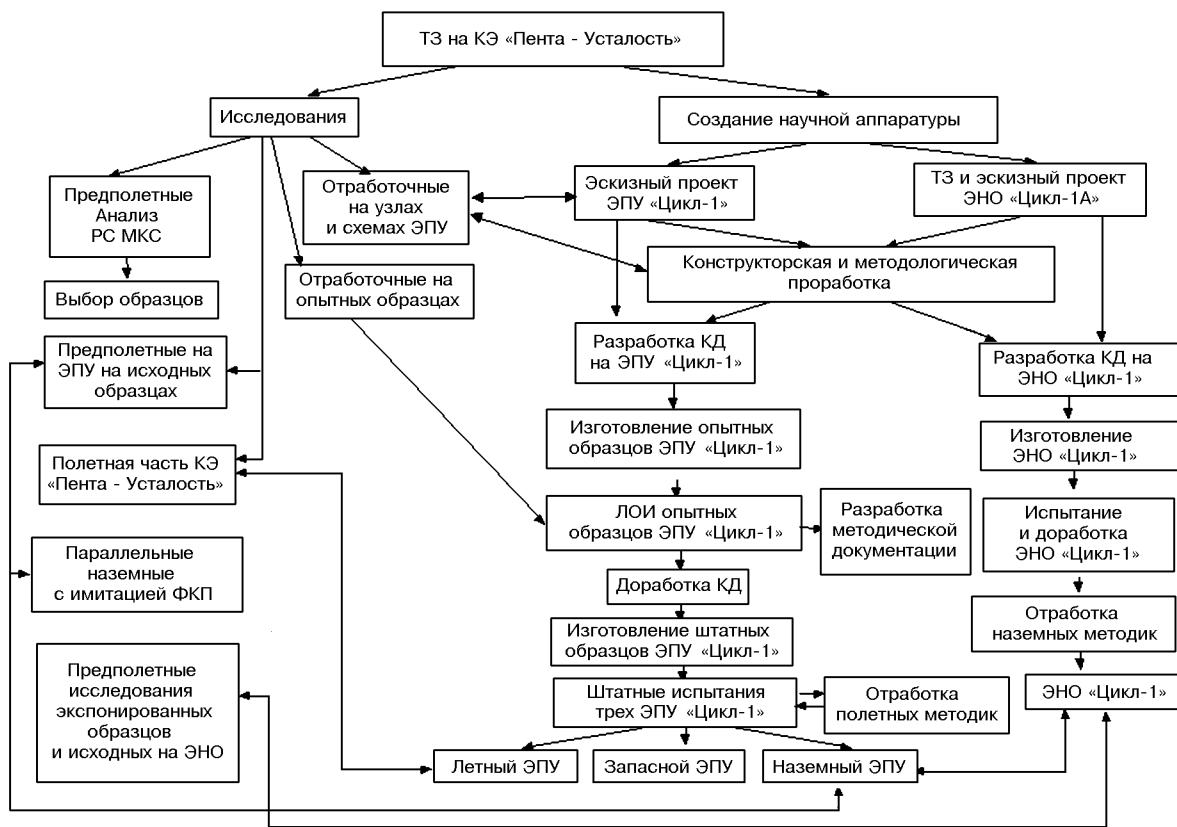


Рис. 1. Структурная схема КЭ «Пента—Усталость»: КД — конструкторская документация, ЛОИ — лабораторно-отработочные испытания, ТЗ — техническое задание, ЭНО — экспериментальное наземное оборудование, ЭПУ — экспериментальная полетная установка

кадровых ресурсов, материальных и временных затрат. Проведение эксперимента намечено в 2008 г.

Подготовка эксперимента в период с 2000 по 2004 гг. прошла следующие этапы:

- обоснование необходимости создания бортовой установки для усталостных испытаний и исследования усталостных характеристик конструкционных материалов в условиях реального космического полета;
- разработку и согласование с российской стороной технического задания (ТЗ) на КЭ «Пента—Усталость» и программы КЭ;
- разработку и согласование с российской стороной ТЗ на создание бортовой научной аппаратуры;
- разработку эскизного проекта экспериментальной полетной установки (ЭПУ) «Цикл-1»;

- создание макетов узлов бортового оборудования и проведение их испытаний;
- проведение предварительных испытаний материалов-претендентов;
- разработку конструкторской документации (КД) и изготовление технологического образца основного блока ЭПУ «Цикл-1» — блока циклического нагружения (БЧН);
- разработку КД и изготовление экспериментального наземного имитационного стендового оборудования (ЭНО);
- подготовку ряда программно-методических документов и др.

Основные подходы и научно-техническая идеология КЭ «Пента—Усталость» изложены ранее в работах [1, 4, 5], а основные цели и задачи, содержание программы эксперимента, укрупненный состав как летной, так и наземной

научной аппаратуры, а также сформированная к настоящему времени международная коопeração постановщиков и соисполнителей КЭ описаны в работе [2]. Там же обобщены многочисленные оригинальные результаты систематических наземных имитационных исследований, характерных для аэрокосмической техники конструкционных материалов в части влияния вакуума и низких температур на характеристики их усталостной прочности, долговечности и циклической трещиностойкости. Такие исследования заложивают физическую базу для анализа и трактовки бортовых экспериментов.

Настоящая работа посвящена характеристике состояния выполнения работ по подготовке КЭ «Пента—Усталость» в 2005 г., в котором основные усилия СКТБ ФТИНТ НАНУ были сконцентрированы на двух технических задачах:

- наземных лабораторных исследованиях влияния нерадиационных факторов космического пространства, таких как вакуум и термоциклирование, имитирующие орбитальные теплосмены, на циклическую долговечность нагартованного алюминиевого сплава АМгб
- основного конструкционного материала несущих и силовых конструкций РС МКС. Полученные в ходе такого исследования результаты позволяют уточнить как технические параметры разрабатываемой бортовой научной аппаратуры, так и внести обоснованные корректизы в программу КЭ «Пента—Усталость»;
- лабораторно-отработочных испытаниях (ЛОИ) на работоспособность конструкции изготовленного ранее технологического образца блока циклического нагружения, в ходе которых должны быть выявлены недостатки конструкторских и технологических решений и измерены количественные и качественные параметры блока.

#### НАЗЕМНЫЕ ИМИТАЦИОННЫЕ ИСПЫТАНИЯ

Разработке конкретной конструкции ЭПУ «Цикл-1» предшествовали детальные отборочные и контрольные исследования усталостной прочности и циклической долговечности выбранных материалов-претендентов в условиях воздействия на них вакуума, низких температур

и теплосмен, задаваемых орбитальным движением МКС при переходе с солнечного участка орбиты в теневой и обратно.

Результаты таких экспериментов позволяют, с одной стороны, предварительно оценить механические свойства материалов, которые впоследствии будут испытываться на борту в условиях реального космического полета, а с другой — служат исходными данными при разработке конструкции бортовой установки. Знание усталостных характеристик исследуемого материала дает возможность выбрать схему и вид циклического нагружения и измерения нагрузки, определить количество, форму и размеры образцов, оценить действующие усилия и амплитуду приложенной деформации, частоту и длительность приложения циклической нагрузки, исключить условия саморазогрева образцов, т. е. фактически сознательно и целенаправленно заложить «внутренние», определяемые физикой процесса усталостного разрушения и свойствами выбранного материала параметры бортовой испытательной установки.

**Методика усталостных исследований.** Метод исследования материалов на циклическую долговечность в наземных условиях должен быть аналогичен выбранному для бортовой установки, для которой схема циклического нагружения определяется следующими условиями:

- энергетические затраты на деформацию образцов должны быть минимальными;
- частота нагружения должна быть такой, чтобы не вызвать значительного разогрева образца в процессе деформирования;
- форма образца и поверхность должны быть удобными для металлографического исследования повреждаемости образца при циклическом нагружении.

На основании анализа существующих схем нагружения и опыта СКТБ ФТИНТ исследования характеристик сопротивления усталости металлов в вакууме при комнатной и низкой температурах установлено, что

- наиболее экономичным с точки зрения энергетических затрат является испытание плоских образцов на консольный изгиб;
- частота нагружения не должна превышать 10 Гц, чтобы обеспечить отсутствие интенсивного разогрева образцов;
- наиболее пригодным видом нагружения образ-

цов с частотой до 10 Гц является создание циклического изгибающего момента с использованием кривошипно-шатунного механизма.

Консольный образец для исследований в этих условиях должен быть плоским и иметь участок равного сопротивления изгибу. Преимущество такой формы образца состоит в том, что она позволяет проводить структурные исследования на большой площади рабочей части образца, находящейся в идентичных условиях нагружения.

Для измерения приложенной к каждому из образцов нагрузки используются динамометры, которые представляют упругие пластины с наклеенными тензорезисторами.

На рис. 2, а приведена схема расположения образца и динамометра. Консольный образец 1 находится в одной плоскости с упругой пластиной 2 (динамометром) и соединен с ее свободным концом по скользящей посадке. Динамометр консольно укреплен на рамке 3, которая может совершать циклические колебания относительно оси 0, совпадающей с линией защемления образца. При каждом отклонении рамки из нейтрального положения в точке контакта образца и динамометра возникает изгибающая сила  $P$ . Жесткость динамометра значительно превышает жесткость образца, поэтому величина прогиба динамометра составляет 2 % от задаваемой амплитуды деформации образца. Таким образом, обеспечивается поперечный изгиб в одной плоскости при консольном нагружении по жесткой схеме.

Для проведения исследований в наземных условиях используются образцы, аналогичные тем, которые будут испытаны в условиях открытого космоса. Форма и размер выбранных образцов показаны на рис. 2, б. В рабочей части есть участок равного сопротивления изгибу, который позволяет создавать одинаковый уровень нагрузки на всей рабочей части образца. Для получения образцов и обеспечения идентичности их размеров изготовлен штамп. Образцы из листового металла штампуются по заданному контуру, механически обрабатываются по образующим поверхностям и притираются до заданной толщины и чистоты поверхности.

Выбранный метод использует основные положения ГОСТ 25.502-79 (Методы механических исследований металлов. Методы исследований на усталость). Метод предусматривает испыта-

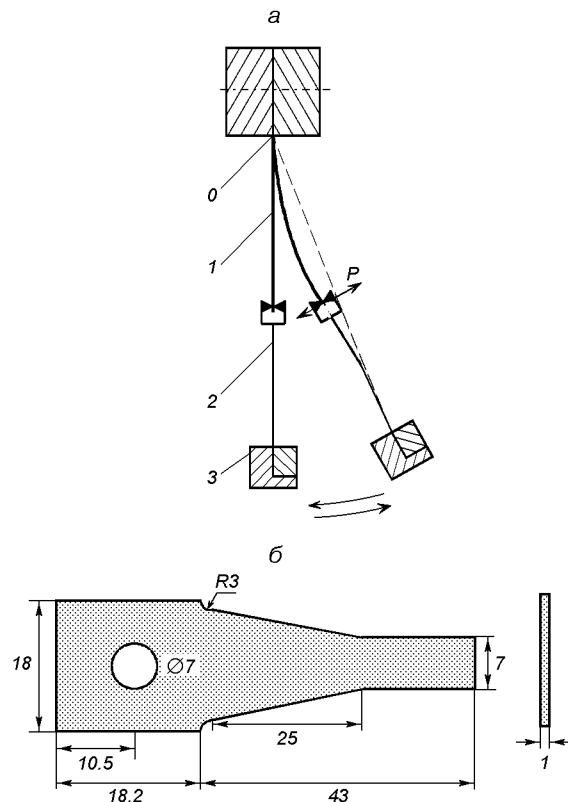


Рис. 2. Методические особенности проведения наземных усталостных испытаний: а — схема расположения образца и динамометра в установке для исследований плоских образцов при консольном изгибе в одной плоскости (1 — образец, 2 — динамометр, 3 — рамка); б — форма и размеры образца для исследований конструкционных материалов на циклический изгиб

ние образцов на изгиб при симметричных циклах деформаций (напряжений), которые изменяются по простому периодическому закону с постоянными параметрами при отсутствии концентраторов напряжений в нормальных условиях (на воздухе при комнатной температуре) и в вакууме при изменении температуры в интервале 430—80 К.

За базу испытаний принимали 5 млн циклов. Для построения одной кривой усталости в заданных внешних условиях подвергали испытанию не менее 15 одинаковых образцов.

**Стенд для усталостных испытаний в вакууме при различных температурах.** Стенд предназначен для исследования характеристик

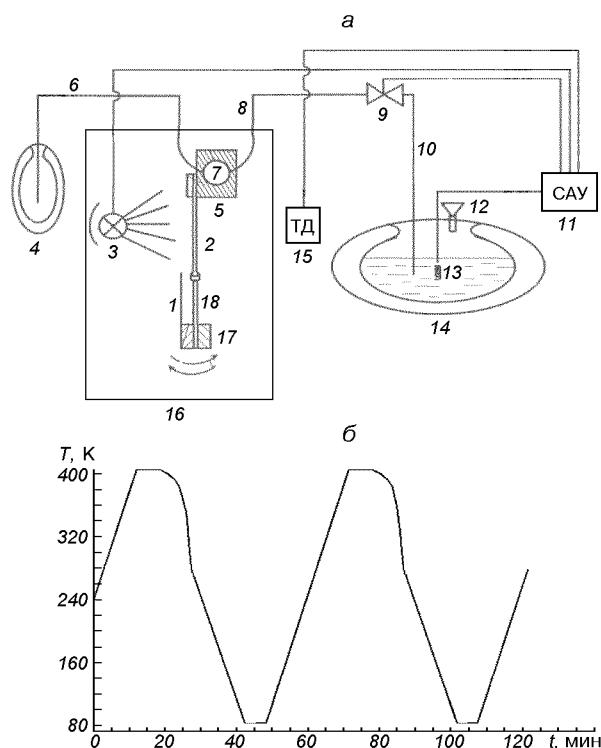


Рис. 3. Наземное имитационное испытательное оборудование: а — схема стенда для усталостных испытаний на консольный изгиб в вакууме при воздействии термоциклирования (1 — экран, 2 — образец, 3 — лампа накаливания, 4 — емкость для слива азота, 5 — держатель образцов, 6, 8 — термоизолированные шланги, 7 — отверстие внутри держателя образцов, 9 — электромагнитный клапан, 10 — переливалька, 11 — система автоматического управления термоциклирования, 12 — предупредительный клапан, 13 — электроспираль, 14 — азотная емкость, 15 — термодатчик, 16 — вакуумная камера, 17 — рамка циклического нагружения образца, 18 — динамометр); б — изменение температуры образцов (имитация орбитальных теплосмен) при усталостных испытаниях в вакууме

усталостной прочности и циклической долговечности материалов в вакууме при стабилизированной или программно изменяющейся температуре образцов в интервале 430—80 К; вид нагрузления образцов — циклический изгиб.

В состав стенда входят следующие системы:

- вакуумная система, которая обеспечивает высокий безмасляный вакуум 0.1 мПа в испытательной вакуумной камере (ВК);
- блок консольного изгиба (БКИ) — механическая система циклического деформирования на изгиб одновременно четырех образцов с максимальным усилием 20 кН;

Таблица 1. Химический состав сплава АМг6

Марка сплава	Al	Mg	Si	Fe	Mn	Ti	Cu	Zn	Be
АМг6 осн.	6.6	0.2	0.16	0.5	0.06	0.09	0.06	0.06	0.00045

Таблица 2. Статические механические свойства сплава АМг6 в нагартованном состоянии

T, K	$\sigma_{0.2}$ , МПа	$\sigma_b$ , МПа	$\delta$ , %
293	368	447	6.9

- система нагрева и охлаждения образцов (система термоциклирования) в интервале 430—80 К с периодом цикла 60—90 мин;
- система контроля, измерения и управления установкой.

Последние две системы имеют режимы компьютерного и ручного управления, позволяющие задавать величины нагрузки и деформации образцов, фиксировать момент разрушения каждого из образцов, изменять циклически по заданной программе температуру образцов, имитируя тем самым орбитальные теплосмены, архивировать в памяти компьютера и отображать на дисплее все параметры эксперимента.

Схематическое изображение стенда с обозначением элементов приведено на рис. 3, а; пример ускоренной имитации орбитального термоцикла показан на рис. 3, б.

**Результаты испытаний на циклическую долговечность.** Исследование циклической долговечности проведено на алюминиевом сплаве АМг6, который относится к группе термически не упрочняющихся сплавов. Структура сплава представляет собой твердый раствор Mg в Al с интерметаллидными включениями  $Al_2Mg_3$ .

Химический состав и усредненные по пяти измерениям механические свойства сплава в нагартованном состоянии приведены в табл. 1 и 2. Образцы сплава изготовлены и термомеханически обработаны российским партнером — ЦНИИМаш.

Выбор материала исследования обусловлен тем, что нагартованный сплав АМг6 широко используется в корпусных и несущих элементах конструкции МКС.

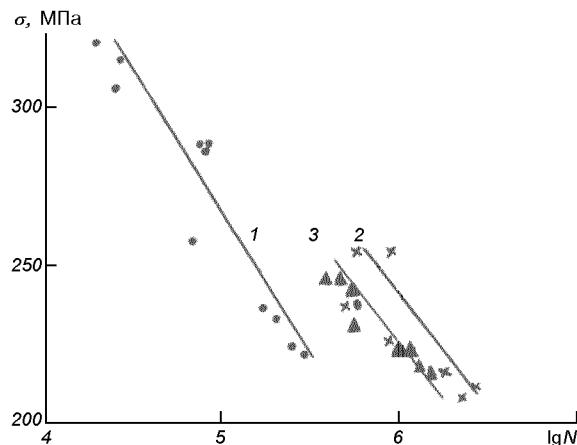


Рис. 4. Влияние внешних условий на циклическую долговечность нагартованного сплава АМгб: 1 — воздух, 293 К; 2 — вакуум, 293 К; 3 — вакуум + термоциклирование по режиму 373—173 К

Испытания на циклический изгиб данных образцов проводились на воздухе при температуре 293 К и в вакууме одновременно с термоциклированием по режиму 373—173 К.

На рис. 4 представлены кривые усталости образцов в заданных условиях. Видно, что вакуумная среда по сравнению с воздушной при 293 К во всем интервале напряжений смещает кривую в область больших долговечностей, а циклическое изменение температуры в обе стороны от комнатной приводит к промежуточным значениям долговечности — между долговечностью в нормальных условиях и долговечностью в вакууме при комнатной температуре.

Выявленное положительное влияние вакуума на циклическую долговечность хорошо вписывается в принятые представления о более однородном распределении микропластической деформации в поверхностном слое металла при нагружении в вакууме вследствие изменения условий адсорбции атомов кислорода на вновь возникших поверхностях ступенек скольжения и микротрещин.

Известно [3], что в вакууме из-за уменьшения эффективности адсорбированного слоя облегчается выход дислокаций из приповерхностного debris-слоя (слоя с повышенной плотностью дефектов), поэтому скорость формирования дислокационных скоплений как концентраторов напряжения, зарождение и увеличение в них тре-

щин уменьшаются по сравнению с испытаниями на воздухе. С другой стороны, при испытаниях в обычной воздушной атмосфере кислород и пары воды, адсорбирующиеся в вершине трещины, оказывают «расклинивающий эффект» и препятствуют свариванию стенок трещины.

Таким образом, окислы тормозят «залечивание» трещины в полуцикле сжатия. Кроме того, адсорбированные на поверхности трещин пары воды диссоциируют с освобождением ионов водорода, который, диффундируя в материал (особенно в случае алюминия), вызывает дополнительное охрупчивание и снижение циклической трещиностойкости.

Влияние периодического изменения температуры на циклическую долговечность исследованного сплава также может быть интерпретировано с единой позиции, а именно: снижение температуры (в полуцикле охлаждения) приводит к замедлению зарождения и роста усталостной трещины в силу термоактивированного характера этих процессов; снижается также и вклад пластического компонента деформации в цикле нагружения, а низкотемпературное деформационное циклическое упрочнение возрастает. Все это приводит к возрастанию долговечности при низкой температуре. В то же время переход к повышенной температуре (в полуцикле нагрева) вызывает проявление обратных эффектов, то есть приводит к снижению долговечности.

Результирующее влияние термоциклирования в нашем случае привело к промежуточным между «воздушными» и «вакуумными» значениями циклической долговечности сплава АМгб в нагартованном состоянии.

В целом можно сделать вывод, что с точки зрения усталостных характеристик рекомендуемыми материалами космического назначения являются структурно стабильные сплавы на основе ГЦК-металлов, характеризующиеся повышенным сопротивлением усталостному разрушению при эксплуатации их в вакуумной среде при пониженных температурах и орбитальных теплосменах по сравнению с усталостными характеристиками в нормальных условиях.

Полученные результаты были использованы при обосновании технических решений и выборе параметров создаваемой бортовой исследовательской аппаратуры и позволили внести корректировки в программу КЭ.

### ЛАБОРАТОРНО-ОТРАБОТОЧНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА БЛОКА ЦИКЛИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ

Как отмечалось выше, проведенные испытания выбранного объекта дальнейших натурных исследований в условиях наземной имитации позволили выработать «внутренние» требования к конструкции основного блока научной аппаратуры — блока циклического нагружения (БЦН). Наряду с этим есть и «внешние» ограничения, накладываемые на размещаемую на внешней поверхности МКС аппаратуру. К таким ограничениям прежде всего относятся массогабаритные параметры, энергопотребление, уровень создаваемых вибраций и шумов, тепловыделение, создаваемая загрязненность собственной внешней атмосферы станции и другие возмущения, вносимые работой аппаратуры.

Весь комплекс «внешних» и «внутренних» требований отражен в согласованном с российской стороной ТЗ на научную аппаратуру и был максимально учтен при разработке конструкции БЦН. Ниже приведено краткое описание конструкции и предварительные результаты испытаний блока по основному назначению.

Основные технические характеристики БЦН приведены в табл. 3.

При разработке полетного варианта использовался опыт и конструктивные наработки, накопленные в отделе космического материаловедения СКТБ ФТИНТ НАН Украины, в частности по форме образцов, способу нагружения (консольный изгиб) с приводом от кривошипа и способу измерения нагрузки. Однако была введена оригинальная система уравновешивания механизма, отсутствовавшая в лабораторном варианте, и ряд других деталей.

Блок БЦН предназначен для циклического нагружения образцов конструкционных материалов. Он позволяет в идентичных условиях открытого космоса одновременно испытывать по восемь плоских образцов на циклический консольный изгиб. Внешне блок имеет форму цилиндра диаметром около 240 мм, высотой 250 мм и массой менее 5 кг. Амплитуда деформации образцов под нагрузкой составляет  $\pm 5$  мм, но может быть увеличена до  $\pm 7$  мм. Частота нагружения составляет 10 Гц. Конструкции блоков для разных конструкционных

Таблица 3. Основные технические характеристики блока циклического нагружения

Наименование технических характеристик	Значение характеристики
Вид циклической нагрузки образцов	симметричный изгиб
Амплитуда деформации образца	$\pm 5$ мм (до $\pm 7$ мм)
Частота нагружения	10 Гц
Максимальная продолжительность испытаний на БЦН	150 ч
Максимальное количество циклов нагружения образцов	5.4 млн
Форма образцов для циклических испытаний	плоская консольная
Количество одинаковых образцов, устанавливаемых в БЦН	8
Количество датчиков нагружения	8
Количество датчиков температуры	1
Диапазон рабочих температур на испытываемых образцах в местах крепления БЦН	$\pm 150$ °C, $\pm 70$ °C
Условия эксплуатации блока	на внешней поверхности МКС
Энергопотребление блока в стационарном режиме работы при пуске БЦН	$\leq 19$ Вт $\leq 34$ Вт
Масса блока	$\leq 10$ кг
Габариты блока	
высота	250 мм
диаметр	240 мм

материалов могут отличаться величиной радиуса кривошипа.

При включении электродвигателя вращение от него через редуктор передается коленчатому валу, который вызывает возвратно-поступательное движение нагружающего штока. Вращающиеся и совершающие возвратно-поступательное движение детали устройства уравновешены как статически, так и динамиически. При движении шток захватной частью воздействует на ролики, соединенные с концами образцов и вызывает деформацию образцов. Связанные с ними датчики нагрузки вырабатывают сигнал, используемый для регистрации нагрузки и для фиксации момента поломки образца (исчезновение сигнала).

Принципиальная (кинематическая) схема БЦН приведена на рис. 5, а, а общий вид изготовленного технологического образца БЦН показан на рис. 5, б.

На следующем этапе подготовки КЭ проводятся лабораторно-отработочные испытания БЦН с

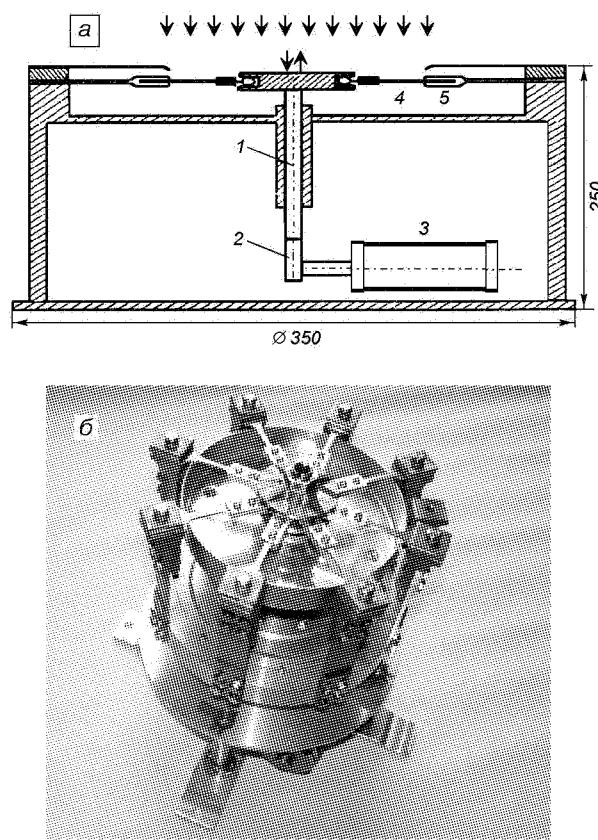


Рис. 5. Экспериментальная полетная установка «Цикл-1»: а — принципиальная схема блока циклического нагружения ЭПУ «Цикл-1» (1 — толкатель, 2 — эксцентрик, 3 — привод, 4 — образец, 5 — динамометр); б — технологический образец блока циклического нагружения ЭПУ «Цикл-1»

целью проверки соответствия его характеристик требованиям ТЗ по основному назначению, а именно:

- по амплитуде деформации испытываемых образцов;
- по величине нагрузки на образцы;
- по частоте нагружения образцов;
- по энергопотреблению привода БЦН в стационарном и пусковом режимах.

Испытания по полной программе к настоящему времени не завершены, однако полученные результаты свидетельствуют о правильности схемных и конструктивных решений и жизнеспособности конструкции БЦН. Обнаруженные в ходе испытаний отклонения от требований ТЗ

(в частности, по частоте нагружения образцов) и технологические погрешности при сборке БЦН устраняются. В результате выполнения полной программы испытаний будет проведена корректировка конструкторской документации.

#### ОЖИДАЕМЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕНИЯ КЭ «ПЕНТА—УСТАЛОСТЬ»

- Получение статистически достоверных данных о величине циклической долговечности материалов, используемых в конструкциях РС МКС, в условиях воздействия реальных ФКП. Эти данные необходимы для определения надежности силовых элементов конструкций космических аппаратов.
- Установление степени адекватности результатов усталостных испытаний, полученных в условиях реального космического полета, и результатов усталостных испытаний, полученных на существующем и вновь создаваемом украинском наземном оборудовании, имитирующем условия ФКП.
- Установление влияния ФКП при экспонировании в условиях длительного полета, на усталостные характеристики (циклическую долговечность, кривые усталости) материалов украинского производства при долевом финансировании проведения этих дорогостоящих экспериментов совместно с Россией.
- Создание украинской стендовой базы для сертификации и аттестации изделий и материалов космической техники на стойкость к воздействию ФКН.
- Коммерческое использование комплекса специального бортового оборудования для проведения космических экспериментов по определению циклической долговечности конструкционных материалов: проведение исследований по заказам заинтересованных отечественных и зарубежных заказчиков и/или серийный выпуск бортовой и наземной научной аппаратуры.

1. Гаврилов Р. В., Еременко В. В., Похил Ю. А. Исследование физических характеристик материалов космического назначения при воздействии факторов космического пространства // Тр. V Междунар. конф. «Вакуумные технологии и оборудование (ISVTE-5)». — Харьков, 2002.—С. 85—95.

2. Гаврилов Р. В., Похил Ю. А., Яковенко Л. Ф., Алексенко Е. Н., Лотotskaya V. A. Исследование влияния ФКП на циклическую долговечность материалов в условиях реального космического полета. КЭ «Пента—Усталость» // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 5/6.—С. 33—39.
3. Гринберг Н. М. Усталостное разрушение металлов и сплавов в высоком вакууме и при низких температурах: Докторская диссертация. — Харьков: ФТИНТ НАНУ, 1985.
4. Eremenko V. V., Cavrylov R. V., Pokhyl Yu. A. Space Project «Penta» Complex // Космічна наука і технологія.—2000.—6, № 4.—С. 43.
5. Pokhyl Yu. A., Yakovenko L. F., Aleksenko E. N., Lototskaya V. A. «Penta—Fatigue» Experiment, Influence of Space Factors on Fatigue Fractureresistance of Structural Materials // Космічна наука і технологія.—2000.—6, № 4.—С. 45.

**SCEINTIFIC EQUIPMENT AND MATERIALS  
FOR REALIZATION OF «PENTA—FATIGUE»  
SPACE EXPERIMENT**

Yu. A. Pokhyl, R. V. Gavrylov, L. F. Yakovenko,  
E. N. Aleksenko, V. K. Chernetskiy, A. Ya. Levin,  
V. A. Lototskaya

Some information on the present state of the preparation for the «Penta—Fatigue» space experiment to be carried out aboard the Russian Segment of the ISS is given. We consider the results of laboratory screening-testing with a technological prototype of the cyclic loading module, which is included into the set of onboard science-purpose apparatus-facilities, as well as the results of investigation of the influence of non-radiation factors of outer space environment on cyclic operational lifetime of the selected material, strain-hardened alloy AMg6 (Al-6% Mg). The results are derived with the use of the special simulation stand-rig.

УДК 629.7.015.3:533.6.011.8

В. П. Басс

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

Численные и экспериментальные исследования  
в динамике разреженного газа  
и их приложения в ракетно-космической  
технике

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Наведено короткий огляд основних результатів чисельних, експериментальних та натурних досліджень, які виконані колективом відділу динаміки розрідженої газу Інституту технічної механіки Національної академії наук і Національного космічного агентства України за останні 35 років.

Методы динамики разреженного газа и молекулярной газовой динамики нашли ряд современных приложений при разработке и эксплуатации объектов ракетно-космической техники. Здесь будет приведен краткий обзор основных результатов численных и экспериментальных исследований, полученных коллективом отдела «Динамики разреженного газа» ИТМ НАН и НКА Украины на протяжении последних 35 лет. Тематика отдела охватывает следующие основные направления:

- разработка и создание численных методов, алгоритмов и программных средств для проведения исследований аэродинамических, тепловых, фотометрических характеристик и процессов массопереноса в окрестности орбитальных и спускаемых космических аппаратов (КА);
- лабораторное моделирование условий полета, экспериментальные исследования особенностей взаимодействия сверхзвуковых нейтральных потоков разреженного газа с обтекаемыми поверхностями, проведение комплексных испытаний и калибровка бортовых измерительных систем и аппаратуры;

- разработка концепций, постановка и реализация космических научных и прикладных экспериментов.

**Аэрогазодинамика орбитальных и спускаемых КА.** На основе совместного применения регулярных методов, методов Монте-Карло и теории «локального взаимодействия» разработаны новые численные алгоритмы для определения аэрогазодинамических характеристик КА в различных режимах обтекания. Численное моделирование обтекания КА сложной формы в свободномолекулярном режиме является традиционно одним из основных тематических направлений коллектива отдела. Приоритетное внимание уделено построению эффективных численных алгоритмов учета эффектов интерференции, взаимного затенения элементов конструкции и их программной реализации, позволивших проводить многопараметрические исследования аэродинамических характеристик КА различного назначения.

Большая часть разработанных методик вошла в состав первого в СССР «Руководства для конструкторов по аэродинамике и теплообмену изделий РКТ в верхних слоях атмосферы Зем-

ли», созданного в 1982 г. вместе с представителями ведущих научно-исследовательских и проектных организаций (ЦНИИМАШ, ЦАГИ, НПО «Энергия», КБ «Южное», ЦКБМ и др.).

Решен комплекс задач по аэрогазодинамическому обеспечению международного проекта «Венера—Галлэй». Впервые в расчетной практике исследованы газодинамические особенности гиперзвукового ( $V \sim 80$  км/с) обтекания орбитального КА «Вега» газопылевым потоком при одновременном воздействии солнечной радиации. Выполненные исследования были использованы при выборе траектории полета КА в коме кометы Галлея, режимов работы систем ориентации и стабилизации, а также для обеспечения тепловой защиты комплекса научной аппаратуры.

Разработаны новые математические модели, построены эффективные алгоритмы и создано программное обеспечение (модуль «Массоперенос») для описания процессов массопереноса в окрестности КА, включая расчет трехмерных свободномолекулярных полей течений с учетом взаимодействия струй двигателевых установок (ДУ) с элементами конструкций.

Выполнены численные, экспериментальные и натурные исследования газового компонента собственной внешней атмосферы КА «Космос-1643» и «Космос-2007», в ходе которых выявлена корреляция ее параметров с вариациями среднего состава верхней атмосферы Земли, обусловленными разницей в гелиофизических условиях функционирования этих аппаратов.

Вариации молекулярного состава верхней атмосферы в результате солнечной и геомагнитной активности приводят к изменению режима обтекания КА. На высотах свыше 500 км над поверхностью Земли режим обтекания изменяется от гиперзвукового до сверхзвукового, что приводит к увеличению коэффициента сопротивления КА с высотой полета. Данное обстоятельство имеет место и при движении КА в атмосферах других планет.

**Экспериментальные исследования.** В 1988 г. при непосредственной финансовой поддержке НПО «Энергия» и КБ «Южное» в отделе была введена в эксплуатацию вакуумная аэrodinamическая установка (ВАУ-2М) с системой криогенной откачки (рис. 1), не уступающая по своим параметрам лучшим зарубежным установкам замкнутого типа, работающим по рефри-

Таблица 1. Основные технические параметры вакуумной аэrodinамической установки

Параметр	Значение параметра
Объем рабочей камеры	3.0 м <sup>3</sup>
Объем камеры источника	0.5 м <sup>3</sup>
Давление в рабочей камере	0.67...6.7 мПа
Давление в камере источника	6.7...67 мПа
Скорость откачки рабочей камеры	8000 л/с
Скорость откачки камеры источника	6000 л/с
Среднемассовая скорость потока	4...8 км/с
Степень ионизации потока	10 <sup>-2</sup> ...10 <sup>-6</sup>
Расходимость потока	3°
Диаметр ядра в рабочей камере	0.1 м

жераторному циклу. Основные технические параметры установки приведены в табл. 1.

На данной установке получен ряд новых результатов, касающихся:

- измерения эффективных сечений рассеяния атомов и молекул разреженного газа при столкновениях в диапазоне средних энергий взаимодействия (10 эВ);
- статических и динамических испытаний негерметичных отсеков КА, бортовой научной и служебной аппаратуры;
- определения коэффициентов обмена импульсом и индикаторов рассеяния сверхзвуковых нейтральных потоков на основных конструкционных материалах внешних покрытий КА (сплав АМГ-6, экранно-вакуумная теплоизоляция (ЭВТИ), фрагмент солнечной батареи, эмаль АК-12).

Эти результаты позволили провести натурные аэrodinамические эксперименты с помощью пассивных эталонных ИСЗ ПИОН, отделяемых от КА «Ресурс-Ф». Совместно с ЦСКБ, НТЦ «Наука» (г. Самара), НИИВЦ «Космос» (г. Москва) был реализован космический эксперимент «Вариация». Одновременно на одну и ту же орбиту запускались два сферических ИСЗ примерно одинаковых диаметров 30 см и масс 45—50 кг, но покрытых различными конструкционными материалами (сплав АМГ-6, стеклоткань (Si), нитроэмаль (АКА-12)). Привлечение существующих средств контроля космического пространства для получения информации об изменении периода обращения этих спутников позволило исключить плотность атмосферы из об-

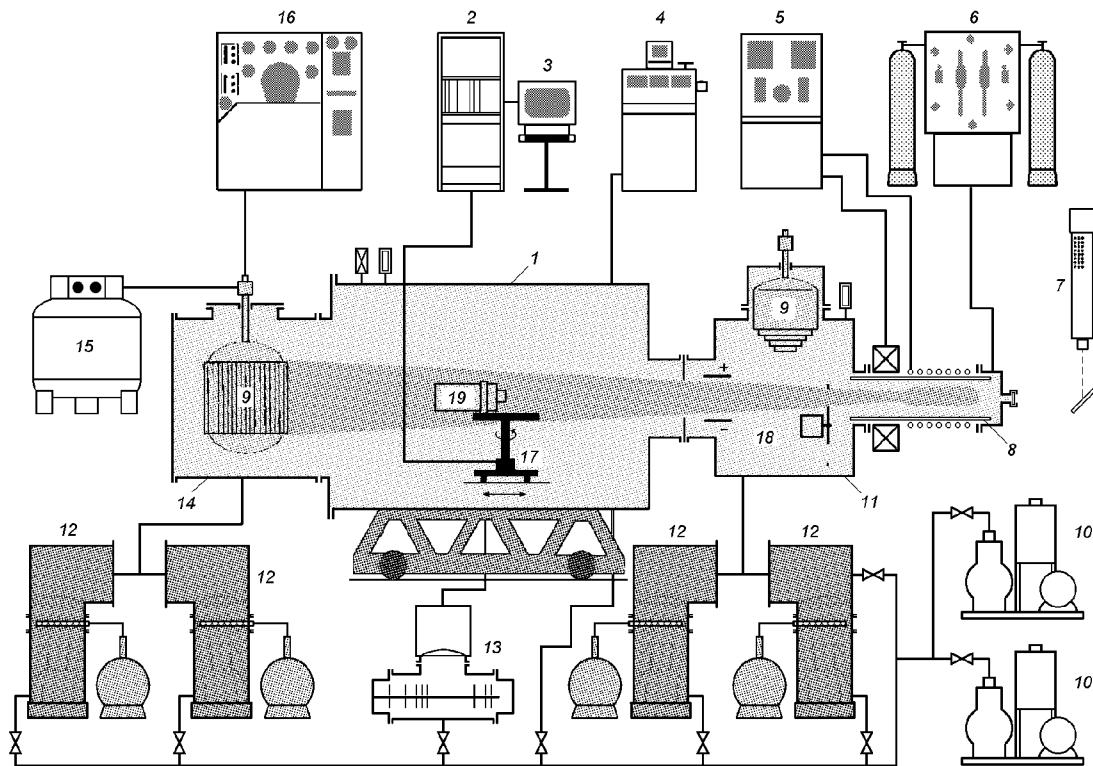


Рис. 1. Вакуумная аэродинамическая установка (ВАУ-2М) с системой криогенной откачки: 1 — рабочая камера; 2, 3 — автоматизированная система измерения и управления экспериментом (КАМАК, ПК IBM); 4 — гелиевый течеискатель ПТИ-7; 5 — блок питания плазменного источника; 6 — пульт газоснабжения источника; 7 — лазер газовый ЛГ-75-1; 8 — индукционный плазменный источник; 9 — криогенный вакуумный насос; 10 — форвакуумный насос ВН-6МГ; 11 — камера источника; 12 — высоковакуумный агрегат АВП-8; 13 — турбомолекулярный насос ТМН-200; 14 — вакуумный коллектор; 15 — цистерна с жидким азотом ЦТК-1/0,25; 16 — установка криогенная гелиевая КГУ-150/4,5; 17 — координатное устройство; 18 — модулятор ускоренного потока; 19 — объект исследования

Таблица 2. Результаты натурных и лабораторных экспериментов

Способ получения информации	$C_{X1}/C_{X2}$	$C_{X3}/C_{X4}$	$C_{X6}/C_{X5}$
Лабораторное моделирование	1.045	0.957	1.042
Натурный эксперимент	1.039	0.984	1.035

рабочиваемой информации и установить прямое расхождение коэффициентов сопротивления.

Результаты натурных и лабораторных экспериментов приведены в табл. 2.

Одним из перспективных научных направлений отдела является применение надувных трансформируемых пленочных зондов для получения данных о торможении спутников на

малых высотах. Первый эксперимент по трансформированию десятиметрового пленочного зонда был выполнен 18—19 августа 1991 г. с борта КА «Прогресс» при участии космонавтов, работавших в это время на ОК «Мир».

**Приложения молекулярной газовой динамики в космической технике.** Физическая аналогия между процессами молекулярного и радиационного переноса в вакууме позволила также адаптировать разработанное математическое и программное обеспечение применительно к решению актуальных задач космической баллистики, геодинамики, спутниковой фотометрии и лучистого теплообмена. В частности, были выполнены комплексные численные исследования возмущений, действующих со стороны сил негравитационного происхождения на геодинами-

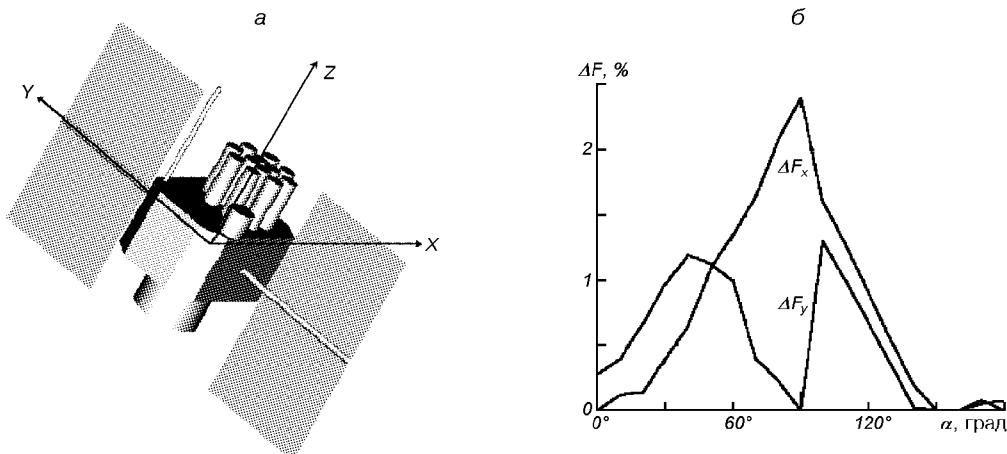


Рис. 2. *a* — КА GPS «Block II», *б* — погрешности  $\Delta F_x$  и  $\Delta F_y$  определения сил солнечного давления

ческие спутники и спутники глобальных навигационных систем: «Эталон», ГЛОНАСС, GPS.

К основным задачам, решаемым с помощью спутников глобальных навигационных систем США (GPS) и России (ГЛОНАСС), а также геодинамических ИСЗ (LAGEOS и «Эталон» соответственно), относятся задачи определения параметров вращения Земли (ПВЗ) и обеспечения земной системы координат. При этом предъявляются достаточно высокие требования к математическому и программному обеспечению для обработки орбитальной и наземной информации с целью достижения точности 1 см для координат полюса Земли; 0.1 мс/сут для всемирного времени; 1–3 см для координат наземных пунктов.

Для определения ПВЗ с требуемой точностью движение спутников GPS и ГЛОНАСС по орбите должно моделироваться с точностью 30 см на суточном интервале времени. При этом точность должна оставаться на субметровом уровне при использовании более протяженных дуг — до 30 сут. Из этого следует, что для достижения точности 30 см положения спутника на интервале в 1 сут модель движения должна включать силы, приводящие к ускорению  $10^{-9}$  м/с<sup>2</sup> и более. Таким образом, влияние солнечного давления на спутник должно моделироваться с точностью не хуже 1 %. Для спутников GPS компанией «Рокуэлл Интернешнл» разработаны стандартные модели учета прямого солнечного излучения: ROCK-4 (для спутников типа

«Block I») и ROCK-42 (для спутников типа «Block II»). Эти модели учитывают геометрию спутников, взаимное затенение элементов поверхности.

На рис. 2, *б* показаны погрешности  $\Delta F_x$  и  $\Delta F_y$  в определении сил солнечного давления, действующих на КА GPS, в проекциях на оси *X* и *Y* в зависимости от ориентации на Солнце, обусловленные различиями методик определения взаимного затенения элементов конструкции КА. Разработанная в отделе модель «геометрической оптики» позволяет построить практически точный численный алгоритм учета эффектов затенения. В программе же ROCK-42 взаимное затенение элементов навигационных антенн, а также учет теней, отбрасываемых антеннами на корпус КА, осуществляется приближенно. Как видно из представленного графика, погрешности сил солнечного давления, обусловленные влиянием эффектов взаимного затенения элементов конструкции, являются определяющими для данного класса спутников и могут достигать величины порядка 2.5 %.

Был выполнен численный анализ негравитационных возмущений, действовавших на ИСЗ «Эталон» (рис. 3) с учетом отражательной способности элементов конструкции. В процессе вычислений считалось, что 2140 уголковых световозвращателей равномерно распределены по поверхности спутника, и их суммарная площадь составляет 24 % от его боковой поверхности. В расчетах использовалась также угловая зависи-

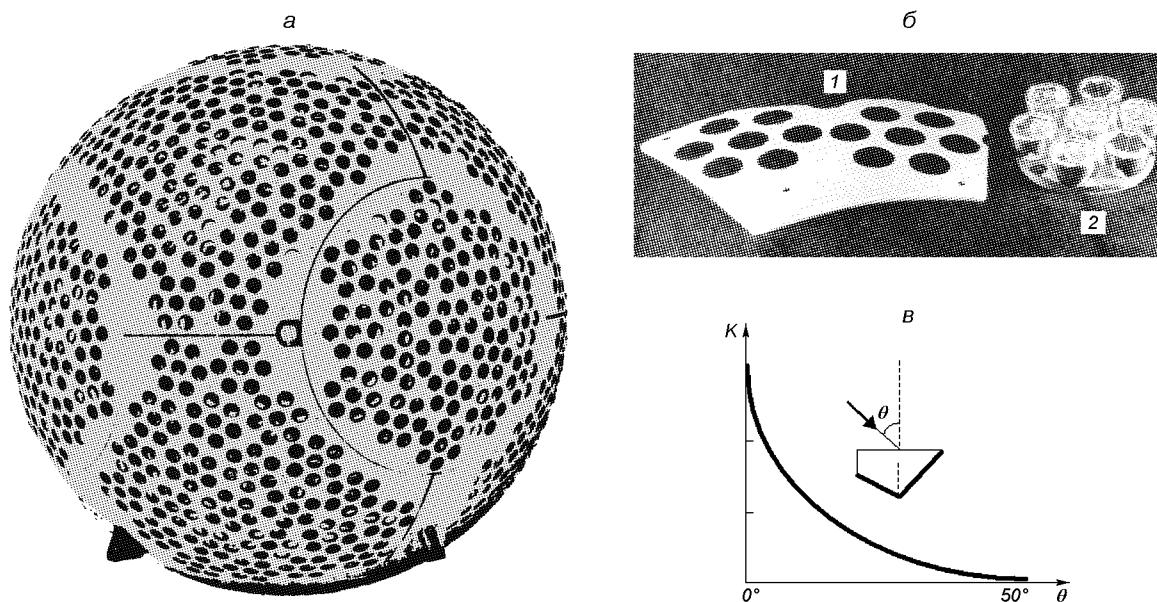


Рис. 3. ИСЗ «Эталон»: а — общий вид; б — конструкционные элементы внешнего покрытия (1 — светорассеивающая панель, 2 — световозвращающая панель с уголковыми отражателями); в — угловая зависимость коэффициента возвращения уголкового отражателя

мость коэффициента обратного отражения  $K(\theta)$  для данного типа световозвращателей. Значения коэффициента нормированы на величину отраженного радиационного потока при нормальном падении солнечных лучей на входную грань световозвращателей ( $\theta = 0$ ). Априорные (предполетные) оценки показали, что значения коэффициента потока импульса солнечных лучей  $C_{Fx}$  на поверхность ИСЗ «Эталон» лежат в пределах  $C_{Fx} = 1.22 \dots 1.28$ . Разброс в третьей значащей цифре коэффициента  $C_{Fx}$  указывает на степень неопределенности отражательной способности световозвращателей при углах падения  $\theta > 60^\circ$ . Первая цифра соответствует расчетам в случае зеркального отражения и полного поглощения для этих углов падения, а вторая — в случае полного диффузного рассеяния. Диапазон значений этого коэффициента в случае зеркальной и диффузной модели отражения для всей сферической поверхности спутника составляет  $C_{Fx} = 1.0 \dots 1.44$ . Апостериорный анализ данных дальномерии показал, что значения этого коэффициента лежат в пределах  $C_{Fx} = 1.20 \dots 1.23$ . Совпадение расчетных и наблюденных коэффициентов можно считать идеальным.

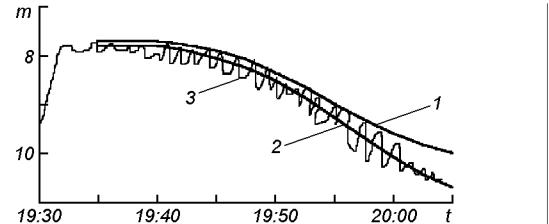


Рис. 4. Кривые блеска для КА типа «Радуга»: 1 — расчеты без учета взаимного затенения элементов конструкции, кривая 2 — с учетом затенения, 3 — наземные наблюдения

Методы вычислительной аэрогазодинамики оказались весьма эффективными для решения широкого круга задач спутниковой фотометрии, а также построения физических и математических моделей свечения КА.

В качестве примера на рис. 4 показано сравнение результатов расчета кривых блеска для КА типа «Радуга» ( $H = 36000$  км) с данными наземных наблюдений (волнистая кривая), выполненных 12.10.1990 г. за период времени с 19<sup>h</sup>30<sup>m</sup> до 20<sup>h</sup>05<sup>m</sup>. Кривая 1 соответствует расчетам без учета взаимного затенения элементов конструкции, кривая 2 — с учетом. В процессе движения КА панели СБ периодически подворачивались для соответствующей ориентации на

Солнце, что вызывало их «дрожание». Дрожание батарей с амплитудой 1° хорошо объясняет поведение наблюданной кривой блеска.

Разработанный математический аппарат для расчета аэрогазодинамических характеристик был модифицирован применительно к задачам внешнего молекулярного и радиационного теплообмена КА. Среди основных источников внешнего нагрева элементов КА выделены: прямые потоки солнечного излучения, молекулярные тепловые потоки («кинетический» нагрев и нагрев в результате рекомбинации атомарного кислорода верхней атмосферы на обтекаемых поверхностях), а также потоки инфракрасного излучения Земли и отраженные ее поверхностью потоки солнечного излучения.

Работы отдела удостоены премии НАН Украины имени М. К. Янгеля (1994 г.) и Государственной премии Украины в области науки и техники (1997 г.).

1. Абрамовская М. Г., Аксютенко А. Н., Басс В. П. и др. Экспериментальные исследования в динамике разреженного газа // Техническая механика.—2002.—№ 2.—С. 45—57.
2. Басс В. П. Постановка физических и аэрономических экспериментов в космосе // Техническая механика.—1999.—№ 1.—С. 94—102.
3. Басс В. П. Результаты численных и экспериментальных исследований в области молекулярной газовой динами-

ки и их приложения // Техническая механика.—2001.—№ 1.—С. 63—85.

4. Басс В. П. Применение методов динамики разреженного газа при разработке и эксплуатации изделий ракетно-космической техники // Техническая механика.—2001.—№ 2.—С. 52—63.
5. Басс В. П., Петрушенко Н. В., Печерица Л. Л., Тарасов В. Б. Аэрогазодинамическое сопровождение перспективных космических проектов // Проблемы управления и информатики.—2004.—№ 6.—С. 41—51.
6. Басс В. П. Модели и методы молекулярной газовой динамики и их применение в ракетно-космической технике // Техническая механика.—2005.—№ 2.—С. 106—119.
7. Басс В. П., Печерица Л. Л. Численное моделирование стационарного осесимметричного обтекания затупленного конуса в переходном режиме обтекания // Вісник Дніпропетровського ун-ту. Механіка.—2005.—1, вип. 9.—С. 57—66.

#### NUMERICAL AND EXPERIMENTAL STUDIES IN RAREFIED GAS DYNAMICS AND THEIR APPLICATION IN ROCKET-SPACE ENGINEERING

V. P. Bass

We give a brief review of the basic results of the numerical, experimental and full-scale investigations performed in the department of “Rarefied Gas Dynamics” of the Institute of Technical Mechanics of the National Academy of Sciences and National Space Agency of Ukraine for the last 35 years.

УДК 629.783.06-533.6

Ю. В. Петров<sup>1</sup>, Б. М. Рассамакин<sup>2</sup>,  
Т. А. Тарапона<sup>1</sup>, В. С. Хорошилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Державне конструкторське бюро «Південе» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

<sup>2</sup>Національний технічний університет України (Київський політехнічний інститут)

## Оценка влияния на тепловой режим КА отклонений от номинальных значений теплофизических параметров

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Обрнутовано необхідність точної інформації про реальні значення теплофізичних параметрів для КА з пасивною системою терморегулювання. За даними телеметричної інформації від давачів температури на КА АУОС-СМ-КФ методом розв'язку оберненої задачі проведено аналіз деградації чорної емалі АК-512 і визначено ефективну теплопровідність стільникової панелі та будованих у неї теплових труб.

На микроспутниках, получивших в последнее время широкое распространение, тепловой режим обеспечивается в основном с помощью пассивных средств терморегулирования, к которым относятся терморегулирующие покрытия с заданными значениями оптических коэффициентов  $A_s$  и  $\varepsilon$ , тепловые трубы, чехлы из экранно-вакуумной изоляции, тепловые изолаторы и др.

Реализация пассивного терморегулирования возможна только при условии неизменности (или незначительном изменении) теплофизических характеристик средств терморегулирования в течение всего срока эксплуатации на орбите.

В наземных условиях исследование изменения значений оптических коэффициентов терморегулирующих покрытий (ТРП) проводилось на специальных установках с имитацией воздействия отдельных факторов космического пространства.

Наиболее достоверную информацию о стойкости элементов пассивного терморегулирования к комплексному воздействию факторов космического пространства можно получить при прове-

дении натурных испытаний. Исследования образцов покрытий, проведенные на станции «Мир» (для орбит до 400 км), показали, что коэффициент поглощения солнечного излучения  $A_s$  на черной эмали АК-512 уменьшается со временем. На более высоких орbitах исследования деградации черных покрытий и эффективной теплопроводности труб до настоящего времени не проводились.

Поэтому на раме блока панелей КА АУОС-СМ-КФ была установлена экспериментальная сотопанель со встроенными тепловыми трубами [1], на обе поверхности которой наносилась ТРП — черная эмаль АК-512. На панели установлено четыре датчика температуры, по показаниям которых можно судить о деградации ТРП и эффективной теплопроводности тепловых труб.

Кроме того, с течением времени в паровой полости труб под воздействием процессов химического взаимодействия теплоносителя с материалом труб, а также жесткого рентгеновского излучения могут выделяться неконденсирующи-

еся газы, которые приводят к ухудшению эффективной теплопроводности труб. В ходе эксперимента по показаниям датчиков температуры также можно определить и степень изменения эффективной теплопроводности труб.

КА АУОС-СМ-КФ запущен 31.07.01 на круговую орбиту с минимальной высотой 505 км и максимальной высотой 544 км; наклонением 82.5°; точностью ориентации базовой оси на центр диска Солнца — не хуже 10'; нормалью к рабочей поверхности сотопанели, направленной на Солнце с точностью  $\pm 2^\circ$ .

Узкий диапазон значений в изменении ориентации сотопанели позволяет с достаточной достоверностью рассчитывать падающие на ее поверхность тепловые потоки от Солнца, благодаря чему с высокой степенью точности можно определять значения оптических коэффициентов поверхностей панели.

В ходе эксперимента решались две задачи.

1. Определение деградации оптических коэффициентов терморегулирующего покрытия — эмали АК-512 черной.

2. Определение эффективной теплопроводности и стабильности тепловых труб в условиях невесомости в течение всего срока эксплуатации.

Устанавливаемая на КА АУОС-СМ-КФ сотопанель с размерами в плане 495×492 мм состоит из сот и обшивок. В качестве обшивок использованы алюминиевые листы толщиной 0.4 мм. Соты выполнены из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм. Ячейки сот шестиугольные со сторонами 5 мм. Глубина ячейки сот 40 мм. Толщина сотовой панели 41 мм.

Наружная поверхность сотопанели покрыта черной эмалью АК-512 с начальными значениями оптических коэффициентов рабочей и тыльной поверхностей  $A_s = 0.98$  [2] и  $\varepsilon = 0.75$ .

Рабочая сторона сотопанели закрыта экраном ЭВТИ, в котором находятся два выреза размером 120×150 мм. С тыльной стороны сотопанели установлен экран ЭВТИ размером 248×180 мм. Местоположение экранов ЭВТИ и вырезов в них показано на рис. 1.

Внутри сотопанели установлены две тепловые трубы, приклешенные к рабочей (солнечной) обшивке сотопанели. Для контроля температуры обшивок на сотопанели установлены четыре датчика температуры:

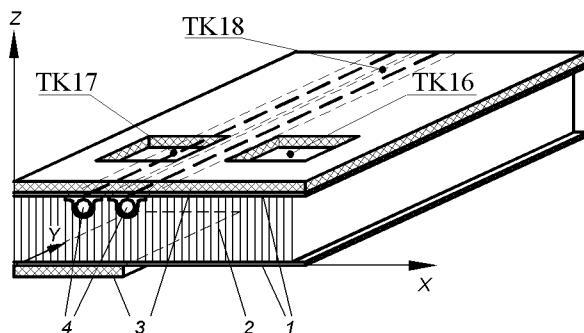


Рис. 1. Конструкция приборной сотовой панели и ее компоненты: 1 — обшивка, 2 — сотозаполнитель, 3 — экранно-вакуумная тепловая изоляция (ЭВТИ), 4 — тепловая труба, TK16, TK17, TK18 — датчики температуры

Таблица 1. Масса и теплоемкость элементов конструкции

Наименование	Количество	m, г	Удельная теплоемкость c, Дж/(кг·К)
Рабочая сторона сотопанели (с учетом тепловых труб)	1	790	900
Тыльная сторона сотопанели	1	520	900
Боковые грани:			
левая и правая	2	410	900
передняя и задняя	2	430	
Экран ЭВТИ:			
над рабочей стороной	1	350	1047
над тыльной стороной	1	15.8	

- TK16, TK17, TK18 — на рабочей поверхности обшивки (два из них вдоль труб);
- TK15 — на тыльной поверхности обшивки.

При этом датчики TK15 и TK16 предназначены для определения перепада температур по толщине сотопанели, а датчики TK17 и TK18 — по длине участков сотопанели с трубами.

Масса и теплоемкость элементов конструкции приведены в табл. 1.

Для расчета теплового режима сотопанели и оценки влияния изменения оптических коэффициентов на температуры сотопанели была разработана геометрическая и тепловая математическая модель.

При разработке математической модели учитывается теплоподвод от внешних источников тепла, излучение тепла в окружающее про-

странство, перетекание его по сотам и обшивкам, а также переизлучение между обшивками.

Особое влияние на перепад температур между обшивками сотопанели оказывает эффективное термическое сопротивление за счет теплопроводности по толщине сотопанели, которое определяется из соотношения

$$R_z = 2R_{\text{общ}} + 2R_{\text{кл}} + R_{\text{сот}}, \quad (1)$$

где

$$R_{\text{общ}} = \frac{\ln(D/d)}{\lambda_{\text{общ}} 2\pi h_{\text{общ}}}$$

— термическое сопротивление обшивки,  $D$  и  $d$  — диаметры начала и конца передачи тепла участка обшивки,  $\lambda_{\text{общ}}$  — теплопроводность обшивки,  $h_{\text{общ}}$  — толщина обшивки,  $R_{\text{кл}} = \delta_{\text{кл}} / (\lambda_{\text{кл}} F_{\text{кл}})$  — термическое сопротивление kleевого соединения,  $\delta_{\text{кл}}$  — толщина kleевого соединения,  $\lambda_{\text{кл}}$  — теплопроводность kleя,  $F_{\text{кл}} = nba\delta_{\phi}$  — площадь контакта kleя с сотой,  $n$  — количество сот на расчетном участке,  $a$  — сторона соты,  $\delta_{\phi}$  — толщина фольги,  $R_{\text{сот}} = h_{\text{сот}} / (\lambda_z^{\phi} F_{\text{уq}})$  — термическое сопротивление по сотозаполнителю,  $h_{\text{сот}}$  — толщина сотозаполнителя,  $\lambda_z^{\phi} = \frac{8\sqrt{3}}{9} \frac{\delta_{\phi}}{a}$  — эффективная теплопроводность сотозаполнителя,  $\lambda_{\text{сот}}$  — теплопроводность сотозаполнителя,  $F_{\text{уq}}$  — площадь поверхности касания сот с обшивкой.

Подставляя в выражение (1) численные значения коэффициентов:

$$D = 4.6 \text{ см}, \quad d = 2 \text{ см}, \quad \lambda_{\text{общ}} = 117 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{К}^{-1},$$

$$h_{\text{общ}} = 4 \text{ мм}, \quad \delta_{\text{кл}} = 81.7 \text{ мкм}, \quad \lambda_{\text{кл}} = 0.5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{К}^{-1},$$

$$n = 8, \quad a = 5 \text{ мм}, \quad \delta_{\phi} = 30 \text{ мкм}, \quad F_{\text{кл}} = 7.2 \text{ мм}^2,$$

$$h_{\text{сот}} = 4.1 \text{ см}, \quad \lambda_{\text{сот}} = 155 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{К}^{-1}, \quad \lambda_z^{\phi} = 1.43,$$

получим

$$R_{\text{общ}} = 0.283 \text{ К/Вт}, \quad R_{\text{кл}} = 22.717 \text{ К/Вт},$$

$$R_{\text{сот}} = 54 \text{ К/Вт}, \quad R_z = 100 \text{ К/Вт}.$$

Расчеты по выбранной модели проводились для условий внешнего теплоподвода, которые соответствовали дате 07.11.2003 г. (по истечению 27 месяцев после запуска КА). Условия внешнего теплоподвода определялись по баллистическим параметрам на период с 03.11.2003 по 11.11.2003 гг.

Таблица 2. Значения оптических коэффициентов на поверхностях основных расчетных узлов:  $A_s$  — коэффициент поглощения солнечного излучения в видимом диапазоне,  $\varepsilon$  — степень черноты

Поверхность	$A_s$	$\varepsilon$	Покрытие
Наружная поверхность сотопанели	0.95...0.98	0.75	эмаль АК-512
Наружная поверхность датчиков температуры	0.6	0.5	полиимидная пленка
Экран ЭВТИ	0.7	0.8	ткань капроново-каркасная
Боковые грани сотопанели	0.6	0.8	Ан. Окс. упл.

Для определения более полного совпадения расчетных значений температуры сотопанели с данными ТМ-информации расчеты проводились для нескольких значений коэффициентов поглощения солнечного излучения  $A_s = 0.95...0.98$ . Значения оптических коэффициентов на поверхностях основных расчетных узлов приведены в табл. 2. Изменение температуры в течение витка для датчиков температуры TK15, TK16, TK17 и TK18 представлено на рис. 2. Значения теплофизических характеристик сотопанели со встроенными тепловыми трубами определялись с использованием телеметрической информации по датчикам температуры TK15-TK18, представленной на рис. 3. Видно, что наилучшее совпадение температур соответствует  $A_s = 0.98$  (рис. 4). Это свидетельствует об отсутствии деградации терморегулирующего покрытия АК-512 черного на орбитах высотой свыше 500 км за 27 месяцев эксплуатации.

Эффективную теплопроводность участка сотопанели с тепловыми трубами можно определить из уравнения теплового баланса:

$$A_s S_0 F_n \cos(n, \hat{s}) - \varepsilon \sigma F_n T_{\text{K17}}^4 - \frac{\lambda}{\delta} F_{\text{cn}} (T_{\text{K17}} - T_{\text{K18}}) = 0, \quad (2)$$

где  $A_s$  — коэффициент поглощения солнечного излучения,  $S_0$  солнечная постоянная,  $n, \hat{s}$  — угол между нормалью к поверхности сотопанели и направлением на Солнце,  $\varepsilon$  — степень черноты,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $T_{\text{K17}}, T_{\text{K18}}$  — температуры участков сотопанели

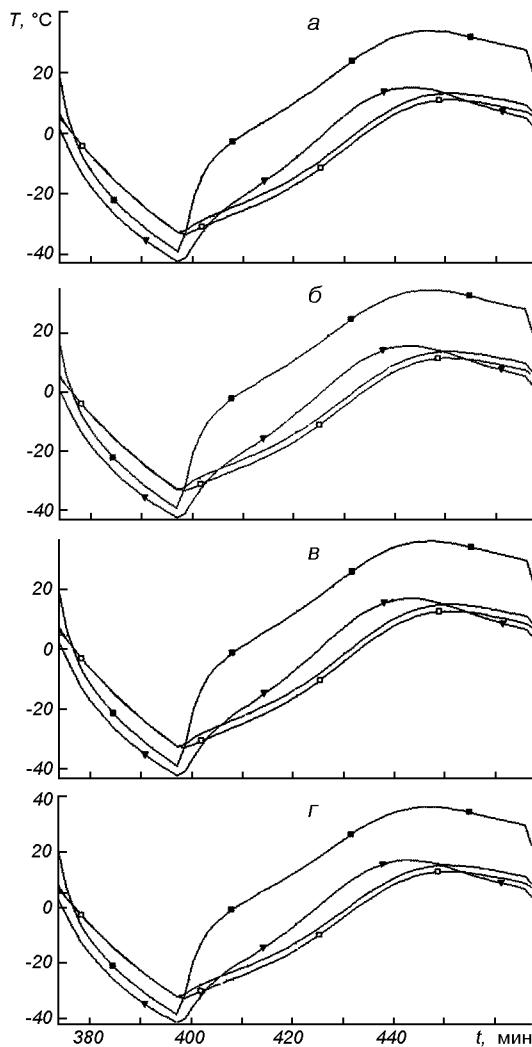


Рис. 2. Изменение температуры в течение витка для  $A_s = 0.98$  (а), 0.97 (б), 0.96 (в), 0.95 (г)

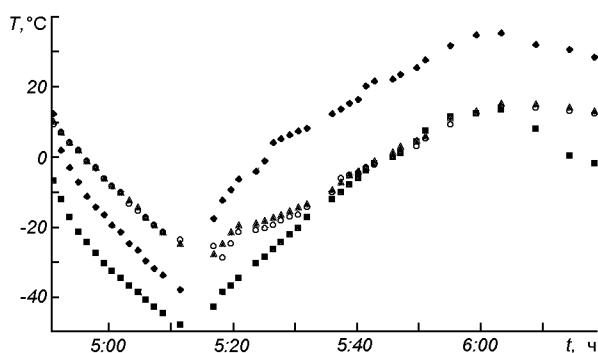


Рис. 3. Изменение температуры датчиков TK15, TK16, TK17 и TK18 по данным ТМ-информации

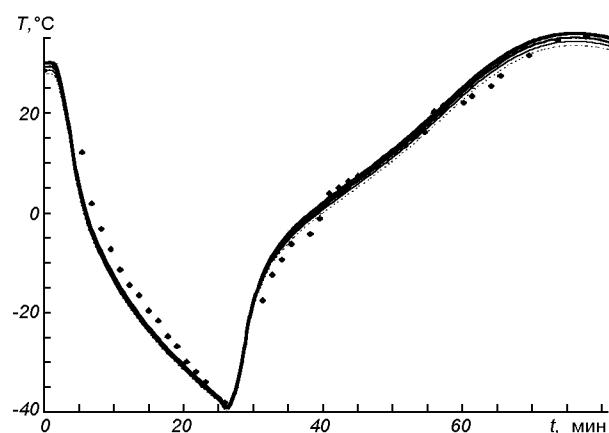


Рис. 4. Изменение температуры датчика TK16 в течение витка для  $A_s = 0.95 \dots 0.98$

Таблица 3. Значения  $T_{K17}$  и  $T_{K18}$  по данным ТМ-информации

Дата	Номер витка	Температура датчика TK17, °C	Температура датчика TK18, °C	$\Delta T$ , °C	$\lambda$ , Вт/(м·К)
31.07.2001	13	15.66	14.61	1.05	2755.6
10.10.2001	1292	16.1	15.06	0.95	2989.6
23.11.2001	2118	17.33	16.31	1.02	2816.9
17.05.2002	4675	21.43	20.4	1.03	2744.3
27.01.2003	8841	14.59	13.57	1.02	2849.7

зоны испарения и конденсации тепловой трубы соответственно,  $\lambda$  — эффективный коэффициент теплопроводности,  $F_n$  — площадь подвода и отвода тепла,  $\delta$  — длина транспортной зоны (расстояние между датчиками температуры),  $F_{cn}$  — поперечное сечение транспортной зоны.

Решая уравнение (2) относительно  $\lambda$ , получим

$$\lambda = \frac{A_s S_0 F_n \cos(n, \hat{s}) - \varepsilon \sigma F_n T_{K17}^4}{(F_{cn}/\delta)(T_{K17} - T_{K18})}. \quad (3)$$

Значения  $T_{K17}$  и  $T_{K18}$  представлены в табл. 3.

Подставляя в (3) значения коэффициентов  $A_s = 0.98$ ,  $S_0 = 1400 \text{ Вт}/\text{м}^2$ ,  $F_n = 0.0081 \text{ м}^2$ ,  $\varepsilon = 0.75$ ,  $\delta = 29.7 \text{ см}$ ,  $F_{cn} = 0.00084 \text{ м}^2$ ,  $\sigma = 56.7 \text{ нВт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-4}$ , определим величину эффективной теплопроводности  $\lambda$  для различных значений  $\Delta T$ , приведенные в табл. 3. Как видно, значения эффективной теплопроводности тепло-

вых труб, вычисленные для разных сроков эксплуатации их на орбите, отличаются незначительно — не более 8 %, что свидетельствует о высокой стабильности теплопроводящей способности труб.

Незначительные расхождения значений эффективной теплопроводности могут быть объяснены погрешностью показаний датчиков температуры, которая по результатам измерения температур на технической позиции при подготовке КА АУОС-СМ-КФ к пуску составила не более 0.8 °C.

1. Рассамакин Б. М., Тараков Г. В., Хайрнасов С. М. и др. Моделирование и анализ результатов наземных и летних испытаний сотопанели с тепловыми трубами на космическом аппарате АУОС-СМ-КФ // Научно-техн. сб. «Космическая техника. Ракетное вооружение». — Днепропетровск: ГКБ «Южное», 2004.—С. 264—276.

2. Silverman E. M. Space environmental effects on spacecraft: LEO materials selection guide // Progress Rep. — 1995.— P. 1099—10101. (TRW Space and Electronics Group, Redondo Beach, California. Contract NAS1-19291.April 1993 through March 1995).

#### **ESTIMATE OF THE INFLUENCE OF THERMOPHYSICAL PARAMETER DEVIATIONS ON SC THERMAL REGIME**

**Yu. V. Petrov, B. M. Rassamakin, T. A. Taranova  
V.S.Khoroshyllov**

The necessity of accurate information on actual values of thermophysical properties for the SC with passive thermal control system is substantiated. On the basis of the telemetry information from the temperature sensors of the AUOS-SM-KF SC, the degradation of black enamel AK-512 is analyzed using inverse-scattering method as well as effective thermal conductivity of honeycomb panel and embedded heat-pipes is estimated.

УДК 52.626+520.85

В. П. Кузьков<sup>1</sup>, В. Н. Недашковский<sup>1</sup>,  
С. Н. Савенков<sup>2</sup>, С. В. Кузьков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

<sup>2</sup>Київський національний університет ім. Тараса Шевченко

Исследование  
передающего  
экспериментов  
**ARTEMIS**

поляризации  
модуля  
с  
**ESA**

для  
геостационарным

лазерного  
коммуникационных  
спутником

*Надійшла до редакції 14.04.05*

Для лазерних комунікаційних експериментів з геостаціонарним супутником ARTEMIS (ESA) необхідно виконати певні вимоги для поляризації лазерного випромінювання. Досліджено лінійну поляризацію лазерного працюючого модуля. Перетворено лінійну поляризацію в необхідну вліво — кругову поляризацію з характеристиками, які задовільняють вимогам бортового лазерного комунікаційного терміналу зв'язку супутника ARTEMIS.

## ВВЕДЕНИЕ

Ведущие космические агентства в настоящее время последовательно реализуют программы создания систем лазерной связи в открытом космосе и системы лазерной связи космическое пространство — земная поверхность.

Системы лазерной связи в открытом космосе более перспективны для межспутниковых систем передачи информации, так как они обеспечивают сверх узкую диаграмму направленности при малых габаритах, энергопотреблении и скоростях передачи до нескольких Гбит/с.

При реализации лазерных систем связи между низкоорбитальным спутником и геостационарным спутником появляется возможность длительной передачи больших объемов информации с низкоорбитального спутника на геостационарный спутник с последующей его ретрансляцией на наземную станцию в квазиреальном масштабе времени.

Именно такую систему разработало Европейское космическое агентство (ESA). В 1998 г. ESA

был запущен Д33 спутник SPOT-4 с лазерным терминалом связи для взаимодействия с геостационарным спутником. В продолжение этой программы проведения экспериментов с лазерными каналами связи 12 июля 2001 г. был запущен спутник ARTEMIS (ESA) с лазерным терминалом связи SILEX борту для приема больших объемов информации с низкоорбитального спутника SPOT-4 и проведения экспериментов с Оптической наземной станцией (OGS) ESA. С промежуточной круговой орбиты высотой 31000 км в ноябре 2001 г. впервые в мире была успешно проведена ретрансляция информации со спутника SPOT-4 по лазерному каналу связи на спутник ARTEMIS и с него по радиоканалу на наземную станцию [7]. Были так же впервые в мире проведены эксперименты по передаче информации со спутника ARTEMIS на OGS ESA на Канарских островах [5]. В конце января 2003 г. спутник был выведен в запланированную точку геостационарной орбиты над 21.5° в. д. Планируемый ресурс спутника 10 лет.

В настоящее время регулярно проводятся сеансы связи по передаче информации со спутника SPOT-4 на геостационарный спутник ARTEMIS с использованием лазерных терминалов связи, а так же продолжаются исследовательские лазерные коммуникационные эксперименты через земную атмосферу между OGS ESA и спутником ARTEMIS. При этом используется лазерная передающая система OGS с использованием твердотельного лазера на основе титан-сапфирового диэлектрического кристалла и настройкой инверсионного уровня с помощью аргонового лазера [5].

После соответствующих расчетов нами было показано [1—3], что аналогичные эксперименты по приему-передаче информации лазерным каналом связи и исследованию влияния атмосферы на распространение лазерного излучения между геостационарным спутником и наземной станцией можно проводить также с использованием полупроводниковых лазеров и астрономических телескопов. Эти расчеты были проверены и подтверждены специалистами ESA на протяжении их визита в Главную астрономическую обсерваторию НАН Украины летом 2002 г.

Японское космическое агентство также участвует в этой программе ESA. Готовится к запуску низкоорбитальный спутник OICETS с лазерным терминалом связи LUCE для проведения экспериментов, аналогичных экспериментам на спутнике SPOT-4.

В сентябре 2003 г. полетный лазерный терминал связи LUCE с использованием полупроводниковых лазеров также был испытан на OGS ESA. Испытания проводились в основном с поддержкой лазерной передающей системы OGS. Успехом завершились эксперименты по лазерной связи между терминалом LUCE и спутником ARTEMIS как с поддержкой OGS, так и без нее [8].

Результаты экспериментов с лазерным терминалом связи LUCE подтвердили на практике наши расчеты и наши технические решения в разработке аппаратуры для экспериментов со спутником ARTEMIS.

В рамках представленной работы приводятся результаты исследования поляризации лазерного передающего модуля и ее преобразования в необходимую левокруговую поляризацию.

## ТРЕБОВАНИЯ К ПРИЕМНО-ПЕРЕДАЮЩИМ ЛАЗЕРНЫМ КАНАЛАМ

Приемно-передающая система наземной оптической станции (телескопа) должна принять сигнал от сканирующего лазерного маяка спутника в диапазоне  $\lambda = 797\ldots808$  нм и послать ответный лазерный луч в диапазоне  $\lambda = 843\ldots852$  нм по истечении не более 0.3 с. По ответному лучу осуществляется наведение узкого коммуникационного луча со спутника на наземную станцию. При этом лазерный луч наземной оптической станции должен непрерывно сопровождать спутник во время всего процесса его наведения и в дальнейшем. Из-за нештатного режима вывода на орбиту спутник имеет не стабильное положение в точке позиционирования с амплитудой отклонения около  $4^\circ$ .

После наведения спутник начинает излучать узкий (5.5 мкрад) коммуникационный луч в диапазоне  $\lambda = 815\ldots825$  нм со скоростью передачи 2.048 Мбит/с и применением 2PPM-кодировки сигнала. Наземная оптическая станция (телескоп) должна обеспечить наведение ответного коммуникационного луча на спутник со скоростью передачи 50 Мбит/с при NRZ-кодировке сигнала в диапазоне длин волн  $\lambda = 843\ldots852$  нм.

После приема лазерного коммуникационного сигнала с соответствующими параметрами от наземной оптической станции (телескопа) спутник постепенно увеличивает мощность излучаемого сигнала, который должен обеспечить освещенность наземной станции лазерным излучением около  $40 \text{ нВт}/\text{м}^2$ . Наземная лазерная передающая система должна обеспечивать освещенность спутника лазерным модулированным излучением на уровне более  $90 \text{ нВт}/\text{м}^2$ . При этом максимально разрешаемая плотность облучения спутника составляет  $900 \text{ нВт}/\text{м}^2$ .

На всех этапах работы со спутником поляризация лазерного излучения, посыпанного на спутник, должна быть левокруговой (LHCP) поляризацией при отклонении от идеальной левокруговой поляризации менее 2.5. Поэтому правильное значение поляризации излучаемого и принимаемого лазерных сигналов очень важно при коммуникационных экспериментах со спутником.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Поляризационные характеристики лазерного излучения как монохроматического оптического излучения в общем виде определяются параметрами Стокса. Напомним, что вектор Стокса имеет вид  $\mathbf{I} = [I, Q, U, V]$ , где  $I, Q, U$  и  $V$  — параметры Стокса, определяющие поляризационные характеристики излучения. Параметры Стокса характеризуют эллипсометрические свойства плоской электромагнитной волны [4]:

$$E_{0\theta} = a_\theta \exp(i\Delta_\theta), \quad E_{0\varphi} = a_\varphi \exp(i\Delta_\varphi),$$

где  $E_{0\theta}, E_{0\varphi}$  — компоненты электрического поля,  $a_\theta, a_\varphi$  — позитивные компоненты во взаимно ортогональных направлениях  $\theta, \varphi$ , имеющие реальные фазы колебаний  $\Delta_\theta, \Delta_\varphi$ . Параметры Стокса плоской электромагнитной волны связаны соотношением  $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$ .

В общем виде параметры Стокса определяются выражением

$$\begin{aligned} I &= 1/2\sqrt{(\varepsilon/\mu)}(a_\theta^2 + a_\varphi^2), \\ Q &= 1/2\sqrt{(\varepsilon/\mu)}(a_\theta^2 - a_\varphi^2), \\ U &= -1/2\sqrt{(\varepsilon/\mu)}a_\theta a_\varphi \cos\Delta, \\ V &= \sqrt{(\varepsilon/\mu)}a_\theta a_\varphi \sin\Delta, \end{aligned}$$

где  $\varepsilon, \mu$  — диэлектрические и магнитные составляющие среды распространения,  $\Delta = \Delta_\theta - \Delta_\varphi$ .

В общем случае степень поляризации  $P$  излучения, а также степени линейной и круговой поляризации  $P_L, P_C$  определяются выражениями:

$$\begin{aligned} P &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \\ P_L &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \\ P_C &= \frac{V}{I}. \end{aligned}$$

После прохождения излучением поляризатора или анализатора параметры Стокса преобразуются:  $\mathbf{I}' = \mathbf{P} \cdot \mathbf{I}$ , где  $\mathbf{P}$  — так называемая матрица Мюллера:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (p_\theta)^2 + (p_\varphi)^2 & (p_\theta)^2 - (p_\varphi)^2 & 0 & 0 \\ (p_\theta)^2 - (p_\varphi)^2 & (p_\theta)^2 + (p_\varphi)^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_\theta p_\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_\theta p_\varphi \end{bmatrix}$$

Идеальный линейный поляризатор пропускает только одну из ортогональных составляющих, например  $\theta$ . Тогда матрица Мюллера приобретает вид

$$\mathbf{P} = \frac{(p_\theta)^2}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Ослабляющий нейтральный фильтр описывается матрицей

$$\mathbf{P}_n = (p_\theta)^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

а фазовая пластина —

$$\mathbf{R}(\xi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\xi & \sin\xi \\ 0 & 0 & -\sin\xi & \cos\xi \end{pmatrix}.$$

В общем случае при использовании поляризатора, нейтрального фильтра и фазовой пластиинки результирующий вектор Стокса примет вид

$$\mathbf{I}' = \mathbf{P}(\eta) \cdot \mathbf{P}_n \cdot \mathbf{R}(\xi) \cdot \mathbf{I}.$$

При повороте поляризатора на угол  $\eta$  поляризационная матрица Мюллера будет иметь вид:

$$\mathbf{P}(\eta) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\eta & -\sin 2\eta & 0 \\ \cos 2\eta & \cos^2 2\eta & -\cos 2\eta \sin 2\eta & 0 \\ -\sin 2\eta & -\cos 2\eta \sin 2\eta & \sin^2 2\eta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Интенсивность результирующего лазерного луча как функция  $\eta$  и  $\xi$  определяется выражением

$$\begin{aligned} I'(\eta, \xi) &= \\ &= 0.5(I + Q \cos 2\eta - U \sin 2\eta \cos \xi - V \sin 2\eta \sin \xi). \end{aligned}$$

По этой формуле на основе измерений интенсивности результирующего пучка и различных комбинаций  $\eta$  и  $\xi$  можно определить параметры Стокса [4, 6]:

$$\begin{aligned} I &= I'(0^\circ, 0^\circ) + I'(90^\circ, 0^\circ), \\ Q &= I'(0^\circ, 0^\circ) - I'(90^\circ, 0^\circ), \\ U &= -2I'(45^\circ, 0^\circ) + I, \\ V &= I - 2I'(45^\circ, 90^\circ). \end{aligned} \tag{1}$$

Для идеальной линейной поляризации, когда  $\eta = 0^\circ$  или  $90^\circ$ , параметр Стокса  $U = 0$ , а  $Q = I$

или  $-I$ . Для круговой поляризации  $Q = U = 0$  и  $V = -I$  или  $I$  для левой и правой круговой поляризации соответственно.

### ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ, ЛИНЕЙНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для проведения прецизионных фотометрических измерений необходимо достичнуть соответствующей стабильности, линейности лазерного излучения и фотоизмерительной схемы. Измерения показали, что разработанный нами блок стабильного тока для лазерного диода обеспечивает стабильный ток в диапазоне 0—350 мА со средним квадратичным отклонением меньше чем 0.07 мА, что должно обеспечивать достаточную стабильность мощности излучения лазера во время лабораторных исследований и преобразования линейной поляризации в необходимую левую круговую поляризацию. При этом мощность когерентного излучения лазера линейно зависит от проходящего через него тока при превышении порогового уровня генерации (рис. 1).

Измерения стабильности мощности излучения 200-мВт лазерного GaAlAs-диода с двойным гетеропереходом на протяжении 120 мин показали, что даже пиковое изменение мощности излучения лазера не превышает 0.2 %. Этой величины вполне достаточно для исследовательских и системных работ по прецизионному преобразованию линейной поляризации лазерного излучения в необходимую круговую поляризацию.

Зависимость тока  $I_{\text{фд}}$  измерительной фотометрической схемы, а следовательно, и мощности излучения лазера от тока  $I_L$  через диод показана на рис. 1. Видно, что излучаемая мощность имеет линейный характер в диапазоне токов 180—350 мА, что типично для полупроводниковых лазеров. Следовательно, используемая нами фотоизмерительная система также линейна.

При фиксированном токе через лазерный диод излучаемая им мощность зависит от температуры. Измерения проводились при фиксированной температуре среды 23 °C. Охлаждающий радиатор диаметром 80 мм был использован для уменьшения локальной температуры лазерного диода и пассивной компенсации температурных флюктуаций окружающей среды.

Общая схема измерения поляризации лазерного излучения представлена на рис. 2. Использовался разработанный нами прецизионный источник тока. В качестве четвертьвольновых преобразователей использовались изготовленные на необходимый спектральный диапазон кварцевые четвертьвольновые пластинки. Использовался стандартный анализатор и набор нейтральных ослабляющих светофильтров. Информация с измерительной схемы через интерфейс RS-237 выводилась и записывалась на компьютер. Измерение линейной поляризации излучения лазерного диода проводилось без четвертьвольновых преобразователей 3 и 4.

Измерения параметров Стокса  $Q$  и  $U$  линейной поляризации излучения лазерного диода в соответствии с формулами (1) показали, что линейная поляризация лазерного диода составляет  $P_L = 99 \%$ , когда мощность лазерного диода максимальна. Некогерентная часть мощности лазерного диода составляет менее 1 %, и она не может существенно повлиять на результаты дальнейших преобразований этого излучения в поляризованное по кругу.

Результаты исследования линейной поляризации излучения нашего лазера представлены на

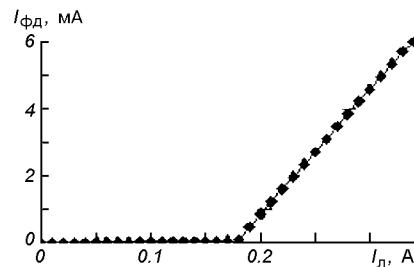


Рис. 1. Зависимость мощности излучения лазерного диода (ток  $I_{\text{фд}}$  фотоизмерительной схемы) от тока  $I_L$ , проходящего через диод

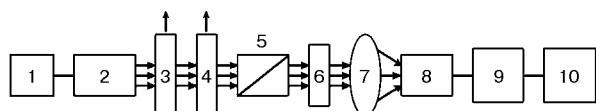


Рис. 2. Блок-схема измерения и преобразования поляризации: 1 — источник стабильного тока, 2 — лазерный диод, 3 — первый четвертьвольновой преобразователь, 4 — второй четвертьвольновой преобразователь, 5 — анализатор излучения, 6 — нейтральный фильтр, 7 — фокусирующая система, 8 — фотоприемное устройство, 9 — измерительная схема, 10 — компьютер

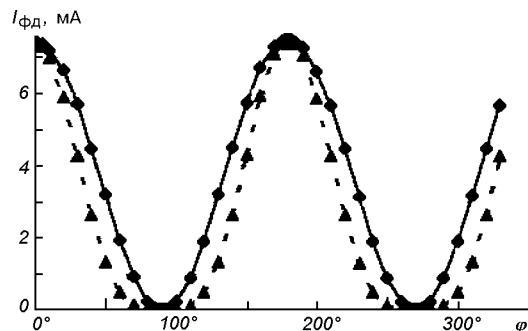


Рис. 3. Зависимость тока фотоизмерительной схемы от угла поворота анализатора излучения: сплошная линия — результаты измерений, штрихи — закон Малюса

рис. 3 сплошной линией. Штриховой линией показана теоретическая зависимость согласно закону Малюса  $I = I_0 \cos^2 \varphi$ . Отклонение объясняется особенностями конструкции применяемого полупроводникового лазера и наличием поперечной моды  $\text{TEM}_{01}$  в его излучении. Поперечные моды излучения имеют одинаковую плоскость поляризации, и их наличие не влияет на результаты преобразования линейной поляризации в круговую.

#### ИЗМЕРЕНИЕ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Преобразование линейной поляризации излучения в левую и правую круговую проводилось путем введения первой четвертьволновой фазовой пластинки и ее поворота на углы  $\pm 45^\circ$  относительно линейной поляризации. Для этой цели использовался узел прецизионного вращения поляризатора с точностью позиционирования положения четвертьволновой фазовой пластиинки  $\pm 6'$ .

В общем случае получается эллиптическая поляризация с параметрами Стокса  $Q$ ,  $U$ ,  $V$ , отличными от нуля. Лишь для идеальной круговой поляризации параметры  $Q$ ,  $U$  вектора Стокса равны нулю. Была измерена степень отклонения от круговой поляризации (эллиптичность) путем вращения анализатора излучения. На рис. 4 представлена зависимость тока  $I_{\text{ФД}}$  фотоизмерительной схемы от угла  $\Phi$  поворота анализатора излучения. Эллиптичность поляризации вычислялась из соотношения

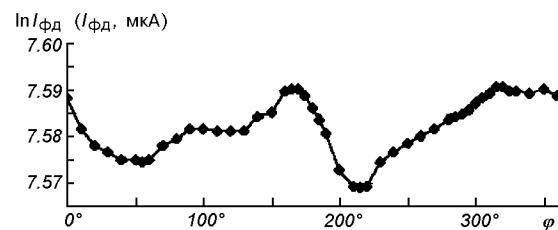


Рис. 4. Зависимость тока  $I_{\text{ФД}}$  фотоизмерительной схемы от угла  $\Phi$  поворота анализатора излучения при измерении левой круговой поляризации

$$P_{\text{д}} = (P_{\text{мин}} - P_{\text{макс}})/(P_{\text{мин}} + P_{\text{макс}}),$$

где  $P_{\text{мин}}$  и  $P_{\text{макс}}$  — минимальные и максимальные отсчеты показаний измерительной схемы при вращении анализатора излучения. Оказалось, что отклонение от идеальной круговой поляризации составляет  $P_{\text{д}} = 1.8\%$ . При этом средняя мощность левополяризованного лазерного излучения порождает ток  $I_{\text{ФД}} \approx 1960$  мкА.

По спецификации бортовой аппаратуры спутника принимаемое лазерное излучение должно быть левым циркулярно поляризованным с деполяризационным отношением [5]

$$D = P_{\text{п}}/P_{\text{л}},$$

где  $P_{\text{п}}$  и  $P_{\text{л}}$  — степени правой и левой круговой поляризации. Согласно спецификации спутника ARTEMIS деполяризационное отношение должно составлять  $D < 2.5\%$ .

Для измерения деполяризационного отношения ввели в оптическую измерительную схему (рис. 2) вторую пластинку  $\lambda/4$ . При этом влево и вправо поляризованное по кругу излучение обратно преобразуется во взаимно ортогональные линейные поляризации. В соответствии с формулами (1) в идеальном случае параметры вектора Стокса принимают значения  $Q = -I$ ,  $U = 0$  после преобразования правой круговой поляризации и  $Q = I$ ,  $U = 0$  после преобразования левой поляризации. В этом случае измерение  $D$  сводится к измерению отношения  $Q/I$  с учетом знака и типа круговой поляризации.

Измеренное таким образом деполяризационное отношение оказалось равным  $D = 1.7\%$  и удовлетворяет требованиям к поляризации лазерного излучения, предъявляемым аппаратурой спутника ARTEMIS.

## ВЫВОДЫ

С помощью высокостабильного источника тока достигнута необходимая стабильность мощности излучения полупроводникового лазера для проведения фотометрических измерений и точного преобразования линейной поляризации в левую круговую поляризацию. Использование расчетной четвертьволновой фазовой пластины позволило получить необходимую степень круговой поляризации с  $D \leq 1.7\%$ , что удовлетворяет требованиям к лазерному излучению, предъявляемым аппаратурой спутника ARTEMIS.

Работа выполнялась частично по контракту № 1-07/03, «Астро» с НКА Украины.

1. Кузьков В. П., Медведский М. М., Яцкiv Д. Я. и др. Подготовка к экспериментам по оптической связи с геостационарным спутником ARTEMIS // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 4.—С. 79—83.
2. Кузьков В. П., Недашковский В. Н. Приемная система для лазерного воздушно-космического канала связи // Космічна наука і технологія. Додаток.—2003.—№ 2.—С. 106—109.
3. Kuz'kov V. P., Nedashkovskii V. N. A receiver with an avalanche photodiode for the optical communication channel from a geostationary satellite // Instruments and Experimental Techniques.—2004.—47, N 4.—P. 513—515.
4. Mishchenko M. I., Travis L. D. Maxwell's equation, electromagnetic waves and Stokes parameters // Photopolarimetry

in Remote Sensing. NATO Sci. Ser.—2004.—161.—P. 1—44.

5. ReyesGarcia-Talavera M., Sodnik Z., Lopez P., et al. Preliminary results of the in-orbit test of ARTEMIS with the Optical Ground Station // Proc. SPIE.—2002.—4635.—P. 38—49.
6. Savenkov S. N., Muttiah R. S. Inverse polarimetry and light scattering from leaves // Photopolarimetry in Remote Sensing. NATO Sci. Ser.—2004.—161.—P. 243—264.
7. Tolker-Nielsen T., Oppenhauser G. In-orbit test result of an operational optical inter satellite link between ARTEMIS and SPOT4, SILEX // Proc. SPIE.—2002.—4635.—P. 1—15.
8. Toyoshima Morio, Yamakawa Shiro, et. al. Ground-to-satellite optical link tests between the Japanese laser communication terminal and the European geostationary satellite ARTEMIS // Proc. SPIE.—2004.—5338A.

## INVESTIGATION OF THE POLARIZATION OF THE LASER TRANSMITTING MODULE FOR COMMUNICATION EXPERIMENTS WITH THE GEOSTATIONARY SATELLITE ARTEMIS (ESA)

V. P. Kuz'kov, V. N. Nedashkovskii,  
S. N. Savenkov, S. V. Kuz'kov

To perform laser communication experiments with geostationary satellite ARTEMIS (ESA) definite requirements must be placed to the laser beam polarization. The linear polarization of laser transmitting module was investigated. This linear polarization was transformed into the necessary left-hand circular polarization with the characteristics suitable for the on-board laser communication link terminal of the ARTEMIS satellite.

УДК 533.951

Г. Д. Абурджания, Д. Г. Ломинадзе,  
А. Г. Хантадзе, О. А. Харшиладзе

Тбіліський державний університет, Грузія

Космічне агентство Грузії

E-mail: aburj@mymail.ge, contact@gsa.gov.ge

# Новый механизм усиления и взаимной трансформации волн в ионосфере с неоднородным зональным ветром

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Досліджено генерацію та динаміку планетарних замагнічених хвиль Россбі та інерційних хвиль у обертовій дисипативній іоносфері при гладкому неоднорідному зональному вітрі (зсувній течії). Замагнічені хвилі Россбі обумовлені взаємодією із просторово неоднорідним геомагнітним полем і є іоносферними проявами звичайних тропосферних хвиль Россбі. Виявлено ефективний лінійний механізм підсилення і взаємної трансформації хвиль Россбі та інерційних хвиль. Для зсувних течій власні функції задачі є неортогональними, і канонічний модальний підхід мало придатний для вивчення таких рухів. Застосування так званого немодального математичного аналізу, що активно розвивається в останні роки, дає можливість виявити, що трансформація хвильових збурень у зсувних течіях обумовлена неортогональністю власних функцій задачі при лінійній динаміці. У зв'язку з цим появляються новий ступінь свободи системи та новий шлях еволюції збурень у середовищі. Числовим моделюванням ілюструються особливості взаємодії хвиль з с фоновою течією та взаємною трансформацією хвильових збурень у D-, E- і F-областях іоносфери. Встановлено, що наявність в іоносферному середовищі геомагнітного поля, холлівських і педерсенівських струмів поліпшує взаємодію та взаємообмін енергією між хвиліми і зсувною течією.

## ВВЕДЕНИЕ

Крупномасштабные волновые движения играют важную роль в процессах энергетического баланса и циркуляции атмосферы и океана. Простейшим теоретически возможным видом крупномасштабного движения в ионосфере является геострофическое движение, т. е. движение, в динамических уравнениях для которого горизонтальный градиент давления и сила Кориолиса имеют одинаковый порядок, а остальные члены пренебрежимо малы. Как показали исследования классиков этой области, Россби [39], А. М. Обухова [16] и И. А. Кибеля [11], реаль-

ные атмосферные движения больших масштабов характеризуются непрестанным процессом адаптации к геострофическому. Для нижних слоев атмосферы (исключая граничный слой Земли, фронтальные поверхности и струйные течения) геострофическое приближение дает удовлетворительную точность для синоптической практики [3, 22].

Однако в ионосфере, в отличие от низких слоев атмосферы, при изучении динамики крупномасштабных планетарных процессов необходимо учитывать неоднородность, нестационарность ветрового процесса, турбулентное состояние нижней ионосферы и влияние неоднородных

электромагнитных сил. Эти факторы, которые из-за малой плотности среды в ионосфере и сравнительно большой проводимости ионосферного газа особенно сильно выражены, могут вызвать значительные отклонения действительного ветра (обычной планетарной волны Россби) от геострофического. Следовательно, общая циркуляция в ионосфере должна иметь специфические особенности, которых нет в условиях тропосферы.

Впервые стационарная задача о существовании в ионосфере крупномасштабных (планетарных) волн Россби (горизонтальных ветров) для случая прямолинейного равномерного течения среды в геомагнитном поле обсуждалась в работе Докучаева [7]. Выявлено, что при теоретическом изучении и интерпретации динамики ветров выше 100 км необходимо учитывать возможные отклонения от геострофического ветра, связанные с действием электромагнитных сил. В дальнейшем появились и ряд других работ [1, 2, 19, 21, 26, 32], в которых изучены нестационарные эволюции ветровых структур в проводящей ионосферной среде под влиянием пространственно неоднородного геомагнитного поля.

Действие геомагнитного поля приводит, с одной стороны, к индукционному затуханию планетарных волн типа Россби, связанного с педерсеновской или поперечной (по отношению к магнитному полю) проводимостью, а с другой — к гироскопическому эффекту, обусловленному холловской проводимостью ионосферы, который действует на возмущения подобно силе Кориолиса. В результате совместного действия пространственно неоднородных кориолисовой и электродинамической (связанной с геомагнитным полем) сил в ионосфере может существовать новый тип волн, физически отличающихся от обычной волны Россби, которые можно назвать замагниченными волнами Россби или волнами типа Россби.

В цитируемых и других предшествующих работах динамика волны Россби или замагниченной волны Россби изучалась в лучшем случае при наличии постоянного однородного зонального ветра. Поэтому для решения соответствующих динамических уравнений применялся традиционный канонический модальный подход, т. е. спектральное разложение (Фурье или Лапласа) волновых величин во времени.

Однако результаты многолетних наблюдений [6, 10, 20] показывают, что в атмосферно-ионосферных слоях постоянно есть пространственно неоднородные зональные ветры — сдвиговые течения — обусловленные неравномерным нагревом атмосферных слоев солнечной радиацией. В связи с этим актуальной становится задача о генерации и эволюции обычной и замагниченной волн Россби в разных слоях атмосферы при их взаимодействии с неоднородным зональным ветром (сдвиговым течением).

Интерес к сдвиговым течениям вообще обусловлен их повсеместной реализацией как в околосземном пространстве, в галактиках, звездах, струйных выбросах, мировом океане и т. д., так и в лабораторных и технических устройствах (нефтепроводах, газопроводах, в плазменных магнитных ловушках, магнитогидродинамических генераторах и т. д.). Сдвиг скорости в течениях является мощным источником разнообразных энергоемких процессов в сплошной среде, теоретическое осмысление которых, несмотря на многолетнюю историю исследований, даже в линейном приближении затруднено. Каноническое (модальное) исследование линейных волновых процессов — спектральное разложение во времени возмущений с дальнейшим анализом собственных значений — в сдвиговых течениях упускает из поля зрения крайне важный физический процесс — взаимную трансформацию волновых мод [38, 41].

Строгое математическое описание специфики сдвиговых течений выявило [38], что при каноническом модальном анализе линейных процессов фигурирующие в динамических уравнениях операторы являются несамосопряженными [41] и, как следствие этого, собственные функции задачи неортогональны друг к другу — они сильно интерферируют между собой. Одним из результатов этого факта является то обстоятельство, что даже если все собственные функции убывают монотонно (экспоненциально) во времени (т. е. комплексные части всех собственных частот являются отрицательными), частное решение может демонстрировать большое относительное увеличение на конечном интервале времени. Следовательно, с помощью анализа отдельных собственных функций и собственных значений нельзя судить о линейной стадии эволюции возмущений в сдвиговых течениях. Это

обстоятельство делает необходимым точный расчет результатов интерференции собственных функций для корректного описания явлений, что порой представляет собой проблему непреодолимой сложности.

Существует и другой, так называемый немодальный анализ линейных процессов в сдвиговых течениях, который берет свое начало со времен Кельвина [36]. При этом подходе решается модифицированная начальная задача (задача Коши) с помощью прослеживания за эволюцией во времени пространственных фурье-гармоник (ПФГ) возмущений без какого-либо спектрального разложения во времени [23, 28, 31, 33, 34]. Являясь оптимальным «языком», немодальный подход максимально упрощает математическое описание динамики возмущений в сдвиговых течениях и позволяет выявить ключевые явления (обусловленные неортогональностью линейной динамики), которые ускользали из виду при модальном анализе. В рамках этого подхода уже получено много новых, неожиданных результатов, в частности касающихся эволюции звуковых возмущений, обмена энергии между соответствующими ПФГ и горизонтальным сдвиговым течением [23, 28]; открыт новый механизм линейной трансформации волн в сдвиговых течениях [24, 27].

Обычно при исследовании динамики волн типа Россби в диспергирующей среде (атмосфере, ионосфере, океане) в соответствующей замкнутой системе гидро- или магнитогидродинамических уравнений проводят разложение по малому параметру (параметру Россби). А это фактически соответствует усреднению по высокочастотной инерционной ветви колебаний и в результате получается уравнение переноса вихря или уравнение Чарни — Обухова [16, 30], анализу которого и посвящена основная часть работ по динамике волн типа Россби [5, 6, 14, 15, 17, 18, 39]. Такое приближение, конечно, исключает возможность быстрых процессов в системе и оставляет вне поля зрения возможность трансформации волн Россби в высокочастотные гироколические волны при наличии зональных сдвиговых течений и, тем самым, может сильно исказить картину волновых процессов в атмосфере. Итак, такой подход закрывает тот канал переноса, по которому в определенных условиях течет большая часть энергии волн типа Россби.

Ниже мы покажем, что уже в случае простейшего сдвигового течения (гладко-неоднородного ветра) использование в качестве базовой модели уравнения Чарни — Обухова приводит к игнорированию важных процессов обмена энергией между высокочастотными (инерционными) волнами и низкочастотными волнами Россби. Фактически речь идет о трансформации волн из низкочастотной ветви в волны высокочастотной ветви, т. е. существенном изменении временного масштаба волнового процесса. Дело в том, что в сдвиговых течениях волны разных масштабов становятся связанными: в уравнениях, описывающих их эволюцию, при правильной записи появляются связанные члены, которые при определенных значениях параметров системы приводят к интенсивным взаимным трансформациям мод.

В данной работе исследуется линейная эволюция волн типа Россби в сдвиговых зональных течениях в D-, E- и F-областиях ионосферы. В динамических уравнениях возмущенные магнитогидродинамические величины представляются посредством ПФГ, что соответствует немодальному анализу в системе координат, движущихся с фоновым ветром. Подобное пространственное фурье-разложение позволяет в основных уравнениях заменить пространственную неоднородность, связанную с неоднородностью основного зонального течения, неоднородностью во времени и проследить за временной эволюцией ПФГ возмущений.

## 2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ОСНОВА НЕМОДАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Здесь нас будут интересовать в основном крупномасштабные (планетарные) волновые движения в ионосферной среде (состоящей из электронов, ионов и нейтральных частиц), имеющие горизонтальный пространственный масштаб  $L_h$  порядка 1000 км и выше, вертикальный масштаб  $L_v$  порядка шкалы высот  $H_0$  и временной масштаб  $\tau$  порядка полусуток и выше. Именно такие движения связаны с глобальными распределениями структуры ионосферы и ее крупномасштабными вариациями — суточными, сезонными, 27-сут и т. д. Согласно экспериментальным данным [10, 13, 35] в ионосферных крупномасш-

табных движениях отношение характерной вертикальной скорости  $V_v$  к горизонтальной  $V_h$  мало:  $V_v/V_h \leq L_v/L_h < 0.01$ . Из этого соотношения следует, что крупномасштабные движения в ионосфере в основном являются квазигоризонтальными. Причем динамические свойства такой среды и движения определяются нейтральным компонентом, поскольку выполняется условие  $N_{e,i}/N_n \ll 1$  (где  $N_e$ ,  $N_i$ ,  $N_n$  — концентрация электронов, ионов и нейтрального компонента соответственно). Наличие же заряженных частиц обуславливает электропроводность рассматриваемой среды.

Из теоретически возможных ионосферных крупномасштабных волновых движений мы выделим класс возмущений, для которых эффективное магнитное число Рейнольдса  $R_{\text{оф}} \approx \approx 4\pi\sigma_{\text{оф}}VLc^{-2} \ll 1$  (где  $\sigma_{\text{оф}}$  есть эффективное значение проводимости для ионосферы,  $c$  — скорость света,  $V$  и  $L$  — характерные скорости и размеры возмущений соответственно), что достаточно хорошо выполняется почти вплоть до F-слоя ионосферы [10, 20]. Вследствие этого для нижней ионосферы можно пренебречь индуцированным магнитным полем  $b \approx R_{\text{оф}}B$  и возникающим при изменении  $b$  вихревым электрическим полем  $E_v \propto R_{\text{оф}}(VB)$ . Следовательно, для рассматриваемого класса волновых возмущений магнитное поле можно считать заданным и равным внешнему, пространственно неоднородному геомагнитному полю  $B_0(B = b + B_0 \approx B_0, E_v \rightarrow 0)$ . Оно удовлетворяет уравнениям  $\text{div}B_0 = 0$ ,  $\text{rot}B_0 = 0$ . В подобном безындукционном приближении достаточно рассматривать лишь возникающие в среде токи  $j$ , пренебрегая создаваемыми ими магнитным полем. При этом действие геомагнитного поля  $B_0$  на индукционный ток  $j$  в ионосферной плазме приводит к необходимости учитывать пондеромоторную силу  $[j \times B_0]$  в известных уравнениях динамики ионосферы (помимо сил давления, Кориолиса и вязкого трения). Наличие этой силы не только модифицирует геострофический ветер (из-за холловских токов), но и вызывает отклонение ветра от геострофического вследствие появления индукционного торможения (из-за педерсеновских токов) в ионосфере земли, более значительного, чем вязкое торможение [4, 7], особенно в F-области [20, 35].

Крупномасштабные возмущения типа Россби в ионосфере, казалось бы, должны описываться на базе уравнений мелкой воды. Однако при использовании уравнений мелкой воды для атмосферных длинноволновых процессов атмосфера обычно предполагается баротропной. В действительности, как видно из синоптических карт, это предположение выполняется не всегда. В работе [18] показано, что система уравнений мелкой атмосферы должна учитывать сжимаемость среды.

Исходя из вышесказанного, основные свойства планетарной волны типа Россби в ионосфере целесообразно рассматривать, взяв в качестве исходных: а) уравнение для горизонтальной скорости среды  $V_\perp (V_x, V_y)$ , в котором принято, что ускорение определяется градиентом давления, силами Кориолиса, объемной электродинамической и вязкого трения [6, 7, 17]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_\perp}{\partial t} + (V_\perp \nabla) V_\perp = - \frac{\nabla P}{\rho} - 2[\Omega_0 \times V_\perp] + \\ + \frac{1}{\rho c} [j \times B_0] + \nu \Delta_\perp V_\perp, \end{aligned} \quad (1)$$

б) уравнение неразрывности [18]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (V_\perp \nabla) \rho + \rho \gamma^{-1} \text{div} V_\perp = 0, \quad (2)$$

в) уравнение состояния

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (V_\perp \nabla) P + P \text{div} V_\perp = 0. \quad (3)$$

Здесь  $P$  и  $\rho = N_n M$  — давление и плотность среды,  $M$  — масса иона или нейтральной частицы,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $\Delta_\perp = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$  — горизонтальный лапласиан. Пондеромоторная сила  $[j \times B_0]$  в значительной степени определяет специфику ионосферных движений [1, 25]. Плотность индукционного тока  $j$  определяется из обобщенного закона Ома для ионосферы [4, 20]:

$$j = \sigma_{\parallel} E_{d\parallel} + \sigma_{\perp} E_{d\perp} + \frac{\sigma_H}{B_0} [B_0 \times E_d], \quad (4)$$

где параллельная проводимость  $\sigma_{\parallel}$  в направлении магнитного поля  $B_0$ , педерсеновская или поперечная проводимость  $\sigma_{\perp}$  (поперек  $B_0$ ) и проводимость Холла  $\sigma_H$  определяются выражениями

$$\begin{aligned}\sigma_{\parallel} &= e^2 N \left( \frac{1}{m v_e} + \frac{1}{M v_{in}} \right), \\ \sigma_{\perp} &= e^2 N \left[ \frac{v_e}{m(v_e^2 + \omega_{Be}^2)} + \frac{v_{in}}{M(v_{in}^2 + \omega_{Bi}^2)} \right], \\ \sigma_H &= e^2 N \left[ \frac{\omega_{Be}}{m(v_e^2 + \omega_{Be}^2)} - \frac{\omega_{Bi}}{M(v_{in}^2 + \omega_{Bi}^2)} \right].\end{aligned}\quad (5)$$

Здесь  $e$ ,  $m$ ,  $v_e = v_{ei} + v_{en}$ ,  $\omega_{Be} = eB_0/m$  — заряд, масса, частота столкновений электронов с ионами и нейтральными молекулами и циклотронная частота электронов,  $v_{in}$  и  $\omega_{Bi} = eB_0/M$  — соответствующие значения для ионов. Считая ионосферу с высокой степенью точности квазинейтральной, мы пренебрегли электростатической ( $E_e = -\nabla\Phi$ ,  $\Phi$  — электростатический потенциал) и вихревой ( $E_v$ ) частями электрического поля. Таким образом, в уравнении (4) напряженность электрического поля при учете движения среды определяется только лишь динамополем  $E_d = [\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0]$  [7, 20].

Поскольку длина планетарных волн сравнима с радиусом Земли  $R$ , мы исследуем такие движения в приближении  $\beta$ -плоскости, специально разработанном для анализа крупномасштабных процессов [6, 17], в «стандартной» системе координат [3, 22]. В этой системе ось  $x$  направлена вдоль параллели на восток, ось  $y$  — вдоль меридиана на север, а ось  $z$  — вертикально вверх (локальная декартова система координат). При этом дифференциалы  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$  связаны с параметрами сферической системы координат  $\lambda$ ,  $\theta$ ,  $r$  приближенными формулами:  $dx = R \sin \theta d\lambda$ ,  $dy = -R d\theta$ ,  $dz = dr$ . Скорости соответственно равны  $V_x = V_\lambda$ ,  $V_y = -V_\theta$ ,  $V_z = V_r$ . Здесь  $\theta = \pi/2 - \varphi$  — коширота,  $\varphi$  — географическая широта,  $\lambda$  — долгота,  $r$  отсчитывается из центра вдоль радиуса Земли. В дальнейшем примем  $V_z = 0$  (по отмеченным выше причинам) и геомагнитное поле — дипольным  $\mathbf{B}_0$  ( $B_{0x}$ ,  $B_{0y}$ ,  $B_{0z}$ ), которое в выбранной системе координат имеет компоненты [7, 20]

$$B_{0x} = 0, \quad B_{0y} = -B_e \sin \theta', \quad B_{0z} = -2B_e \cos \theta',$$

где  $B_e \approx 35$  мкТл — значение индукции геомагнитного поля на экваторе. При этом полная индукция геомагнитного поля  $B_0 = B_e(1 + 3 \cos^2 \theta')^{1/2}$  и  $\theta' = \pi/2 - \varphi'$ ,  $\varphi'$  — геомагнитная

широта. В этой же системе координат для составных вектора угловой скорости вращения Земли  $\Omega_0$  ( $\Omega_{0x}$ ,  $\Omega_{0y}$ ,  $\Omega_{0z}$ ) можно записать

$$\Omega_{0x} = 0, \quad \Omega_{0y} = \Omega_0 \sin \theta, \quad \Omega_{0z} = \Omega_0 \cos \theta.$$

Предполагается, что географические и геомагнитные широты совпадают ( $\varphi = \varphi'$ ,  $\theta = \theta'$ ), а возмущения располагаются возле широты  $\varphi_0 = \pi/2 - \theta_0$ . Далее линеаризуем систему уравнений (1)–(5) на фоне плоского зонального сдвигового течения  $\mathbf{V}_0$ :  $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}'(x, y)$ ,  $\rho = \rho_0 + \rho'(x, y)$ ,  $P = P_0 + P'(x, y)$ , где величины со штрихом являются возмущенными, а средние (фоновые) значения обозначены индексом «нуль» (для простоты далее штрих у возмущенных величин опускаем). Итак, исходная система уравнений для крупномасштабных малых (линейных) возмущений примет вид

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{V}_\perp}{dt} + (\mathbf{V}_\perp \nabla) \mathbf{V}_0 &= -\frac{\nabla P}{\rho_0} - 2[\Omega \times \mathbf{V}_\perp] - \\ -\frac{\sigma_\perp}{\rho_0 c^2} (B_0^2 \mathbf{V}_\perp - B_{0y} V_y \mathbf{B}_0) + \frac{B_0 \sigma_H}{\rho_0 c^2} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0] + \nu \Delta \mathbf{V}_\perp, \\ \gamma \frac{d\rho}{dt} + \gamma(\mathbf{V}_\perp \nabla) \rho_0 + \rho_0 \operatorname{div} \mathbf{V}_\perp &= 0, \\ \frac{dP}{dt} + (\mathbf{V}_\perp \nabla) P_0 + P_0 \operatorname{div} \mathbf{V}_\perp &= 0.\end{aligned}\quad (6)$$

Здесь  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{V}_0 \nabla$ ,  $\mathbf{V}_0$  ( $V_{0x}$ ,  $0$ ,  $0$ ) — скорость фонового зонального ветра, которая для горизонтального сдвигового течения равна

$$\mathbf{V}_0 = a y \mathbf{e}_x,$$

где  $a$  — постоянный параметр ветрового сдвига,  $\mathbf{e}_x$  — единичный вектор, направленный вдоль оси  $x$ .

В выбранной локальной прямоугольной системе координат для составляющих (6) получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}\left( \frac{\partial}{\partial t} + a y \frac{\partial}{\partial x} \right) V_x &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\sigma_\perp B_0^2}{\rho_0 c^2} V_x + \\ + \left( 2\Omega_{0z} + \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2} - a \right) V_y + \nu \Delta_\perp V_x,\end{aligned}\quad (7)$$

$$\begin{aligned}\left( \frac{\partial}{\partial t} + a y \frac{\partial}{\partial x} \right) V_y &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\sigma_\perp B_{0z}^2}{\rho_0 c^2} V_y - \\ - \left( 2\Omega_{0z} + \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2} \right) V_x + \nu \Delta_\perp V_y,\end{aligned}\quad (8)$$

$$\gamma \left( \frac{\partial}{\partial t} + ay \frac{\partial}{\partial x} \right) \rho + \rho_0 \left( \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) = 0, \quad (9)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + ay \frac{\partial}{\partial x} \right) P + P_0 \left( \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) = 0. \quad (10)$$

Заметим, что в уравнении движения (8) отброшен член  $2\Omega_{0z}V_{0x}\rho/\rho_0$ , так как он намного меньше, чем третий член правой части (8). Действительно, для рассматриваемых нами крупномасштабных малых возмущений  $V_x/V_{0x} \gg \rho/\rho_0$  [5, 6, 17]. В этом случае уравнение (9) становится независимым и определяет возмущенную плотность среды при известных значениях распределения скорости  $V_{x,y}(x, y, t)$ . Таким образом, для нашей задачи мы имеем замкнутую систему трех уравнений (7), (9) и (10).

Для дальнейшего анализа особенностей замагниченной волны Россби в ионосфере удобно ввести систему координат со сдвигающимися осями  $X_1O_1Y_1$ , начало отсчета  $O_1$  и  $Y_1$ , ось которой совпадает с теми же характеристиками равновесной локальной системы  $XOY$ , а ось  $X_1$  движется совместно с невозмущенным (фоновым) течением (рис. 1). Для нашей задачи это равносильно замене переменных

$$x_1 = x - ayt, \quad y_1 = y, \quad t_1 = t,$$

или же

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t_1} - ay \frac{\partial}{\partial x_1},$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x_1},$$

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y_1} - at_1 \frac{\partial}{\partial x_1}.$$

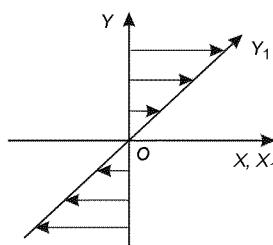


Рис. 1. Локальная декартовская система координат  $XOY$  и система с движущимися осями  $X_1O_1Y_1$ . Стрелками обозначены направления скорости фонового течения  $V_{0x} = ay$ . Ось  $X_1$  движется совместно со сдвиговым течением

С новыми переменными уравнения (7), (8), (10) примут вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_x}{\partial t_1} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_1} - \frac{\sigma_\perp B_0^2}{\rho_0 c^2} V_x + \\ &+ \left( 2\Omega_{0z} + \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2} - a \right) V_y + \\ &+ \nu \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left( \frac{\partial}{\partial y_1} - at_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \right)^2 \right] V_x, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_y}{\partial t_1} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_1} - \frac{\sigma_\perp B_{0z}^2}{\rho_0 c^2} V_y - \\ &- \left( 2\Omega_{0z} + \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2} \right) V_x + \\ &+ \nu \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left( \frac{\partial}{\partial y_1} - at_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \right)^2 \right] V_y, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t_1} + P_0 \left[ \frac{\partial V_x}{\partial x_1} + \left( \frac{\partial}{\partial y_1} - at_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \right) V_y \right] = 0. \quad (13)$$

Проведенная замена переменных не является физическим переходом к новой системе отсчета, так как в уравнениях (11)–(13) величины  $V_x$ ,  $V_y$ ,  $P$ , как и в уравнениях (6), имеют смысл составляющих возмущенной скорости и давления волнового возмущения в декартовой системе координат  $XOY$ . Коэффициенты исходной системы линейных уравнений (6) (или (7)–(10)) зависели от пространственной координаты  $y$ . Подобные математические преобразования заменили эту пространственную неоднородность неоднородностью во времени (см. уравнения (11)–(13)). Так что коэффициенты системы (11)–(13) стали независящими от пространственных переменных  $x_1$ ,  $y_1$ , что позволяет провести Fourier-анализ этих уравнений относительно пространственных переменных  $x_1$ ,  $y_1$ , а временную эволюцию этих ПФГ рассматривать независимо:

$$\begin{aligned} \begin{cases} V_x(x_1, y_1, t_1) \\ V_y(x_1, y_1, t_1) \\ P(x_1, y_1, t_1) \end{cases} &= \\ &= \int \int \int_{-\infty}^{\infty} dk_{x_1} dk_{y_1} \begin{cases} \tilde{V}_x(k_{x_1}, k_{y_1}, t_1) \\ \tilde{V}_y(k_{x_1}, k_{y_1}, t_1) \\ \tilde{P}(k_{x_1}, k_{y_1}, t_1) \end{cases} \exp(ik_{x_1}x_1 + ik_{y_1}y_1). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь тильдой обозначены пространственные фурье-гармоники соответствующих физических величин.

С целью выявления деталей мы разбиваем скорость среды на вихревую и потенциальную составляющие и, соответственно, вводим завихренность  $\Omega = \text{rot}_z V_{\perp} = \partial V_y / \partial x - \partial V_x / \partial y$  и дивергенцию  $\xi = \text{div} V_{\perp} = \partial V_x / \partial x + \partial V_y / \partial y$ . С помощью этих новых функций исходные динамические уравнения сводятся к уравнениям, обладающим замечательной особенностью — члены, содержащие производную от времени, для крупномасштабных процессов имеют тот же порядок, что и остальные члены (указанным свойством не обладают уравнения движения ионосферной среды в форме (11), (12)). Другой важной особенностью полученных уравнений является естественный учет эффектов пространственной неоднородности угловой скорости  $\Omega_0$  вращения Земли и геомагнитного поля  $B_0$ . Далее вводим параметр Россби  $\beta = \partial 2\Omega_{0z} / \partial y = 2\Omega_0 \sin \theta_0 / R > 0$ , а также магнитные аналоги параметра Россби

$$\beta_{Hz} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2} \right), \quad \beta_{\perp z} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sigma_{\perp} B_{0z}^2}{\rho_0 c^2} \right),$$

$$b_{Hz} = \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2}, \quad b_{\perp y} = \frac{\sigma_{\perp} B_{0y}^2}{\rho_0 c^2}, \quad b_{\perp z} = \frac{\sigma_{\perp} B_{0z}^2}{\rho_0 c^2}.$$

Подставляя представление (14) в уравнениях (11)–(13), опуская знак тильды и переходя к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} \tau &\Rightarrow 2\Omega_{0z} t_1, \quad \Omega \Rightarrow \Omega \frac{R}{V_0}, \quad \xi \Rightarrow \xi \frac{R}{V_0}, \\ P &\Rightarrow \frac{P}{\rho_0 V_0 \cdot 2\Omega_{0z} \cdot R}, \quad \beta \Rightarrow \beta \frac{R}{2\Omega_{0z}}, \\ \beta_{Hz} &\Rightarrow \beta_{Hz} \frac{R}{2\Omega_{0z}}, \quad \beta_{\perp z} \Rightarrow \beta_{\perp z} \frac{R}{2\Omega_{0z}}, \\ \delta &\Rightarrow \frac{P_0}{\rho_0 (2\Omega_{0z} R)^2}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$b_{Hz} \Rightarrow \frac{b_{Hz}}{2\Omega_{0z}}, \quad b_{\perp y} \Rightarrow \frac{b_{\perp y}}{2\Omega_{0z}}, \quad b_{\perp z} \Rightarrow \frac{b_{\perp z}}{2\Omega_{0z}},$$

$$S \Rightarrow \frac{a}{2\Omega_{0z}}, \quad \nu \Rightarrow \frac{\nu}{2\Omega_{0z} R^2},$$

$$k_x = k_x L, \quad k_y = k_y(0) - k_x S \tau,$$

$$k_y(0) = k_y(0) R, \quad k(\tau) = (k_x^2 + k_y^2(\tau))^{1/2},$$

для каждой ПФГ получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} &= \left[ i \frac{k_x}{k^2(\tau)} (\beta + \beta_{Hz}) - b_{\perp z} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{k_y^2(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y} - \nu k^2(\tau) \right] \Omega - \\ &- \left[ 1 - S - i \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)} (\beta + \beta_{Hz}) + \right. \\ &\quad \left. + b_{Hz} - \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y} \right] \xi, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial \tau} &= - \left[ 2S \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} - i \frac{k_x}{k^2(\tau)} (\beta + \beta_{Hz}) - \right. \\ &\quad \left. - i \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)} \beta_{\perp z} + b_{\perp z} + \frac{k_x^2}{k^2(\tau)} b_{\perp y} + \nu k^2(\tau) \right] \xi + \\ &+ \left[ 1 - 2S \frac{k_x^2}{k^2(\tau)} - i \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)} (\beta + \beta_{Hz}) + \frac{k_x}{k^2(\tau)} \beta_{\perp z} + \right. \\ &\quad \left. + b_{Hz} + \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y} \right] \Omega + k^2(\tau) P, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = -\delta \xi. \quad (18)$$

Из уравнений (16)–(18) видно, что холловская проводимость (индекс «H») сообщает ионосферной среде дополнительную гирокопичность, подобно силе Кориолиса, но в противоположном направлении, а педерсеновская проводимость (индекс « $\perp$ ») усиливает диссипативное свойство среды (индукционное торможение) [7, 20].

Плотность полной энергии волновых возмущений, пространственные фурье-гармоники которых определяются формулами (16)–(18), в пространстве волновых чисел имеет вид

$$E[k] = \frac{\Omega \Omega^*}{k^2(\tau)} + \frac{\xi \xi^*}{k^2(\tau)} + \frac{P P^*}{\delta}, \quad (19)$$

где звездочка означает комплексную сопряженность.

Таким образом, плотность полной энергии возмущений состоит из трех частей:  $E[k] = E_v + E_c + E_e$ , где первое слагаемое есть энергия вихревой части возмущений  $E_v = \Omega \Omega^* / k^2(\tau)$ , второе — часть энергии сжатия  $E_c = \xi \xi^* / k^2(\tau)$ , третье — потенциальная энергия, обусловленная упругостью возмущения,  $E_e = P P^* / \delta$ . При

отсутствии сдвигового течения ( $S = 0$ ) и диссипативных процессов ( $\nu = 0$ ,  $\sigma_{\perp} = 0$ ) плотность полной энергии рассматриваемых волновых возмущений в ионосфере сохраняется ( $(\partial E(\tau)/\partial \tau) = 0$ ).

### 3. ОБЩИЙ АНАЛИЗ ПРОБЛЕМЫ

В данной работе мы хотим обсудить тот просчет, который делается при описании эволюции волн типа Россби при наличии зональных сдвиговых течений. А конкретно, продемонстрируем, что в течениях с умеренным сдвигом низкочастотные волны Россби, являющиеся преимущественно вихревыми, с течением времени трансформируются в высокочастотно-потенциальные инерционные волны. Фактически речь идет о существенном изменении временного масштаба волнового процесса в результате трансформации. Этот новый вид трансформации волн в сдвиговых течениях впервые был описан в работе [29] для случая магнитогидродинамических волн. Физика процесса проста и легко воспринимается на примере системы связанных линейных осцилляторов.

Рассмотрим два маятника, длина каждого из которых изменяется во времени (адиабатически). Это обуславливает зависимость от времени собственных частот этих маятников:  $\omega_1(t)$  и  $\omega_2(t)$ . Предположим, что между ними есть слабая связь. Обозначая коэффициент связи через  $\chi(t)$  (который в общем случае тоже зависит от времени), уравнения колебания таких связанных маятников запишем в виде

$$\frac{\partial^2 X_1}{\partial t^2} + \omega_1^2(t)X_1 = \chi(t)X_2,$$

$$\frac{\partial^2 X_2}{\partial t^2} + \omega_2^2(t)X_2 = \chi(t)X_1,$$

где  $X_1$  и  $X_2$  — осциллирующие переменные, характеризующие движение маятников. Если частоты этих маятников сильно отличаются друг от друга, то несмотря на связь, обмена энергией между ними практически не происходит. Эффективный обмен энергией начинается при сближении частот осцилляторов. Необходимыми условиями эффективного обмена энергией являются условия [12]:

А) существование «области вырождения», в которой

$$|\omega_1^2(t) - \omega_2^2(t)| \lesssim |\chi(t)|;$$

Б) «медленное» прохождение «области вырождения» — за период времени, существенно превышающий

$$\chi(t): |d\omega_1(t)/dt|, |d\omega_2(t)/dt| \ll |\chi(t)|.$$

То есть, если вначале колебался только первый маятник, то из-за изменения его длины может наступить сближение частот  $\omega_1(t)$  и  $\omega_2(t)$ , при котором будут выполняться условия А и Б. При этом существенная (а может и основная) часть колебательной энергии первого маятника передается второму, в результате чего начинаются сильные колебания второго маятника. При этом первый маятник может и вовсе остановиться. Подобный сценарий может реализоваться и для волн типа Россби.

В самом деле, условия А, Б справедливы для произвольных колебательных систем со связями, к которым можно свести описание целого ряда природных физических процессов. Они непосредственно применимы и к анализу линейного взаимодействия волн разных ветвей при сближении их частот друг с другом, в том числе и для волн типа Россби.

При этом эволюция каждой моды волн зависит от соотношения между четырьмя основными линейными процессами: а) дрейф каждой ПФГ в  $k$ -пространстве; б) обмен энергией между средним течением и пространственной фурье-гармоникой; в) взаимная трансформация мод; г) диссипация энергии возмущений. Процесс а является универсальным и протекает практически одинаково для всех типов волн. Интенсивность процессов б и в в значительной степени зависит от типа волн и от параметров системы. Эффективность процесса г определяется конкретным видом диссипации.

а) Из выражений (14), (15) видно, что волновые числа каждой ПФГ возмущений вдоль направления, перпендикулярного к скорости фонового течения (вдоль оси  $y$ ) изменяются со временем:  $k_y = k_y(0) - Sk_x\tau$ . Соответственно, каждая ПФГ возмущений «дрейфует» в  $k$ -пространстве в линейном приближении.

б) Значения волновых чисел ( $k_x, k_y(\tau)$ ) в значительной мере определяют интенсивность энер-

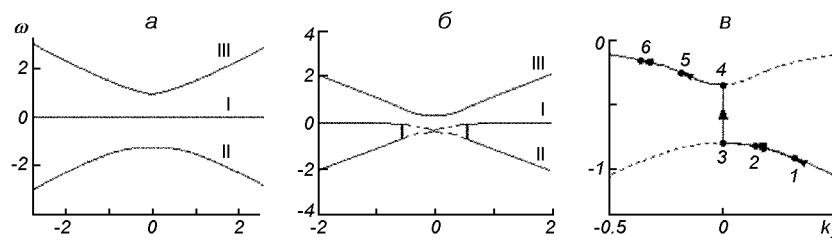


Рис. 2. Дисперсионные кривые при  $\beta = 0.1$ ,  $S = 0$ ,  $\delta = 1$ ,  $\nu = 10^{-1}$ ,  $k_x = 0.5$ ,  $k_y(0) = 10$ ,  $P_1^0 = 1$  в D-области: а —  $S = 0$ , б —  $S = 0.8$ , в — характеристная картина трансформации волн

гообмена между ПФГ и фоновым сдвиговым течением. Следовательно, линейный дрейф приводит к изменению интенсивности этого обмена. Не все ПФГ могут черпать энергию сдвига и усиливаться. Усиливаются только те, которые находятся в определенной области  $k$ -пространства (именуемой в дальнейшем областью усиления). При этом каждая из гармоник усиливается в течение ограниченного промежутка времени, пока она не покинет область усиления в результате линейного дрейфа. К тому же, нахождение ПФГ в этой области в основном предъявляет условие на направление (а не на величину) их волнового вектора. Следовательно, процесс обмена энергией между волновыми возмущениями и сдвиговым течением имеет ярко выраженный анизотропный характер в  $k$ -пространстве. Итак, есть возмущения, которые на линейной стадии эволюции могут черпать энергию сдвигового потока в течение лишь ограниченного промежутка времени, испытывая временный (транзистентный) рост.

в) Трансформация волновых мод является резонансным процессом. Резонансная трансформация волн в течениях ожидается, если:

- в среде возможно наличие хотя бы двух волновых мод;
- частоты волн изменяются со временем;
- вышеотмеченные условия А и Б выполняются.

г) Вязкая диссипация. Это явление становится эффективным, когда волновые числа увеличиваются. В конечном счете, если какое-нибудь нелинейное явление не проявится, этот процесс будет переводить энергию ПФГ в тепло.

Следует особо отметить, что в сдвиговых течениях (при  $S \neq 0$ ) из-за зависимости амплитуды волн от времени, дисперсионное уравнение, ко-

торое можно получить из уравнений (16)–(18), строго говоря, является весьма условным. Тем не менее, оно позволяет качественно правильно понять изменение во времени частотной характеристики волн, а также оценить степень сближения разных ветвей волн, имеющего место при определенных значениях  $k_y(\tau)$ . Как правило [18], при графическом представлении дисперсионных кривых волн Россби и инерционных волн ссылаются на зависимость от широтного волнового вектора  $k_x$ . Но в нашем случае для наглядности описываемого явления трансформации волн удобнее рассматривать зависимость частоты от  $k_y$ .

Для возмущений типа плоских волн, из системы уравнений (16)–(18) следует условное дисперсионное уравнение 3-й степени для частоты  $\omega(k_x, k_y)$  (см., например, уравнение (24)). Решения этого дисперсионного уравнения для различных значений параметра сдвига  $S$  представлены на рис. 2.

На рис. 2, а приведены решения дисперсионного уравнения D-области атмосферы при  $S = 0$ . В этом случае имеются три ветви волн (в размежном виде).

а) Ветвь I с частотами  $\omega \ll 2\Omega_0$  представляет собой волны Россби:

$$\omega_R = -\frac{k_x V_R}{1 + k^2 r_R^2}, \quad (20)$$

где  $V_R = \beta r_R^2$  — скорость Россби,  $r_R = C_a/(2\Omega_{0z})$  — радиус Россби,  $C_a = (P_0/\rho_0)^{1/2}$ . В E-области параметр Россби  $\beta$  заменяется на магнитный параметр Россби:

$$\beta \rightarrow \beta - (1/(\rho_0 c^2)) \partial (\sigma_H B_0 B_{0z}) / \partial y,$$

а для F-области остается  $\beta$ .

б) Ветвь II с частотами  $\omega \sim 2\Omega_0$  — инерционные (гироскопические) волны:

$$\omega_i^2 = (2\Omega_{0z})^2(1 + k^2 r_R^2), \quad (21)$$

в) Ветвь III с частотами  $\omega \gg 2\Omega_0$  — длинные акустические волны:

$$\omega_a^2 = k^2 C_a^2. \quad (22)$$

При больших  $k$  инерционные волны II переходят в длинные акустические волны III, бегущие со скоростью  $C_a$ .

Ветвь I, описывающая волны типа Россби, практически сливается с осью  $k_y$  (рис. 2, а), так как частоты этих волн намного меньше частот двух других волн (II и III). Естественно, что условия А и Б далеки от выполнения. Следовательно, волны Россби не связаны с инерционными волнами, и поэтому при  $S = 0$  взаимная трансформация волн не происходит.

Далее проследим за изменением дисперсионных кривых при  $S \neq 0$  (рис. 2, б). Будем обсуждать взаимосвязь только двух ветвей: I и II, так как только их групповые скорости могут совпадать друг с другом, и только между ними может возникать резонансная связь. Следовательно, можно ожидать взаимной трансформации лишь этих волн. При значениях сдвига  $S = -0.8$  есть диапазон волновых чисел  $k_x, k_y(\tau)$ , при которых низкочастотная и высокочастотная ветви приближаются друг к другу и даже сливаются.

Возникает «область вырождения» (область, обведенная пунктиром на рис. 2, б), в которой выполнение условий трансформации волн (условия А и Б) становится очевидным. Если считать, что в начальный момент времени была возбуждена лишь низкочастотная волна Россби с большим значением волнового вектора  $k_y(0) \gg k_x$  (при этом условии волновые возмущения практически не чувствуют наличия сдвигового течения), то со временем, по мере изменения  $k_y(\tau)$ , ее частота будет увеличиваться, она попадает в область вырождения (ее частота совпадает с частотой инерционной волны II), и определенная часть ее энергии трансформируется в энергию ветви II. Здесь налицо полная аналогия с взаимодействующими маятниками переменной длины, обсужденная выше.

Чем обусловлена временная зависимость частот волн в сдвиговых течениях и каков результат этой временной зависимости?

Частоты рассматриваемых волн (20), (21) являются определенными функциями волнового числа  $k_y(\tau)$ . Изменение  $k_y(\tau)$  со временем приводит к временной вариации частоты ПФГ — волна «скользит» возле дисперсионной кривой рассматриваемых мод. Следовательно, для определенных значений параметров системы дисперсионные кривые взаимодействующих волн в окрестности «особой точки» ( $k_y(\tau) \rightarrow 0$ ) приближаются друг к другу, и частоты волн могут совпадать в течение ограниченного промежутка времени. Этот факт приводит к резонансу волн и взаимной трансформации их энергии даже при малой временной вариации частот волн. Характерная картина эволюции рассмотренного процесса представлена на рис. 2, в.

Предположим, что волновая гармоника II нижней ветви (инерционной волны) с волновым числом  $k_y(0) = 0.4$  изначально возникла в точке 1. Из-за вариации  $k_y(\tau)$  со временем волна скользит вдоль дисперсионной кривой ( $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ ), и ее частота изменяется. В окрестности точки 3 расположена также часть дисперсионной кривой I верхней ветви (волна Россби), т. е. на дисперсионной кривой возникает «область вырождения». Следовательно, частота верхней ветви в точке 4 очень близко подходит к частоте нижней ветви в точке 3. Становится возможным резонансное взаимодействие — трансформация волн (точки 3  $\rightarrow$  4). Далее трансформированная волна (т. е. волна верхней ветви) продолжает «скользить» вдоль верхней дисперсионной кривой (вдоль точек 4  $\rightarrow$  5  $\rightarrow$  6).

Таким образом, появление «области вырождения» на дисперсионной кривой обуславливает обмен энергией между ПФГ волновых возмущений в сдвиговых течениях, и наглядность процесса обеспечивается скольжением ПФГ волн вдоль дисперсионной кривой.

В основе обмена энергии между волновыми возмущениями и сдвиговым течением лежит так называемый «лифт-ап-механизм» [23, 37], когда возмущения переносят жидкость из областей с большой скоростью течения в области с меньшей скоростью и наоборот. Обмен энергией между ПФГ и средним течением происходит тем интенсивнее, чем быстрее перемещается возмущенный элемент жидкости вдоль сдвига, или, иными словами, чем больше проекция скорости ПФГ возмущения вдоль сдвига (в нашем случае

вдоль оси  $Y$ ). Значения этой скорости существенно отличаются для ПФГ несжимаемой и сжимаемой волновых возмущений.

Для ПФГ несжимаемых волн удовлетворяется соотношение  $\mathbf{k} \perp \mathbf{V}$ . Так что при условии  $k_y(\tau) \gg k_x$ , когда волновой вектор практически направлен вдоль оси  $Y$  (вдоль сдвига), скорость ПФГ почти перпендикулярна к этому направлению. В результате проекция скорости вдоль направления сдвига является малой и согласно «лифт-ап-механизму» обмена энергией между ПФГ и средним течением практически не происходит. Хоть какой-то заметный обмен энергией для этих ПФГ возможен лишь в ограниченном временном интервале, когда  $k_y(\tau) \leq k_x$  (транзитный рост возмущений).

Ситуация коренным образом отличается для ПФГ сжимаемых волн. При этом угол между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{V}$  значительно отличается от  $\pi/2$ , более того,  $\mathbf{V}$  почти параллельна  $\mathbf{k}$ . Ясно, что для такого направления скорости  $\mathbf{V}$  обмен энергией между ПФГ и фоновым течением возможен также и при  $k_y(\tau) \gg k_x$  (см. ниже).

Так, можно заметить, что перемещение элемента жидкости вдоль сдвига не может однозначно обеспечивать обмен энергией между ПФГ волновых возмущений и средним течением. Согласно работам [23, 37] обмен энергией между средним течением и волной возможен, если помимо перемещения вдоль сдвига, волны вызывают также возмущение теплового давления. Таким образом, можно, предполагать, что ПФГ ионосферных волн типа Россби и инерционных волн, обменивающихся своей энергией со средним течением при определенных значениях  $k_y(\tau)$ , создадут также возмущения теплового давления (см. ниже).

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

С целью проследить за эволюцией ПФГ замагниченной волны Россби и инерционной волны в ионосферных сдвиговых течениях (в зональных ветрах), мы провели численное решение уравнений (16)–(19). Решалась начальная задача Коши для системы, состоящей из трех линейных обыкновенных дифференциальных уравнений первой степени с комплексными коэффициентами. Более точно решалась следующая система

из шести уравнений, но с действительными коэффициентами:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Omega_1}{\partial \tau} &= -a_2 \Omega_1 - a_1 \Omega_2 - a_3 \xi_1 - a_4 \xi_2, \\ \frac{\partial \Omega_2}{\partial \tau} &= -a_2 \Omega_2 + a_1 \Omega_1 - a_3 \xi_2 + a_4 \xi_1, \\ \frac{\partial \xi_1}{\partial \tau} &= -b_1 \xi_1 - b_2 \xi_2 + b_3 \Omega_1 + b_4 \Omega_2 + k^2(\tau) P_1, \\ \frac{\partial \xi_2}{\partial \tau} &= -b_1 \xi_2 + b_2 \xi_1 + b_3 \Omega_2 - b_4 \Omega_1 + k^2(\tau) P_2, \\ \frac{\partial P_1}{\partial \tau} &= -\delta \xi_1, \quad \frac{\partial P_2}{\partial \tau} = -\delta \xi_2.\end{aligned}\quad (23)$$

Здесь введены новые переменные  $\Omega = \Omega_1 + i\Omega_2$ ,  $\xi = \xi_1 + i\xi_2$ ,  $P = P_1 + iP_2$ ,  $i$  — мнимая единица, а действительные коэффициенты  $a_1, a_2, \dots, b_1, b_2, \dots, \eta$  связаны с коэффициентами уравнений (16)–(18) и имеют различные значения для разных слоев ионосферы (D, E, F). Выражения для них будут приведены ниже.

Вычисления проводились для различных значений параметров среды и волновых возмущений. Анализ численного решения продемонстрировал обмен энергией между различными ветвями волн и между волнами и фоновым течением.

**Выбор начальных значений физических величин.** Для выделения отдельного вида волны в начальном состоянии в чистом виде значения физических волновых величин подбирались так, чтобы вначале возбуждалась одна волна (типа Россби или инерционная) без каких-нибудь заметных примесей других мод.

В связи с этим начальные данные для физических величин в уравнениях (16)–(19) можно подобрать из тех же уравнений при условии  $k_y(0) \gg k_x$  и, соответственно,  $S \approx 0$ . Действительно, при  $|k_y(0)/k_x| \gg 1$  в формуле для меридионального волнового числа  $k_y(\tau) = k_y(0) - k_x S t$  в течение умеренного промежутка времени  $S t \lesssim 1$  можно предположить, что  $k_y(\tau) \approx k_y(0)$ . Заметим, что выбор значения  $k_y(0)/k_x \gg 1$  в качестве начального, никак не ограничивает область изменения параметра  $k_y(\tau)/k_x$ , так как со временем  $|k_y(\tau)/k_x|$  монотонно уменьшается до нуля, а затем увеличивается и принимает все реальные значения. Поэтому влиянием сдвигового течения на начальное распределение физических

величин в системе можно пренебречь, т. е. для начального момента времени в правых частях уравнений (16)–(18) можно предположить, что  $S \rightarrow 0$ . Тогда в системе уравнений (16)–(18) все коэффициенты будут постоянными, и для определения начальных значений физических величин можно использовать представление  $\partial A(\tau)/\partial \tau \approx -i\omega A(\tau)$ , где  $\omega$  — частота начального возмущения. При этом система (16)–(18), или (23), превратится в однородную систему из шести алгебраических уравнений для шести неизвестных (для действительной и мнимой части физических величин:  $\Omega^0 = \Omega_1^0 + i\Omega_2^0$ ,  $\xi^0 = \xi_1^0 + i\xi_2^0$ ,  $P^0 = P_1^0 + iP_2^0$ ). Следовательно, в выражения для начальных значений физических величин  $\Omega_1^0$ ,  $\Omega_2^0$ , ...  $P_1^0$ ,  $P_2^0$  (явные выражения для которых очень громоздки) войдет в качестве параметра частота рассматриваемого волнового возмущения  $\omega^{I,II} = \omega_1^{I,II} + i\omega_2^{I,II}$ . Далее подбираем для  $\omega^I$  или  $\omega^{II}$  результаты соответствующего численного решения условного дисперсионного уравнения третьей степени, получающиеся на основе уравнений (16)–(19) (см. также п. 3),

$$\begin{aligned} & \omega^3 + [a_1 + b_2 + i(b_1 + a_2)]\omega^2 + \\ & + [a_1 b_2 + a_4 b_4 - a_2 b_1 - a_3 b_3 - \eta k^2 + \\ & + i(a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_4 + b_3 a_4)]\omega - \\ & - \eta k^2(a_1 + ia_2) = 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Подставляя соответствующий корень уравнения (24) в выражения для  $\Omega_1^0$ ,  $\Omega_2^0$ , ...  $P_1^0$ ,  $P_2^0$ , можно изначально обеспечить возбуждение отдельной моды (с учетом  $S \neq 0$ ), замагниченной волны Россби, или инерционной волны. Далее с помощью этих начальных данных на основе численного решения системы уравнений (23) можно проследить за эволюцией первоначально выделенного (возбужденного) волнового возмущения в диссипативной ионосфере.

Помимо физических величин в исходные уравнения (23) в качестве коэффициентов входят параметры, характеризующие равновесное состояние среды. Так как вдоль толщины ионосферы значения равновесных параметров изменяются в широком диапазоне, характеристики волновых возмущений будут существенно изменяться в пределах разных слоев. Поэтому целесообразно привести значения коэффициентов

исходных уравнений (23), (24) для разных слоев ионосферы.

*D-слой.* В этом слое, охватывающем высоты до 80 км, характерные частоты среды удовлетворяют соотношениям  $\nu_{en} \gg \nu_{ei}$ ,  $\nu_{in}\nu_{ei} \gg \omega_{Be}\omega_{Bi}$ ,  $\nu_{in} \gg \omega_{Bi}$  и  $\omega_{Be} \gg \nu_{en}$ . При этом с помощью соотношений (5) можно выявить, что члены, содержащие  $\sigma_H$  и  $\sigma_\perp$  в правой части уравнений (23), намного меньше, чем члены с  $\beta$  и  $\Omega_{0z}$ , и соответствующие коэффициенты определяются выражениями

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta, \quad a_2 = \nu k^2(\tau), \\ a_3 &= 1 - S, \quad a_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta, \\ b_1 &= \nu k^2(\tau) + 2S \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)}, \quad b_2 = \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta, \\ b_3 &= 1 - 2S \frac{k_x^2}{k^2(\tau)}, \quad b_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta. \end{aligned}$$

Таким образом, в исходных уравнениях (23), (24) остаются лишь члены, характеризующие нейтральную атмосферу и, соответственно, они описывают эволюцию обыкновенной волны Россби (20), инерционной волны (21), а также длинной гравитационной волны (22).

*E-слой.* Для ионосферного Е-слоя, охватывающего высоты от 80 до 150 км, можно предполагать, что  $\nu_e \approx \nu_{en}$ ,  $\omega_{Be}\omega_{Bi} \gg \nu_{in}\nu_{en}$ ,  $\nu_{in}^2 \gg \omega_{Bi}^2$ . При этом холловская проводимость  $\sigma_H \approx eN/B_0$ ; она доминирует над поперечной проводимостью:  $\sigma_H \gg \sigma_\perp \approx \sigma_H \omega_{Bi}/\nu_{in}$ . В соответствующих уравнениях (23) члены с  $\sigma_H$  становятся сравнимыми по порядку с членами с коэффициентом  $\Omega_{0z}$ . Поэтому для Е-слоя коэффициенты в правых частях уравнений (23) принимают вид

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta_{Hz}, \quad a_2 = \nu k^2(\tau), \\ a_3 &= 1 - S - b_{Hz}, \quad a_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta_{Hz}, \\ b_1 &= \nu k^2(\tau) + 2S \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)}, \quad b_2 = \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta_{Hz}, \\ b_3 &= 1 - 2S \frac{k_x^2}{k^2(\tau)} - b_{Hz}, \quad b_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta_{Hz}, \end{aligned}$$

$$b_{Hz} = \frac{N}{N_n} \frac{\omega_{ie}}{\Omega_{0z}} \cos \theta_0,$$

$$\beta_{Hz} = \beta - \frac{N}{N_n} \frac{\omega_{ie}}{\Omega_{0z}} \sin \theta_0, \quad \omega_{ie} = \frac{eB_e}{M}.$$

Влияние равновесного геомагнитного поля описывается параметрами  $\beta_{Hz}$ ,  $b_{Hz}$  и обусловлено наличием в Е-области ионосферы холловских токов.

*F-слой.* В пределах F-слоя (примерно 150—500 км) удовлетворяются соотношения  $\omega_{Be}\omega_{Bi} \gg \nu_e\nu_{in}$  и  $\omega_{Bi} \gg \nu_{in}$ . При этом согласно (5) в F-слое доминирует поперечная проводимость:  $\sigma_H/\sigma_{\perp} \approx \approx (M\omega_{Bi} - m\omega_{Be})/(m\nu_e) \rightarrow 0$ . Поэтому для коэффициентов  $a$ ,  $b$  и  $\beta$  имеем

$$a_1 = \frac{k_x}{k^2(\tau)} \beta, \quad a_2 = \nu k^2(\tau) + \frac{k_y^2(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y} + b_{\perp z},$$

$$a_3 = 1 - S - \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y}, \quad a_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)} \beta,$$

$$b_1 = \nu k^2(\tau) + 2S \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} + \frac{k_x^2}{k^2(\tau)} b_{\perp y} + b_{\perp z},$$

$$b_2 = \frac{1}{k^2(\tau)} [k_x \beta + k_y \beta_{\perp z}],$$

$$b_3 = 1 - 2S \frac{k_x^2}{k^2(\tau)} + \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y},$$

$$b_4 = \frac{1}{k^2(\tau)} [k_y(\tau) \beta - k_x \beta_{\perp z}],$$

$$\beta_{\perp z} = \frac{N}{N_n} \frac{\nu_{in}}{\Omega_{0z}} \frac{2 \sin 2\theta_0}{(1 + 3 \cos^2 \theta_0)^2},$$

$$b_{\perp y} = \frac{N}{N_n} \frac{\nu_{in}}{\Omega_{0z}} \frac{\sin^2 \theta_0}{2(1 + 3 \cos^2 \theta_0)},$$

$$b_{\perp z} = \frac{N}{N_n} \frac{\nu_{in}}{\Omega_{0z}} \frac{2 \cos^2 \theta_0}{1 + 3 \cos^2 \theta_0}.$$

Наличие равновесного неоднородного геомагнитного поля в среде отражено в выражениях для параметров  $b_{\perp yz}$ ,  $\beta_{\perp z}$ ; взаимодействие этого поля со средой обусловлено педерсеновскими токами.

**Обмен энергией с фоновым течением и трансформация замагниченной волны Россби в инерционные волны.** Анализ результатов численных экспериментов начнем со случая воз-

буждения волн типа Россби в D-области ионосферы.

*Усиление.* В начальный момент времени была возбуждена лишь низкочастотная планетарная волна Россби с большим значением меридиального волнового вектора  $k_y(0)$ ,  $k_y(0)/k_x = 50 \gg 1$  и  $\beta = 0.1$ ,  $S = 0.8$ ,  $\delta = 1$ ,  $\nu = 0$ ,  $k_x = 2$ ,  $k_y(0) = 100$ ,  $P_1^0 = 1$ . Часть результатов численного решения уравнений (23) и (19) представлена на рис. 3. При условии  $k_y(0)/k_x \gg 1$  волна Россби является в основном вихревой (см. рис. 3, *д*) и практически неожиданной (рис. 3, *е*, *ж*). Как уже отмечалось в конце п. 3, в неожиданном случае волновые возмущения могут черпать энергию фонового течения лишь при условии  $k_y(\tau) \approx k_x$ . Действительно, как видно из рис. 3, *а*—*г*, из-за линейного дрейфа со временем  $k_y(\tau)$  начинает уменьшаться, но пока  $k_y(\tau) \gg k_x$ , энергообмен между фоновым течением и ПФГ волны Россби несущественен. Для времен, когда  $k_y(\tau) \approx k_x$ , ПФГ волны Россби начинает интенсивно черпать энергию сдвига и усиливаться (рис. 3, *г*), т. е. ПФГ попадает в «область усиления» (см. также п. 3). Усиление ПФГ прекращается в момент времени, когда  $k_y(\tau^*) = 0$  (см. рис. 3, *г*, когда  $\tau = \tau^* = k_y(\tau^*)/(Sk_x) \approx 62.5$ ). А затем, при  $k_y(\tau)/k_x < 0$  или в промежутке времени  $\tau^* < \tau \leq \tau_1$  они начинают обратно отдавать часть энергии среднему течению.

Несмотря на то, что в течение начального промежутка времени  $0 \leq \tau < \tau^*$  в среде обязательно есть волна типа Россби (см. рис. 3, *д*), на рис. 3, *а*—*в* ее практически не заметно (почти прямая линия) из-за ее большого временного масштаба по сравнению с инерционной волной.

По рис. 3, *а* видно, что волна типа Россби в ионосферных сдвиговых течениях сильно возмущает тепловое давление среды  $P$  и, согласно п. 3, происходит интенсивный обмен энергией между фоновым течением и этой волной.

*Трансформация.* Как видно из рис. 3, *г*, *д*, по мере эволюции начального возмущения доля вихревого компонента в полной энергии падает, пока не становится ничтожно малой (при  $\tau_2 \sim 80$ ), основная часть энергии волн Россби перекачивается в энергию инерционных волн. Так что имеет место интенсивная трансформация волны Россби в инерционные волны (у полной энергии, рис. 3, *г*, и у ПФГ, рис. 3, *а*—*в*, появляются

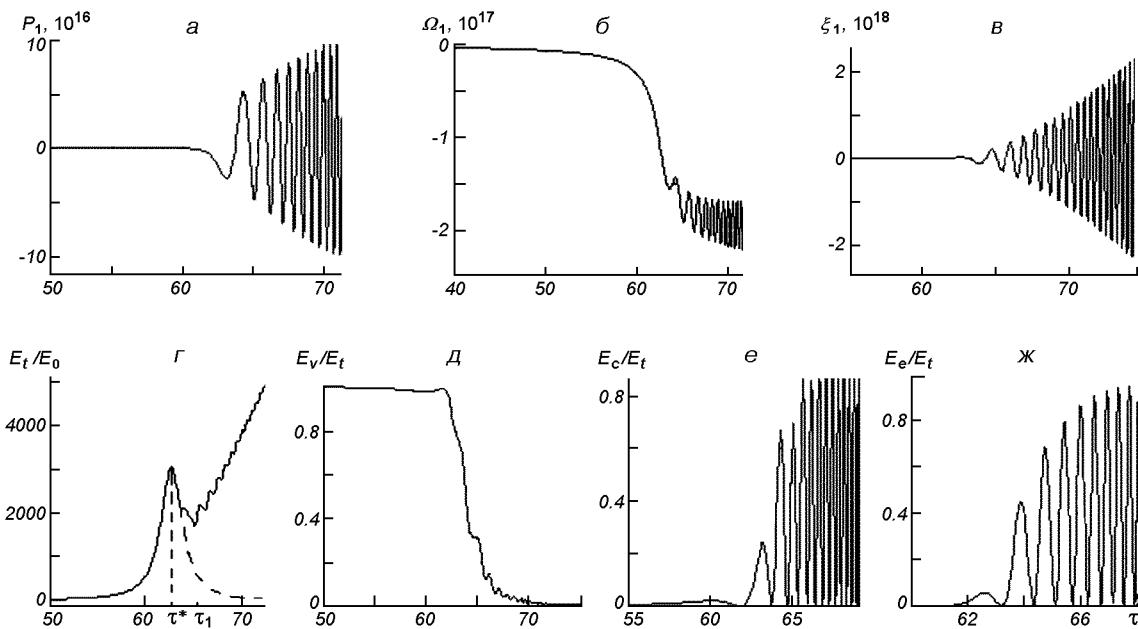


Рис. 3. Временная эволюция некоторых расчетных параметров волн в D-области, когда в начальный момент времени возбуждается лишь волна типа Россби (при  $\beta = 0.1$ ,  $S = 0.8$ ,  $\delta = 1$ ,  $\nu = 0$ ,  $k_x = 2$ ,  $k_y(0) = 100$ ,  $P_1^0 = 1$ ):  $a$  — ПФГ  $P_1 = \text{Re}P$ ,  $b$  — ПФГ  $\Omega_1 = \text{Re}\Omega$ ,  $v$  — ПФГ  $\xi_1 = \text{Re}\xi$ ,  $g$  — полной энергии  $E_t$  ПФГ,  $d$  — отношения вихревой энергии  $E_v$  к полной энергии  $E_t$ ,  $e$  — отношения энергии сжатия  $E_c$  к полной энергии  $E_t$ ,  $x$  — отношения энергии упругости  $E_e$  к полной энергии  $E_t$ .

высокочастотные осцилляции). Итак, если при  $\tau = 0$  энергия была сосредоточена в вихревых низкочастотных модах (волнах Россби), то при  $\tau \gg \tau^*$  вся энергия сосредоточена в потенциальных высокочастотных возмущениях — инерционных волнах (рис. 3,  $e$ ,  $x$ ). Трансформация волн типа Россби в инерционные происходит, начиная с момента  $\tau = \tau^*$ , в течение ограниченного промежутка времени, в котором выполняются условия А, Б, и эти две ветви оказываются связанными. Следует отметить, что волны ветвей I и II связаны не только между собой, но и (как уже отмечалось выше) со средним течением, и обмениваются с ним энергией. При этом трансформируется существенная часть энергии волн Россби. Можно сказать, что к моменту времени  $\tau = \tau_1$  (рис. 3,  $g$ ) в течении остается только волна ветви II (инерционная). Последняя уже нарастает с течением времени, черпая энергию сдвига (см. участок графика при  $\tau > \tau_1$  на рис. 3,  $g$ ). Рис. 3 хорошо показывает, насколько

изменяется процесс эволюции волны Россби из-за трансформации в инерционную волну: если бы последний процесс не имел места, то энергия волны Россби ослабла бы по закону, отмеченному штриховой линией на рис. 3,  $g$ , и отдала бы свою энергию фоновому течению.

Результаты расчета показывают также, что на тех уровнях Е-области, где  $\beta_{Hz} = 0$  (днем на высоте 115 км и ночью на высоте 150 км) [2], планетарные волны типа Россби практически не возбуждаются, но на этих высотах могут появляться инерционные волны.

С увеличением параметра  $b_{Hz}$  (при  $\beta_{Hz} \neq 0$ ) взаимодействие холловских токов с ионосферным Е-слоем и геомагнитным полем  $B_0$  становится существенным, и динамика эволюции первоначально возбужденной замагниченной волны Россби заметно изменяется. Волновые возмущения сначала черпают энергию сдвига, и полная энергия ПФГ возмущений увеличивается до момента времени  $\tau = \tau^* = k_y(0)/(Sk_x)$ . Далее возму-

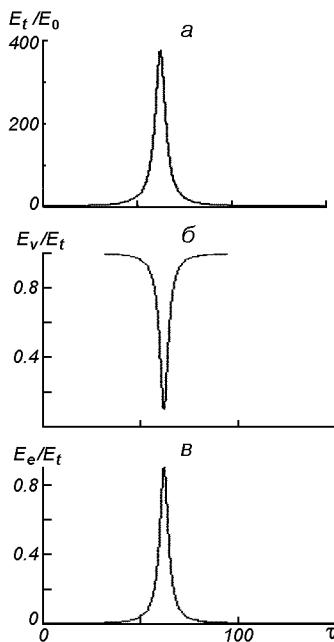


Рис. 4. Временная эволюция энергий ПФГ в Е-области, когда в начальный момент времени возбуждается лишь замагнченная волна Россби (при  $\beta = 0.1$ ,  $S = 0.8$ ,  $\delta \approx 2$ ,  $\nu = 0$ ,  $k_x = 2$ ,  $k_y(0) = 100$ ,  $P_1^0 = 1$ ,  $b_{1z} = 5$ ,  $b_{1y} = 0.01$ ,  $b_{1z} = 0.01$ ): а — полной энергии  $E_t$ , б — отношения вихревой части энергии  $E_v$  к полной энергии  $E_t$ , в — отношения упругой части энергии  $E_e$  к полной энергии  $E_t$

щения (при  $\tau > \tau^*$ ,  $k_y(\tau)/k_x < 0$ ) возвращают свою энергию фоновому течению (рис. 4, а). При этом первоначально возбужденная волна типа Россби (с  $k_y(0)/k_x = 50 \gg 1$ ) в момент  $\tau$ , когда уже становится  $k_y(\tau) \approx k_x$ , начинает трансформироваться в инерционную волну, передавая ей основную часть своей энергии до момента времени  $\tau^* = 6.25$  (рис. 4, б). Особо следует отметить, что далее при  $\tau > \tau^* = 62.5$  происходит также обратный процесс: инерционная волна возвращает основную часть своей энергии волне типа Россби (рис. 4, б, в). Наконец, смесь инерционная волна — волна типа Россби при  $\tau \geq \tau^*$  и  $k_y(\tau)/k_x < 0$  возвращает свою энергию среде даже при отсутствии диссипативных процессов (ср. рис. 4, где  $\nu = 0$  и рис. 3, г—е). Обмен энергией со сдвиговым течением и здесь обусловлен «лифт-ап-механизмом» (см. п. 3).

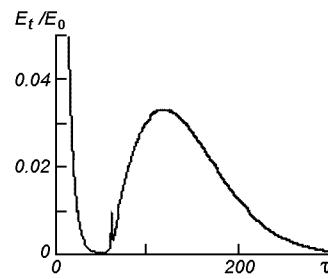


Рис. 5. Временная эволюция полной энергии ПФГ  $E_t/E_0$  при  $\beta = 0.1$ ,  $S = 0.8$ ,  $\delta \approx 2$ ,  $\nu = 0$ ,  $k_x = 2$ ,  $k_y(0) = 100$ ,  $P_1^0 = 1$ ,  $\beta_{1z} = 5$ ,  $b_{1y} = 0.01$ ,  $b_{1z} = 0.01$ , в F-области, когда в начальный момент времени возбуждается лишь замагнченная волна Россби

В F-области ионосферы динамика возбуждения замагнченной волны Россби и ее дальнейшая эволюция определяются взаимодействием педерсеновских токов со средой и геомагнитным полем. Это взаимодействие в конечном счете сводится к радиационному затуханию волновых возмущений. С увеличением параметра  $\beta_{\perp z}$  (при малых значениях параметров  $b_{\perp y}$ ,  $b_{\perp z} \ll 1$ ) эволюция первоначально возбужденной волны типа Россби (генерация, усиление и трансформация в инерционные волны) качественно протекает так же, как и в области D, лишь улучшается эффективность взаимодействия с фоновым течением и, соответственно, более заметно увеличивается амплитуда ПФГ возмущений. С увеличением параметров  $b_{\perp y}$ ,  $b_{\perp z}$  увеличивается интенсивность радиационного затухания возмущений (волны типа Россби и инерционной волны) и превращение волновой энергии в тепловую энергию (рис. 5).

Взаимодействие инерционных волн с фоновым течением и трансформация в волны типа Россби. Если в D-области ионосферы изначально возбуждается лишь инерционная волна (21), то эволюция соответствующей ПФГ в сдвиговом течении коренным образом отличается от выше-отмеченного случая волны типа Россби.

На рис. 6 представлена часть результатов численного решения уравнений (23) и (19), когда в начальный момент времени возбуждается лишь инерционная волна при  $\beta = 0.1$ ,  $S = 0.8$ ,  $\delta = 1$ ,  $\nu = 0$ ,  $k_x = 2$ ,  $k_y(0) = 100$ ,  $P_1^0 = 1$ . Как уже

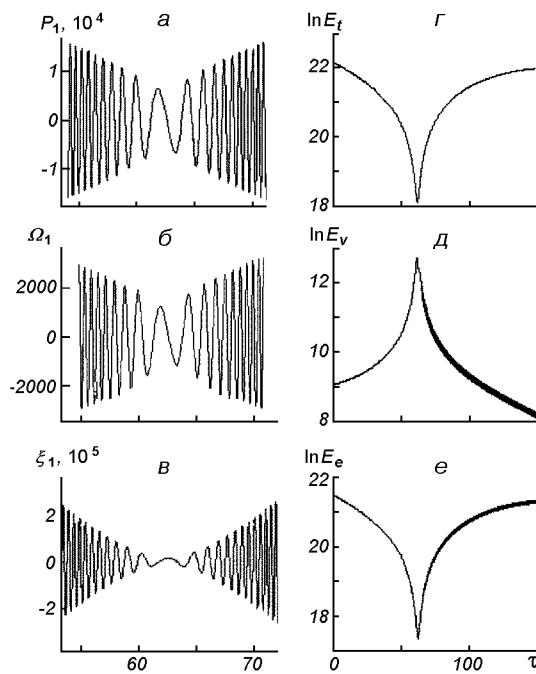


Рис. 6. Временная эволюция ПФГ волн в D-области, когда в начальный момент времени возбуждается лишь инерционная волна (для  $a, \delta = 0.1, S = 0.8, \delta \approx 1, \nu = 0, k_x = 2, k_y(0) = 100, P_1^0 = 1$ ; для  $b, \nu = 0, k_x = 2.5, k_y(0) = 50, P_1^0 = 1$ ):  $a — P_1 = \text{Re}P, b — \Omega_1 = \text{Re}\Omega, c — \xi_1 = \text{Re}\xi, d —$  полной энергии  $E_t, e —$  «упругой» части энергии  $E_e$

отмечалось в п. 3, инерционная (потенциальная) волна принадлежит к классу сжимаемых, поэтому она интенсивно обменивается энергией с фоновым течением при произвольном соотношении между  $k_y(0)$  и  $k_x$  (в отличие от волны Россби, которая с фоновым течением заметно взаимодействует лишь при  $k_y(0) \sim k_x$ ).

Видно, что с течением времени (при  $0 < \tau \leq \tau^* = k_y(0)/(Sk_x) \approx 62.5$ ) амплитуды ПФГ инерционной волны (а также их частоты) уменьшаются: часть энергии ПФГ передается фоновому течению (рис. 6,  $a—c$ ). Со временем меридиальный волновой вектор уменьшается ( $k_y(\tau^*) \rightarrow 0$ ), и в окрестности времени  $\tau^* = k_y(0)/(Sk_x) \approx 62.5$  частота инерционных волн приближается к частоте волны типа Россби, образуется область вырождения (см. п. 3), и часть энергии начальной инерционной волны

(рис. 6,  $c—e$ ) ( $\approx 20\%$ , как это видно из рис. 6,  $c—e$ ) трансформируется в энергию волны типа Россби. Так что генерируется волна типа Россби (рис. 6,  $d$ ). Далее ПФГ попадает в область усиления, где  $k_y(0)/k_x < 0$  (при  $\tau > \tau^*$ ), и смесь инерционная волна — волна Россби начинает черпать энергию из фонового течения: увеличиваются амплитуды ПФГ  $P_1$ ,  $\Omega_1$ ,  $\xi_1$ , а также их частоты (рис. 6,  $a—c$ ) и энергии ПФГ (рис. 6,  $c—e$ ).

Если инерционная волна первоначально возбуждена в E-области ионосферы, то ее дальнейшая эволюция происходит несколько иным образом. Из-за холловской проводимости инерционная волна сначала передает часть своей энергии фоновому течению, а часть энергии одновременно трансформируется в энергию волны типа Россби. Трансформация волн происходит, когда ПФГ возмущений попадают в область вырождения при  $\tau \approx \tau^* = k_y(0)/k_x$ . Далее при  $\tau > \tau^*$  смесь инерционная волна-замагниченная волна Россби черпает энергию сдвига и усиливается. Окончательно при  $\tau \gg \tau^*$  смесь волн возвращает энергию фоновому течению даже при отсутствии диссипативных процессов ( $\nu = 0$ ). С увеличением параметра  $b_{Hz}$  (т. е. с увеличением амплитуды тока Холла) увеличивается эффективность генерации замагниченной волны Россби.

В F-области эволюция первоначальной инерционной волны, в основном, определяется проводимостью Педерсена (обуславливающей интенсивное затухание возмущений, см. например, рис. 5) и качественно совпадает с эволюцией замагниченной волны Россби, отмеченной выше.

**Затухание крупномасштабных волновых возмущений в сдвиговом течении.** Как уже отмечалось, в сдвиговом течении имеет место дрейф ПФГ в пространстве волновых чисел. Так что со временем происходит увеличение радиальной составной волнового вектора ПФГ,  $k_y(\tau) = k_y(0) - Sk_x\tau$ , т. е. уменьшается длина возмущений вдоль меридиана (при  $\tau \rightarrow \infty, l_y = 2\pi/|k_y(\tau)| \rightarrow 0$ ). Обычно дробление масштабов в сплошной среде происходит за счет нелинейных процессов [9]. Однако в нашем случае монотонное уменьшение масштабов возмущений происходит в линейном режиме. Для коротковолновых возмущений влияние диссипативных процессов (в нашем

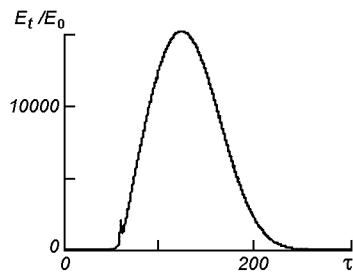


Рис. 7. Затухание полной энергии ПФГ  $E_t/E_0$  со временем при  $\beta = 0.1$ ,  $S = 0.8$ ,  $\delta \approx 1$ ,  $\nu = 10^{-6}$ ,  $k_x = 2$ ,  $k_y(0) = 100$ ,  $P_1^0 = 1$ ,  $b_H = 5$ , в Е-области, когда в начальный момент времени возбуждается лишь замагниченная волна Россби

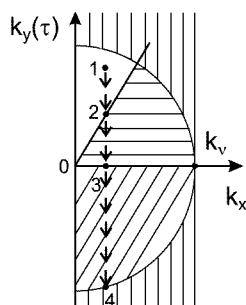


Рис. 8. Качественное представление эволюции волновых возмущений в плоскости  $k_x \neq 0$ . В области, заштрихованной горизонтальными и наклонными линиями, возмущения усиливаются и взаимно трансформируются (рис. 3, 2, 6, 2). Во внешней области, заштрихованной вертикальными линиями, энергия возмущений термализуется из-за диссипативных процессов в среде

случае вязкости) становится существенным (см. рис. 7, начиная с  $\tau > 120$ ). За счет диссипации энергия возмущений передается среде в виде тепла, и в конечном счете происходит практически полное затухание волновых возмущений (при  $\tau \approx 300$ ).

Данный процесс можно схематически описать в  $k_x \neq 0$ -плоскости (см. рис. 8). Мы здесь рассмотрим только плоскость  $k_x > 0$ , так как результаты легко можно перенести и на плоскость  $k_x < 0$ . Без учета нелинейных процессов динамика рассмотренных волновых возмущений (волны типа Россби, инерционные волны) определяется следующими основными процессами: первый — дрейф ПФГ в  $k$ -пространстве, второй — черпа-

ние энергии фонового течения пространственными фурье-гармониками, третий — взаимная трансформация мод, четвертый — вязкостное и радиационное затухания. Каждый из этих процессов реализуется для разных значений волнового вектора  $k$ . Поэтому для ясного понимания и анализа происходящего область развития процессов в  $k$ -пространстве можно рассмотреть дифференциальную. Предположим, что диссипация становится существенной для ПФГ с волновым числом, удовлетворяющим неравенству  $|k| > k_\nu$  (на рис. 8 эта область показана вертикальными линиями кнаружи полуплоскости с радиусом  $|k| = k_\nu$ ), где  $k_\nu$  зависит от конкретного вида диссипации. Считаем также, что обмен энергией между сдвиговым течением и волновыми возмущениями происходит в пределах области, нарисованной горизонтальными и наклонными линиями на рис. 8 (область усиления — трансформации). Из-за тепловой флуктуации в ионосферной среде всегда могут возбуждаться возмущения типа волн Россби или инерционной волны с произвольной  $k$ .

Каков путь эволюции ПФГ, которая в начальный момент времени находится в точке 1 на рис. 8. Волновое число вдоль оси  $Y$ ,  $k_y(\tau)$  этой гармоники изменяется со временем, и это приводит к ее дрейфу вдоль направления, помеченного стрелками. В определенный момент, когда гармоника достигает точки 2, начнется аномальное увеличение ее энергии (за счет энергии сдвига) и это продлится, пока она не трансформируется в другую ветвь волны (точка 3 на рис. 8). Далее смесь исходной и трансформированной волн продолжает черпать энергию сдвига и усиливаться (область, заштрихованная наклонными линиями). Затем ПФГ, продолжая свой дрейф, достигает точки 4, где включаются диссипативные процессы, которые превращают энергию ПФГ в тепло. Другие фурье-гармоники, которые соответствуют другим точкам  $k$ -пространства, эволюционируют аналогично. После ухода фурье-гармоники от точки 1 эта точка не остается свободной, так как из-за термальных эффектов новые флуктуации занимают эту точку и эволюционируют таким же образом.

Следовательно, перекачка энергии сдвигового течения в энергию волновых возмущений и взаимная трансформация мод с последующей их диссипацией в среде являются перманентными.

Это может привести к сильному нагреву среды. Ясно, что интенсивность нагрева зависит от уровня начального возмущения и параметра сдвигового течения  $S$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучена линейная стадия эволюции ПФГ возмущений замагнченной волны Россби и инерционной волны в диссипативной ионосфере при наличии сдвигового течения (гладко-неоднородного зонального ветра). На основе численного решения и теоретического анализа соответствующей системы динамических уравнений выявлены новые механизмы перекачки энергии сдвигового течения в энергию волновых возмущений, экстремального усиления волн (на несколько порядков), взаимной трансформации собственных мод и превращения энергии возмущений в тепло.

Усиление замагнченной волны Россби и инерционной волны становится возможным для определенных значений параметров среды, сдвига и волн, которые образуют необыкновенный путь нагрева сдвигового течения в ионосфере: волны черпают энергию сдвигового течения, и через взаимную линейную трансформацию и линейный дрейф ПФГ в пространстве волновых чисел (дробление масштабов возмущений) перекачивают энергию в область затухания. Вязкость и радиационное затухание преобразуют эту энергию в тепло. Процесс является перманентным и может привести к сильному нагреву среды. Интенсивность нагрева определяется уровнем начального возмущения и параметров сдвигового течения.

Замечательной особенностью сдвигового течения является уменьшение масштабов волновых возмущений в линейном режиме, обусловленное линейным дрейфом ПФГ возмущений в пространстве волновых чисел и, соответственно, перекачка энергии в короткие масштабы — в область диссипации.

Усиление ПФГ волновых возмущений и взаимная трансформация мод происходит в ограниченный промежуток времени (транзиентно), пока выполняются соответствующие условия усиления и достаточно сильной взаимосвязи мод.

Взаимная трансформация собственных мод

(волн Россби и инерционных волн) возможна даже в пространственно-однородной ионосфере ( $\rho_0 = \text{const}$ ), когда скорость фонового ветра является неоднородной. Следует подчеркнуть, что выявление этого механизма трансформации стало возможным в рамках немодального математического анализа (эти процессы упускались из виду при более традиционном модальном подходе). Тем самым немодальный подход, учитывающий неортогональность собственных функций задач линейной волновой динамики, оказался более адекватным математическим языком для исследования волновых процессов в сдвиговых течениях.

Природа рассмотренного здесь механизма трансформации волн существенно отличается от ранее известного линейного механизма трансформации волн в неоднородной плазме [8]. Трансформация волн на неоднородностях плотности среды проявляется в ограниченном пространстве (вопреки неоднородности плотности), пока есть эта неоднородность, тогда как в нашем случае трансформация линейных волн проявляется во всем объеме, охватываемом сдвиговым течением, но в ограниченный интервал времени (транзиентно). Ясно, что для возникновения этого явления необходимо существование в среде хотя бы двух волновых мод. Реализация механизма рассмотренной трансформации волн возможна при выполнении условий А и Б, приведенных в п. 3.

Выявленный в данной работе эффект взаимной трансформации волн типа Россби и инерционных волн в ионосфере с неоднородным зональным ветром заставляет пересмотреть некоторые представления в динамической метеорологии и в моделях общей циркуляции атмосферы, океана, ионосферы, магнитосферы с участием планетарных волн типа Россби, особенно при интерпретации наблюдательных данных. При этом необходим учет возможности взаимной трансформации волн разных временных и пространственных масштабов в сдвиговых течениях.

Таким образом, использование уравнения Чарни — Обухова или уравнения переноса вихря (в которых практически проведены усреднения по высоким частотам) в качестве математической модели, описывающей динамику крупномасштабных волн типа Россби в атмосфере или в океане, является, мягко говоря, необоснован-

ным, так как в атмосфере и океане постоянно есть сдвиговые течения. Альтернативным и более адекватным является математическая модель, учитывающая наличие в ионосферной среде, кроме волн типа Россби, также других волновых мод, пусть даже сильно отличающихся от волн Россби временным масштабом.

Наличие электромагнитной пондеромоторной силы, т. е. неоднородного геомагнитного поля, токов Холла и Педерсена в разных слоях ионосферной среды улучшает эффективность взаимодействия и взаимообмен энергией между волновыми возмущениями и фоновым сдвиговым течением.

Наконец отметим, что данный анализ выполнен при однородном сдвиге течения (линейной зависимости скорости фонового течения от координаты). Однако полученные результаты в основном будут теми же для неоднородного (нелинейного) профиля сдвига фоновой скорости, если характерный поперечный размер волны меньше характерного размера нелинейного профиля скорости ( $l_y \ll L_y$ ), или когда профиль фонового ветра аппроксимируется линейным членом в разложении Тейлора [42].

1. Абурджания Г. Д., Хантадзе А. Г. Крупномасштабные электромагнитные волновые структуры в Е-области ионосферы // Геомагн. аэрон.—2002.—42, № 2.—С. 245—251.
2. Абурджания Г. Д., Хантадзе А. Г., Гвелесиани А. И. Физика возникновения новых ветвей планетарных электромагнитных волн в ионосфере // Геомагн. аэрон.—2003.—43, № 2.—С. 193—203.
3. Гандин А. С., Лаштман Д. Л., Матвеев Л. Т., Юдин М. И. Основы динамической метеорологии. — Л.: Гидрометиздат, 1955.
4. Гершман Б. Н., Ерухимов А. Н., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984.
5. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. — М.: Мир, 1986.—Т. 1.
6. Госкард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1975.
7. Докучаев В. П. О влиянии магнитного поля Земли на ветры в ионосфере // Изв. АН СССР. Сер. Геофизическая.—1959.—№ 5.—С. 783—787.
8. Ерохин Н. С., Моисеев С. С. Волновые процессы в неоднородной плазме // Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1973.—7.—С. 146—204.
9. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. — М: Наука, 1988.
10. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. — Новосибирск: Наука, 1979.
11. Кибель И. А. О приспособлении движения воздуха к геострофическому // ДАН СССР.—1955, № 1.—С. 104—107.
12. Комкин Г. Л., Сербо В. Г. Сборник задач по классической механике. — М.: Наука, 1969.
13. Митра С. К. Верхняя атмосфера. — М.: Иностр. лит., 1965.
14. Монин А. С. (Ред.). Физика океана. — М.: Наука, 1978.—Т. 2. Гидродинамика океана..
15. Незлин М. В., Снежкин Е. Н. Вихри Россби и спиральные структуры. — М.: Наука, 1990.
16. Обухов А. М. К вопросу о геострофическом ветре // Изв. АН СССР. Сер. географ.геофиз.—1949.—13, № 4.—С. 281—306.
17. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. — М.: Мир, 1984.—Т. 1.
18. Петвиашвили В. И., Похотелов О. А. Уединенные волны в плазме и атмосфере. — М. Энергоатомиздат, 1989.
19. Хантадзе А. Г. Об изменении скорости и направления ветра с высотой в турбулентной электропроводной атмосфере // Геомагн. аэрон.—1968.—8, № 2.—С. 236—249.
20. Хантадзе А. Г. Некоторые вопросы динамики проводящей атмосферы. — Тбилиси: Наука, 1973.
21. Хантадзе А. Г., Шарикадзе Д. В. О двумерном нестационарном ветровом поле в ионосфере // Изв. АН СССР. Физика атм. океана.—1969.—5, № 9.—С. 957—960.
22. Холтон Дж. Р. Динамическая метеорология атмосферы и мезосферы. — Л.: Гидрометиздат, 1976.
23. Чагелишвили Г. Д., Чанишвили Р. Г., Ломинадзе Д. Г. Физика усиления вихревых возмущений в сдвиговых течениях // Письма в ЖЭТФ.—1996.—63, Вып. 7.—С. 517—522.
24. Чагелишвили Г. Д., Чхетиани О. Г. Линейная трансформация волн Россби в сдвиговых течениях // Письма в ЖЭТФ.—1995.—62, Вып. 4. С 294—300.
25. Aburjania G. D., Chargazia Kh. Z., Khantadze A. G., Kharshiladze O. A. On the new modes of planetary-scale electromagnetic waves in the ionosphere // Ann. Geophys. 2004.—22, N 4.—P. 525—534.
26. Bramley E. N. The effects of ion drag and of plasma forces on neutral air winds in F-region // J. Atmos. Terr. Phys.—1967.—29, N 10.—P. 1317—1321.
27. Chagelishvili G. D., Chanishvili R. G., Lominadze J. G., Tevzadze A. G. Magnetohydrodynamic waves linear evolution in parallel shear flows: amplification and mutual transformations // Phys. Plasmas.—1997.—4, N 2.—P. 259—271.
28. Chagelishvili G. D., Rogava A. D., Segal I. N. Hydrodynamic stability of compressible plane Couette flow // Phys. Rev. E.—1994.—50., N 6.—P. 4283—4285.
29. Chagelishvili G. D., Rogava A. D., Tsiklauri D. G. Effect coupling and linear transformation of Waves in shear flow // Phys. Rev. E.—1996.—53, N 6.—P. 6028—6031.
30. Charney T. G. On the scale of atmospheric motions // Geophys. Publ.—1947.—17, N 2.—P. 17—20.
31. Farrell B. F., Ioannou P. J. Transient development of perturbations in stratified shear flow // J. Atmos. Sci.—1993.—50, N 14.—P. 2201—2214.
32. Geisler J. E. A numerical study of the wind system in the

- middle thermosphere // J. Atmos. Terr. Phys.—1967.—**29**, N 12.—P. 1469—1482.
33. Graik A. D. D., Criminale W. O. Evolution of wavelike disturbances in shear flow: a class of exact solutions of the Navier-Stokes equations // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A.—1986.—**406**.—P. 13—21.
34. Kalashnik M. V., Mamatsashvili G. R., Chagelishvili G. D., Lominadze J. G. Linear dynamics of non-symmetric perturbations in geostrophic horizontal shear flows // Q. J. R. Meteorol. Soc.—2004.—N 1.—P. 1—17.
35. Kamide Y. Electrodynamical processes in the Earth's ionosphere and magnetosphere. — Kyoto: Kyoto Sangyo University Press, 1980.
36. Kelvin Lord (W. Thomson). Stability of fluid motion: Rectilinear motion of viscous fluid between two parallel plates // Phil. Mag.—1887.—**24**, N 5.—P. 188—196.
37. Landahl M. T. Wave breakdown and turbulence // SIAM J. Appl. Math.—1975.—**28**.—P. 735—747.
38. Reddy S. C., Schmid P. J., Hennigsson D. S. Pseudospectra of the Orr-Sommerfeld operator // SIAM. J. Appl. Math.—1993.—**53**.—P. 15—23.
39. Rossby C. G. On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems // J. Mar. Res.—1938, N 2.—P. 239—263.
40. Rossby C. G. On the dispersion of planetary waves in a barotropic atmosphere // Tellus.—1949.—**1**.—P. 1—11.
41. Trefethen L. N., Trefethen A. E., Reddy S. C., Driscoll T. A. Hydrodynamic stability without eigenvalues // Science.—1993.—**261**.—P. 578—584.
42. Volponi F., Mahajan S. M., Yoshida Z. Asymptotic analysis and renormalized perturbation theory of the non-Hermitian dynamics of an inviscid vortex // Phys. Rev. E.—2001.—**64**, N 2.—P. 6312—6318.

**NEW MECHANISM FOR WAVY AMPLIFICATION  
AND MUTUAL TRANSFORMATION  
IN THE IONOSPHERE WITH INHOMOGENEOUS  
ZONAL WINDS**

G. D. Aburjania, J. G. Lominadze,  
A. G. Khantadze, O. A. Kharshiladze

The generation and further dynamics of planetary magnetized Rossby waves and inertia waves are investigated in a rotating dissipative ionosphere in the presence of a smooth inhomogeneous zonal wind (shear flow). Magnetized Rossby waves appear as a result of the interaction of the medium with the spatially inhomogeneous geomagnetic field and are an ionospheric manifestation of usual tropospheric Rossby waves. An effective linear mechanism responsible for the intensification and mutual transformation of Rossby and inertia waves is found. In the case of shear flows, the eigen functions of the problem are non-orthogonal and can hardly be studied by the canonical modal approach. Hence it becomes necessary to use the so-called non-modal mathematical analysis which has been actively developed in recent years. The non-modal approach shows that the transformation of wave disturbances in shear flows is due to the nonorthogonality of eigen functions of the problem in the conditions of linear dynamics. Thus there arise a new degree of freedom and a new way for the evolution of disturbances in the medium. Using the numerical modeling, we illustrate the peculiar features of the interaction of waves with the background flow, as well as the mutual transformation of wave disturbances in the *D*-, *E*- and *F*-regions of the ionosphere. It is established that the presence of a geomagnetic field, Hall and Pedersen currents in the ionospheric medium improves the interaction and mutual energy exchange between waves and a shear flow.

## А. С. Парновский, О. К. Черемных

Інститут космічних досліджень Національної академії наук та Національного космічного агентства України, Київ

# Спектр баллонных возмущений с произвольной поляризацией во внутренней магнитосфере Земли

Надійшла до редакції 12.01.06

В дипольній геомагнітному полі виведено рівняння малих коливань для власних МГД-збурень балонного типу з довільною поляризацією у внутрішній магнітосфері Землі. Ці збурення поширюються вздовж силових ліній, що упираються в іоносферу. Досліджено спектри цих збурень у наближенні ідеально провідної іоносфери. Встановлено, що поблизу іоносфери амплітуда поздовжнього зміщення суттєво перевищує відповідну амплітуду в приекваторіальній області силової лінії. Отримано аналітичний вираз для амплітуди поздовжнього зміщення поблизу іоносфери.

### ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Ранее в работах [1, 5] было показано, что баллонные возмущения являются собственными МГД-возмущениями внутренней магнитосферной плазмы. Уравнения, описывающие эти возмущения, получаются из уравнений идеальной одножидкостной МГД

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -\nabla p + [\mathbf{j}\mathbf{B}], \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \text{rot}[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}\rho\mathbf{v} = 0, \quad (1) \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \frac{p}{\rho^\gamma} &= 0, \\ \text{rot}\mathbf{B} &= \mathbf{j}, \quad \text{div}\mathbf{B} = 0, \quad \mathbf{E} = -[\mathbf{v}\mathbf{B}], \end{aligned}$$

где  $\rho$  — плотность плазмы,  $\mathbf{v}$  — скорость элементарного объема плазмы,  $\gamma$  — показатель адиабаты. Символы  $p$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  обозначают давление плазмы, плотность тока и напряженности электрического и магнитного поля. Уравнения (1) записаны в системе единиц, в которой коэффициенты в уравнениях Максвелла равны 1. Эти уравнения можно выразить через вектор смещения  $\xi$  ( $\mathbf{v} = \partial\xi/\partial t$ ) элементарного объема

плазмы:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \\ &= \nabla(\xi \cdot \nabla p) + \nabla(\gamma p \text{div} \xi) + \frac{1}{c} [\tilde{\mathbf{j}}\tilde{\mathbf{B}}] + \frac{1}{c} [\mathbf{j}\tilde{\mathbf{B}}]. \quad (2) \end{aligned}$$

Будем использовать условие статического МГД-равновесия магнитосферной плазмы:

$$\nabla p = [\mathbf{j}\mathbf{B}]. \quad (3)$$

Введем вектор

$$\mathbf{T} \equiv \text{rot}[\xi \mathbf{B}] + \frac{[\mathbf{j}\nabla a]}{|\nabla a|^2} \xi \cdot \nabla a,$$

где  $a$  — метка магнитной поверхности.

С помощью разложений

$$\begin{aligned} \mathbf{T} &= T_1 \nabla a + T_2 \frac{[\mathbf{B}\nabla a]}{|\nabla a|^2} - T_3 \mathbf{B}, \\ \xi &= \xi \frac{\nabla a}{|\nabla a|^2} + \eta \frac{[\mathbf{B}\nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} + \tau \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \end{aligned} \quad (4)$$

из выражения (2) получаем

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \nabla a \left[ \alpha_s \nabla a \cdot \nabla T_3 + \frac{\nabla a \cdot \nabla T_0}{|\nabla a|^2} - \right]$$

$$\begin{aligned} & -2p'T_3 + T_2(S - \gamma_s) + \mathbf{B} \cdot \nabla T_1 + K\xi \Big] + \\ & + \frac{[\mathbf{B}\nabla a]}{|\nabla a|^2} \left[ \frac{[\mathbf{B}\nabla a] \cdot \nabla T_0}{|\mathbf{B}|^2} + \mathbf{B} \cdot \nabla T_2 + [\mathbf{B}\nabla a] \nabla T_3 \right] + \\ & + \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla) T_0, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$T_0 = \gamma p \operatorname{div} \xi,$$

$$\begin{aligned} K &= \frac{\gamma_s}{\alpha_s} (\gamma_s - S) + \frac{p'}{|\mathbf{B}|^2} \frac{\nabla a \cdot \nabla (2p + |\mathbf{B}|^2)}{|\nabla a|^2}, \\ S &= \frac{[\mathbf{B}\nabla a]}{|\nabla a|^2} \cdot \operatorname{rot} \frac{[\mathbf{B}\nabla a]}{|\nabla a|^2}, \\ \alpha_s &= \frac{|\mathbf{B}|^2}{|\nabla a|^2}, \quad \gamma_s = \frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}}{|\nabla a|^2}, \quad p' = \frac{dp}{da}. \end{aligned}$$

Уравнение (5) описывает произвольные МГД-возмущения статического МГД-равновесия (3) с произвольной геометрией магнитного поля. Применим к этому уравнению баллонное приближение, т. е. будем считать, что фигурирующие в нем амплитуды возмущений удовлетворяют неравенствам:

$$\frac{\nabla a \cdot \nabla \xi}{|\nabla a|}, \quad \frac{[\mathbf{B}\nabla a] \cdot \nabla \xi}{|\mathbf{B}| |\nabla a|} \gg \frac{|\xi|}{L}, \quad \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \xi}{|\mathbf{B}|}.$$

Здесь

$$\begin{aligned} \xi(\mathbf{r}, t) &= \hat{\xi}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t + i\chi/\varepsilon), \\ T_i(\mathbf{r}, t) &= \hat{T}_i(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t + i\chi/\varepsilon), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $L$  — параметр Мак-Илвайна, задающий характерный масштаб системы,  $\varepsilon \ll 1$  — характерный поперечный масштаб,  $\chi$  — эйкональная функция, удовлетворяющая условию

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \chi = 0. \quad (7)$$

В результате получаем уравнения Дьюара — Глассера [4, 6]:

$$\begin{aligned} & \rho \frac{|\mathbf{k}_\perp|^2}{k_{\perp\beta}^2 |\mathbf{B}|^2} \frac{\partial^2 \hat{\xi}}{\partial t^2} = \\ & = 2(\hat{T}_0 + p'\hat{\xi}) \frac{\kappa \cdot [\mathbf{k}_\perp \mathbf{B}]}{\mathbf{k}_\perp \cdot [\mathbf{B}\nabla a]} + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{|\mathbf{k}_\perp|^2}{k_{\perp\beta}^2 |\mathbf{B}|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \hat{\xi} \right), \\ & \rho \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} = \mathbf{B} \cdot \nabla \hat{T}_0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{T}_0 &= \frac{\gamma p |\mathbf{B}|^2}{\gamma p + |\mathbf{B}|^2} \times \\ & \times \left[ \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{\hat{\tau}}{|\mathbf{B}|^2} \right) - 2\hat{\xi} \frac{\mathbf{k}_\perp \cdot [\mathbf{B}\kappa]}{k_{\perp\beta} |\mathbf{B}|^2} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$k_{\perp\beta} = \frac{\mathbf{k}_\perp \cdot [\mathbf{B}\nabla a]}{|\mathbf{B}|^2}.$$

Заметим, что уравнения (8) не зависят от геометрии магнитного поля. Теперь введем дипольное поле  $\mathbf{B} = [\nabla\psi\nabla\varphi]$ , где  $\psi = M\cos^2\theta/r$  — полоидальный магнитный поток, играющий роль метки магнитной поверхности, т. е.  $a = \psi$ ,  $M$  — магнитный дипольный момент Земли,  $\varphi$  — тороидальный угол (геомагнитная долгота). Компоненты и норма этого поля равны

$$B_r = -\frac{2M}{r^3} \sin\theta,$$

$$B_\theta = \frac{M\cos\theta}{r^3},$$

$$B = \frac{M\sqrt{b(\theta)}}{r^3},$$

где  $b(\theta) = 1 + 3\sin^2\theta$ . Уравнение силовых линий имеет вид  $r = L\cos^2\theta$ .

Градиент эйкональной функции  $\chi$  удовлетворяет соотношениям (6), (7):

$$\begin{aligned} \mathbf{B} \cdot \nabla \chi &= \hat{\xi}_\perp \cdot \nabla \chi = \\ &= \left( \hat{\xi} \frac{\nabla a}{|\nabla a|^2} + \hat{\eta} \frac{[\mathbf{B}\nabla a]}{B^2} \right) \cdot \nabla \chi = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

Согласно (9) вектор  $\nabla \chi$  лежит в плоскости, перпендикулярной к магнитным силовым линиям и образует произвольный угол с взаимно перпендикулярными векторами  $\nabla a$  и  $[\mathbf{B}\nabla a]$ , лежащими в той же плоскости. Таким образом, мы можем разложить указанный вектор  $\nabla \chi$  по базису, образованному этими векторами:

$$\nabla \chi \left( \frac{[\mathbf{B}\nabla a]}{|\nabla a|^2} + \hat{\lambda} \nabla a \right). \quad (10)$$

Поясним физический смысл величины  $\hat{\lambda}$ , постоянной на силовой линии. Из выражений (9), (10), а также выражения для электрического поля  $\mathbf{E} = i\omega [\xi_\perp \mathbf{B}]$  возмущений в плазме в виде

$$\hat{\xi}_\perp = \frac{i}{\omega} \frac{[\mathbf{E}\mathbf{B}]}{B^2}$$

следует, что с точностью до величин порядка  $\varepsilon$

$$\nabla\chi \cdot \hat{\xi} = \frac{i}{\omega} \frac{\mathbf{B} \cdot [\nabla\chi \mathbf{E}]}{B^2} = 0.$$

В силу (7) последнее равенство требует выполнения условия  $[\nabla\chi \mathbf{E}] = 0$ .

Таким образом, из (9) при  $\hat{\lambda} = 0$  получаем  $\mathbf{E} \parallel [\mathbf{B}\nabla a]$ ,  $\xi_\perp \parallel \nabla a$  (полоидальная поляризация альвеновских мод), а при  $\hat{\lambda} \rightarrow \pm\infty$  —  $\mathbf{E} \parallel \pm\nabla a$ ,  $\xi_\perp \parallel \mp [\mathbf{B}\nabla a]$  (тороидальная поляризация). В работах [1, 5] были рассмотрены лишь эти два случая. В данной же работе мы проанализируем промежуточные значения  $\lambda$ , при которых вектор  $\mathbf{E}$  лежит в плоскости, задаваемой векторами  $[\mathbf{B}\nabla a]$  и  $\nabla a$ . Таким образом, величина  $\lambda$  характеризует поляризацию возмущений.

Из выражений (9) и (10) получаем соотношения

$$\hat{\eta} + \hat{\lambda} \hat{\xi} = 0, \quad (11)$$

и

$$\hat{\lambda} = \frac{\nabla a \cdot \nabla\chi}{[\mathbf{B}\nabla a] \cdot \nabla\chi} \frac{B^2}{|\nabla a|^2}. \quad (12)$$

Теперь система уравнений (8) имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\rho}{|\nabla\psi|^2} \left( 1 + \hat{\lambda}^2 \frac{|\nabla\psi|^2}{|\nabla\varphi|^2} \right) \frac{\partial^2 \hat{\xi}}{\partial t^2} = \\ & = \frac{2(\kappa \cdot \nabla\psi)}{|\nabla\psi|^2} (\hat{T}_0 + p' \hat{\xi}) + \\ & + \mathbf{B} \cdot \nabla \left[ \left( 1 + \hat{\lambda}^2 \frac{|\nabla\psi|^2}{|\nabla\varphi|^2} \right) \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \hat{\xi}}{|\nabla\psi|^2} \right], \\ & \rho \frac{\partial^2 \hat{\tau}}{\partial t^2} = \mathbf{B} \cdot \nabla \hat{T}_0, \\ & \hat{T}_0 = \gamma p \left[ \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{\hat{\tau}}{|\mathbf{B}|^2} \right) - \frac{2(\kappa \cdot \nabla\psi)}{|\nabla\psi|^2} \hat{\xi} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Если перейти к производным вдоль силовой линии, выразить фигурирующие в уравнениях (13) величины через их значения на силовой линии

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) = |\mathbf{B}| \frac{d}{dl} = \frac{M}{L^4 \cos^7 \theta} \frac{d}{d\theta},$$

$$|\nabla\psi|^2 = \frac{M^2 b}{L^4 \cos^6 \theta}, \quad |\nabla\varphi|^2 = \frac{1}{L^2 \cos^6 \theta},$$

$$|\mathbf{B}|^2 = \frac{M^2 b}{L^6 \cos^{12} \theta}, \quad \frac{2\kappa \cdot \nabla\psi}{|\nabla\psi|^2} = \frac{4L \cos^2 \theta}{Mb^2},$$

и ввести обезразмеренные переменные

$$\Omega^2 = \frac{\omega^2}{\omega_A^2}, \quad \omega_A^2 = \frac{M^2}{L^8 \rho},$$

$$\alpha = -\frac{L}{p} \frac{dp}{dL}, \quad \beta = \frac{\gamma p L^6}{M^2},$$

$$\xi = \hat{\xi} \frac{L}{M}, \quad \eta = \hat{\eta}, \quad \tau = \hat{\tau} \frac{L^2}{M},$$

$$\lambda = \hat{\lambda} \frac{M}{L}, \quad T_0 = \hat{T}_0 \frac{L^6}{M^2},$$

можно получить окончательную систему уравнений

$$\begin{aligned} & \Omega^2 \xi (1 + \lambda^2 b(\theta)) + \frac{4}{b(\theta) \cos^4 \theta} \left( T_0 + \frac{\alpha \beta}{\gamma} \xi \right) + \\ & + \frac{b(\theta)}{\cos^{13} \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{1 + \lambda^2 b(\theta)}{b(\theta) \cos \theta} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right] = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\eta + \lambda \xi = 0, \quad (15)$$

$$\Omega^2 \tau + \frac{1}{\cos^7 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} T_0 = 0, \quad (16)$$

$$T_0 = \beta \left[ \frac{1}{\cos^7 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\tau \cos^{12} \theta}{b(\theta)} \right) - \frac{4 \cos^2 \theta}{(b(\theta))^2} \xi \right]. \quad (17)$$

Уравнения (14) и (16) «зацеплены» между собой и описывают взаимодействие альвеновских и медленных магнитозвуковых мод. Уравнение (15) описывает тороидальные альвеновские моды. Переходя к новой переменной  $x = \sin \theta$ , мы исключаем из системы (14)–(17) тригонометрические функции:

$$\begin{aligned} & \Omega^2 \frac{1 + \lambda^2 b}{b} c^6 \xi + \frac{4c^4}{b^2} \left( T_0 + \frac{\alpha \beta}{\gamma} \xi \right) + \\ & + \left( \frac{1 + \lambda^2 b}{b} \xi' \right)' = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\eta + \lambda \xi = 0, \quad (19)$$

$$\Omega^2 c^3 \tau + T'_0 = 0, \quad (20)$$

$$T_0 = \beta \left[ \frac{1}{c^3} \left( \frac{c^6}{b} \tau \right)' - \frac{4c}{b^2} \xi \right], \quad (21)$$

где  $b = 1 + 3x^2$ ,  $c = 1 - x^2$ , а штрих означает производную по  $x$ .

В данной работе мы ограничимся рассмотрением «жестких» граничных условий, соответствующих обращению в ноль возмущений на бесконечно проводящей ионосфере:

$$\xi = \eta = \tau = 0 \quad (22)$$

при  $x = \pm x_0 = \pm \sqrt{1 - L^{-1}}$ ,

где  $x_0$  — значение переменной  $x$  в точке пересечения силовой линии с идеально проводящей ионосферой. Граничные условия, учитывающие конечную проводимость ионосферы, будут рассмотрены в следующей статье.

#### СПЕКТР СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ

Уравнения (18)–(21) интересуют нас с точки зрения анализа спектра собственных баллонных возмущений магнитосферной плазмы. Напомним, что эти уравнения были тождественно получены из уравнений МГД в баллонном приближении. Следовательно, спектр их собственных частот совпадает со спектром частот собственных баллонных возмущений плазмы во внутренней магнитосфере Земли. Выражение для границы устойчивости рассматриваемых возмущений с указанными граничными условиями (22) было приведено в работе [1]. Как видно из уравнения (18), значения частоты  $\Omega$  собственных мод с произвольной поляризацией  $\lambda$  лежат между частотами мод с полоидальной и тороидальной поляризациями, что подтверждается прямыми численными расчетами. Вследствие этого мы, в основном, ограничимся рассмотрением спектров для двух крайних значений поляризации.

В случае тороидальной поляризации ( $\lambda \rightarrow \infty$ ) уравнение (18) сводится к уравнению

$$\Omega^2 c^6 \eta + \eta'' = 0, \quad \xi = 0, \quad (23)$$

уравнение (20) остается в силе, а  $T_0 = T_0$  ( $\xi = 0$ ). Уравнение (23) было впервые получено в работе [2]. Легко заметить, что уравнение (23) не содержит  $\tau$ , и спектр системы в этом случае состоит из двух независимых типов ветвей. Первый тип определяется уравнением (23) и зависит лишь от граничных условий (22) (в данном

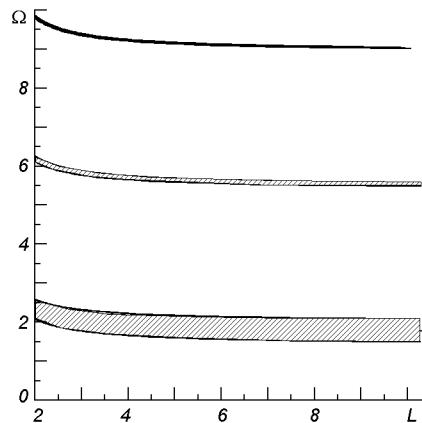


Рис. 1. Спектр трех нижних альвеновских мод при  $\beta = 0$  с различными поляризациями

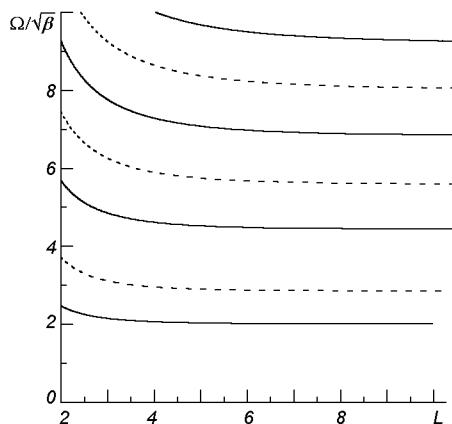


Рис. 2. Спектр медленных магнитозвуковых мод при тороидальной поляризации альвеновских мод. Сплошные линии — четные моды, штрихи — нечетные

случае — от параметра Мак-Илвайна  $L$  и номера моды. Второй тип определяется уравнениями (20), (21) и зависит также от плазменного параметра  $\beta$ , причем  $\Omega \propto \sqrt{\beta}$ . Несколько нижних мод спектра первого типа показаны на рис. 1 в координатах  $(\Omega, L)$ , а второго — на рис. 2 в координатах  $(\Omega/\sqrt{\beta}, L)$ . В координатах  $(\Omega^2, \beta)$  при заданом  $L$  спектр представляет собой набор горизонтальных прямых, соответствующих первому типу, и наклонных прямых, проходящих через начало координат, соответствующих второму типу.

В случае полоидальной поляризации ( $\lambda = 0$ ) уравнения (18), (19) принимают вид

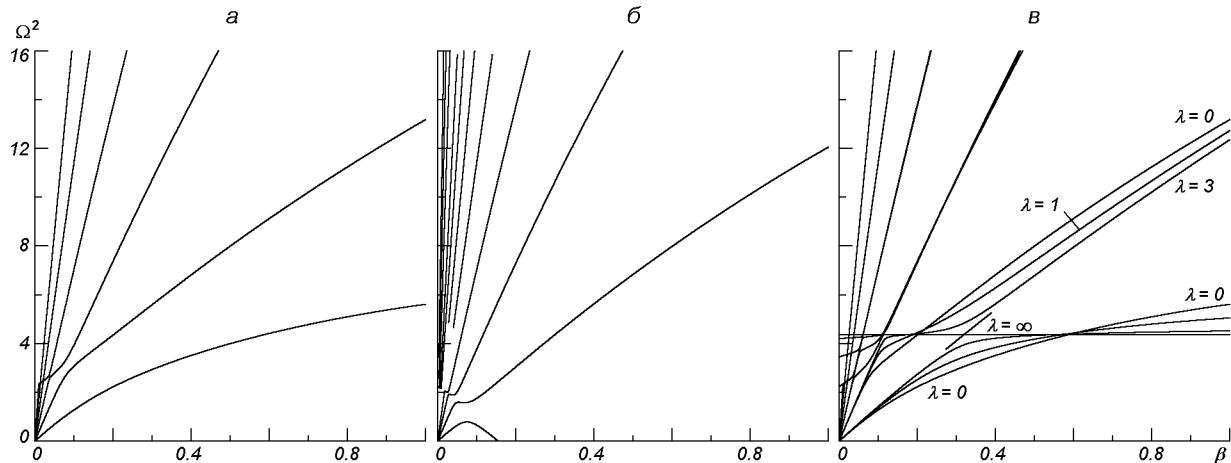


Рис. 3. Спектр связанных альвеновских и медленных магнитозвуковых мод при  $L = 10$ ,  $\lambda = 0$ : *a* —  $\alpha = 1$ , *б* —  $\alpha = 10$ , *в* —  $\alpha = 1$  для разных значений поляризации  $\lambda$  (спектр для  $\lambda = 0$  совпадает с рис. 3, *а*)

$$\Omega^2 \frac{c^6}{b} \xi + \frac{4c^4}{b^2} \left( T_0 + \frac{\alpha\beta}{\gamma} \xi \right) + \left( \frac{\xi'}{b} \right)' = 0, \\ \eta = 0, \quad (24)$$

а уравнения (20), (21) остаются в силе.

Спектр системы в этом случае похож на предыдущий. В точках пересечения ветвей первого и второго типа есть вырождение, снимаемое за счет наличия в уравнении (24) возмущающего члена (21), содержащего  $\tau$ . Внешне это проявляется в виде «перезамыкания» ветвей спектра, отчетливо заметном на зависимостях  $(\Omega^2, \beta)$  при фиксированных значениях  $L = 10$  и  $\alpha = 1$  (рис. 3, *a*) и  $\alpha = 10$  (рис. 3, *б*). Вид этих кривых не сводится к известным специальным функциям и может быть рассчитан только численно. Отметим, что «перезамыкаются» лишь спектры мод с одинаковой четностью. Спектры мод с разной четностью пересекаются обычным образом, поскольку взаимодействия между такими модами нет.

Значение частоты полоидальных альвеновских мод при  $\beta = 0$  ниже, чем в случае тороидальных (рис. 4). Наклон этих линий при малых  $\beta$  определяется параметром  $\alpha$ , изменяясь от положительных значений при малых  $\alpha$  до отрицательных при больших  $\alpha$ . Нулевой наклон для нижней моды реализуется при  $\alpha \approx 4$ . Точка пересечения нижней моды на рис. 3, *б* соответствует границе устойчивости, значение  $\beta$  при этом

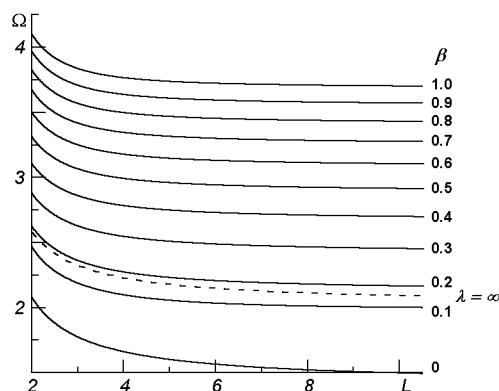


Рис. 4. Спектр первой полоидальной альвеновской моды при различных значениях  $\beta$ . Пунктир — спектр первой тороидальной альвеновской моды

практически совпадает с рассчитанным по формуле  $\beta = 0.95/(\alpha - 4.7) \approx 0.18$  в работах [3, 5].

На рис. 3, *в* приведен спектр мод с произвольной поляризацией, подтверждающий, что спектры мод с промежуточной поляризацией лежат между спектрами мод с экстремальными значениями поляризации. Интересной особенностью этого графика является наличие трех точек, в которых частота не зависит от параметра поляризации  $\lambda$ . Эти точки приблизительно соответствуют значениям  $\beta = 0.1, 0.2, 0.6$ , однако смысл данного явления нами не исследовался. Зависи-

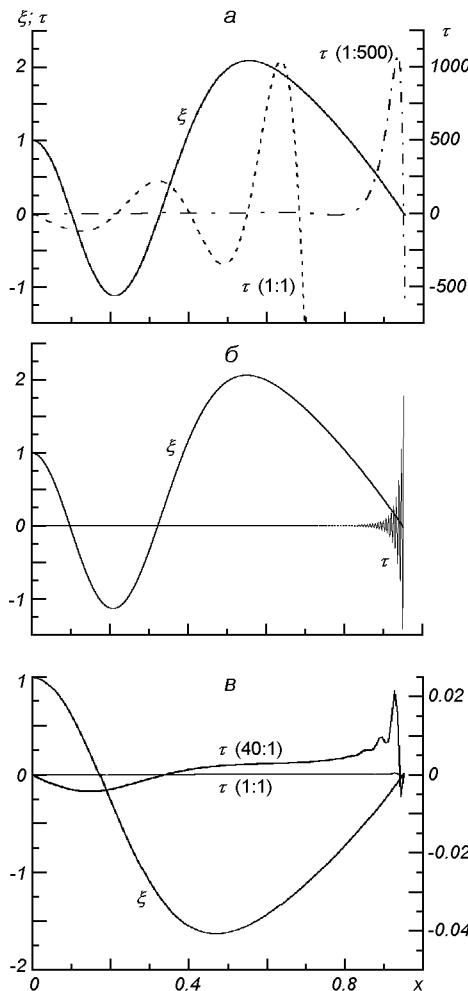


Рис. 5. Собственные функции  $\xi$ ,  $\tau$  третьей четной моды для  $L = 10$ . Сплошная и штриховая линия — шкала слева, штрихпунктир — шкала справа. В скобках указан масштаб кривой ( $a - \alpha = 10$ ,  $\beta = 1$ ,  $\Omega \approx 16$ ;  $b - \alpha = 10$ ,  $\beta = 0.01$ ,  $\Omega \approx 16$ ;  $c - \alpha = 1$ ,  $\beta = 0.01$ ,  $\Omega \approx 9$ )

мость частоты при  $\beta = 0$  от параметра Мак-Илвайна приведена на рис. 1. Штриховой обозначена область собственных частот альфвеновских мод, ограниченная линией  $\lambda = 0$  снизу и  $\lambda = \infty$  сверху. Это означает, что внешний источник с фиксированной частотой  $\Omega$  может генерировать колебания на определенных магнитных оболочках [7]. Аналогично данная магнитная оболочка  $L = \text{const}$  может входить в резонанс с внешними источниками возбуждений, если их частоты лежат в определенном фиксированном интервале частот [8].

### АПРОКСИМАЦИЯ ПРОДОЛЬНЫХ СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ

Помимо спектров, нас интересовал и вид собственных функций. Они также рассчитывались численно. Функции  $\xi$  и  $\eta$  не имели особенностей, а функция  $\tau$  демонстрировала интересное поведение вблизи границы. При малых значениях величины  $F = 2\beta^{-1/2}\Omega$  проявлялся значительный пик (рис. 5,  $a$ ), при больших значениях одиночный пик сменялся серией чередующихся положительных и отрицательных пиков с нарастающей по мере приближения к границе амплитудой (рис. 5,  $b$ ). Это было проверено для ряда точек с одним значением  $F$ , в том числе и соответствующих разным модам. Наиболее сильно этот эффект проявлялся при больших значениях параметра Мак-Илвайна, когда величина  $\delta = x - 1$  становится малым (отрицательным) параметром. Для оценки положения и формы этого пика мы разложили уравнение (18) в ряд по  $\delta$ . В результате мы получили одну из классических форм уравнения Бесселя

$$\begin{aligned} \delta^2 \tau'' + 9\delta\tau' + (12 + \delta^2 F^2)\tau = \\ = \frac{1}{4} \left( \xi' + \frac{\xi}{\delta} \right), \end{aligned} \quad (25)$$

решение которого имеет вид

$$\tau = \tau_1 + \tau_2, \quad (26)$$

$$\tau_1 = C\delta^{-4} [Y_2(F\delta) - AJ_2(F\delta)], \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \tau_2 = \frac{\pi}{8\delta^4} \left[ Y_2(F\delta) \int_{x_0-1}^{\delta} \zeta^4 (\zeta\xi' + \xi) J_2(F\zeta) d\zeta - \right. \\ \left. - J_2(F\delta) \int_{x_0-1}^{\delta} \zeta^4 (\zeta\xi' + \xi) Y_2(F\zeta) d\zeta \right], \end{aligned} \quad (28)$$

где  $J_2$ ,  $Y_2$  — функции Бесселя второго порядка первого и второго рода соответственно,  $C$ ,  $A$  — константы. Так как в большинстве случаев

$$\tau_1 \gg \tau_2, \quad (29)$$

константа  $A$  определяется из граничных условий (22) при  $x = x_0$ :

$$A = \frac{Y_2[F(x_0 - 1)]}{J_2[F(x_0 - 1)]}. \quad (30)$$

При изменении параметра  $\alpha$  с 10 до 1 на рис. 5, а, б функция  $\xi$  не изменится, а функция  $\tau$  будет отличаться лишь амплитудой — на рис. 5, а в 5 раз, а на рис. 5, б — в 4.8 раза. Во всех случаях эти функции прекрасно совпадают с аппроксимацией (27), откуда мы можем сделать вывод о том, что коэффициент  $C$  существенно зависит от  $\alpha$  как для одиночного пика, так и для чередующихся пиков.

В принципе при фиксированном масштабе функции  $\xi$ , константа  $C$  определяется из граничного условия (22) при  $x = -x_0$ . Однако решение (27) справедливо только при  $|x| \sim 1$ , и нельзя ожидать, чтобы оно удовлетворяло второму граничному условию. Поэтому конкретное значение константы  $C$  определить невозможно. Численные расчеты показывают, что величина  $C$  изменяется вдоль линий спектра и принимает как положительные, так и отрицательные значения. При  $C = 0$  соотношение (29) перестает выполняться, и вид функции  $\tau$  определяется членом  $\tau_2$  (рис. 5, в), причем для его вычисления нам достаточно разложить  $\xi$  вблизи границы и ограничиться первым членом  $\xi \sim (x - x_0)$ . При этом  $\xi \gg \tau$ . Во всех остальных случаях точность решения (27) оказывается вполне достаточной.

Воспользовавшись найденным решением, мы можем определить положение  $x_{\max}$  главного максимума продольного смещения  $\tau$ . Для этого проинфериенцируем (27) и приравняем производную нулю при  $x = x_{\max}$ . В результате получим

$$A = \frac{Fx_{\max}Y_3(Fx_{\max}) + 2Y_2(Fx_{\max})}{Fx_{\max}J_3(Fx_{\max}) + 2J_2(Fx_{\max})}. \quad (31)$$

Приравнивая (30) и (31), получим зависимость  $x_{\max}$  от  $x_0$  и  $F$ . Выбрав значения  $F$ , соответствующие наклонным линиям спектра, определим значения  $x_{\max}$  для магнитных поверхностей с параметрами Мак-Илвайна 2...10. На рис. 6 показаны пространственные положения этих максимумов в магнито-меридиональном сечении внутренней магнитосферы в координатах GSM. В этих областях плазма с вмороженным в нее полем испытывают сильные продольные колебания с разными частотами, накладывающиеся друг на друга. В результате следует ожидать развития нелинейных эффектов, приводящих к возбуждению колебаний высших гармоник. Этот

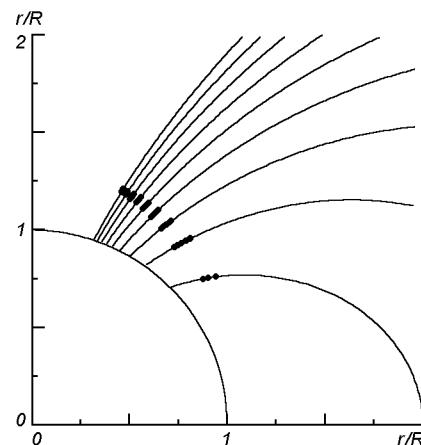


Рис. 6. Магнитомеридиональная диаграмма положения максимального продольного смещения пяти первых медленных магнитозвуковых мод на магнитных оболочках с целым змещением параметра Мак-Илвайна в координатах GSM. По осям отложено расстояние в радиусах Земли. Вертикальная ось параллельна магнитному моменту Земли

эффект особенно ярко выражен при больших числах Мак-Илвайна, с чем могут быть связаны располагающиеся в данной области источники километрового радиоизлучения Земли, обладающие большой мощностью.

Необычное поведение функции  $\tau$  практически не влияет на функцию  $\xi$ , поскольку в уравнении (18) члены, содержащие  $\tau$ , умножаются на малую вблизи границы величину  $c^7$ .

## ВЫВОДЫ

Спектр собственных баллонных возмущений магнитосферной плазмы представляет собой сложную комбинацию спектров альвеновских и медленных магнитозвуковых мод. Он состоит из двух подсистем с различной четностью, не взаимодействующих друг с другом, каждая из которых является результатом наложения спектров альвеновских и медленных магнитозвуковых мод с «перезамыканием».

Предложено приближенное аналитическое выражение (27) для функции  $\tau$ , справедливое для любой поляризации при больших значениях параметра Мак-Илвайна вблизи ионосферы, где ее амплитуда максимальна. В тех немногих случаях, когда входящая в (27) константа  $C$  мала,

можно использовать выражения (26)–(28). Однако в этом случае амплитуда  $\tau$  существенно меньше амплитуды  $\xi$ , и потому эти случаи не представляют практического интереса.

1. Черемных О. К., Бурдо О. С., Кременецкий И. А., Парновский А. С. К теории МГД-волн во внутренней магнитосфере Земли // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 44–63.
2. Cheng C. Z., Chang T. C., Lin C. A., Tsai W. H. Magnetohydrodynamic theory of field line resonances in the magnetosphere // J. Geophys. Res.—1993.—98 A, N 7.—P. 11339–11347.
3. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. The theory of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // Adv. Space Res.—2004.—33, N 5.—P. 769–773.
4. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Alfvén and ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth: stability, structure and influence of the ionospheric conductivity // Space science: New research / Ed. by N. Maravell. — New York: Nova Sci. Publ., 2006.—P. 71–108.
5. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S., Burdo O. S. Ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth // Planet. Space Sci.—2004.—55, N 13.—P. 1217–1229.
6. Dewar R. L., Glasser A. H. Ballooning mode spectrum in

general toroidal system // Phys. Fluids.—1983.—26, N 10.—P. 3038–3052.

7. Leonovich A. S., Mazur V. A. Standing Alfvén waves with  $m \gg 1$  in an axisymmetrical magnetosphere excited by a stochastic source // Ann. Geophysicae.—1998.—16.—P. 900–913.
8. Mager P. N., Klimushkin D. Yu. Theory of azimuthally small-scale Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere with small but finite plasma pressure // J. Geophys. Res.—2002.—107 A, N 11.

#### SPECTRUM OF BALLOONING PERTURBATIONS WITH ARBITRARY POLARIZATION IN THE INNER MAGNETOSPHERE OF THE EARTH

**A. S. Parnowski, O. K. Cheremnykh**

The MHD ballooning eigenperturbations with arbitrary polarization in the inner magnetosphere of the Earth is considered. We assume the geomagnetic field to have dipolar geometry and consider the ionosphere as a perfect conductor. An approximated analytical expression for the longitudinal plasma displacement near the ionosphere is derived. The displacement is much larger than that in the equatorial magnetosphere.

УДК 550.385.36+550.348.436

**В. Г. Бахмутов, Ф. И. Седова, Т. А. Мозговая**

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

**Среднеширотное  
и  
реализация  
в зоне Вранча**

**проявление  
сейсмической**

**полярной  
энергии**

**суббури**

*Доповідь на конференції 05.09.05*

На прикладі зони зосередженої сейсмічності Вранча показано, що основною морфологічною ознакою у спектрі геомагнітних варіацій перед землетрусами є середньонічна полярна суббури, коли вона вирізняється найбільшою інтенсивністю та тривалістю. Суббури проявляються як на відносно спокійному фоні, так і під час бур. Головним являється різке і значне збільшення Н-складової в середніх і низьких широтах. Оскільки прояв суббури чітко пов'язаний з часом доби, то вони можуть збігатися з різними фазами геомагнітної бурі, що природно впливає на величину перепаду (градієнта). Саме перепади в геомагнітному полі є спусковим механізмом для реалізації сейсмічної енергії. Введено поняття «типу» градієнта, з яким можуть бути пов'язані землетруси. Перш за все це ізольвана середньонічна полярна суббури на спокійному фоні. Інші типи пов'язані з варіантами послідовності середньонічної суббури відносно Dst-варіації, а також бур з раптовим початком. На прикладі землетрусів у зоні Вранча показано, як від типу градієнта в геомагнітному полі змінюються сейсмічні характеристики.

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из факторов, влияющих на процесс подготовки землетрясения является солнечная и связанная с ней геомагнитная активность. Однако до настоящего времени нет четкого представления, как именно геомагнитное поле воздействует на реализацию сейсмической энергии. Например, есть мнение, что геомагнитное поле является только «спусковым механизмом» для реализации землетрясения, не имея отношения к его подготовке [9]. Работы, в которых сделаны попытки показать, каким образом геомагнитное поле может способствовать реализации внутренней энергии, немногочисленны. Так, в работе [13] показано, что одним из механизмов воздействия магнитных бурь на сейсмичность могут быть электроосмотические явления в массиве

горных пород. Сделан вывод, что так как этот эффект минимален, корреляция между вариацией магнитного поля и тектоническими процессами будет слабой. С этим вполне можно согласиться, но только для случая, рассмотренного авторами в указанной работе. Если же исходить из представления о возможности накопления энергии в очаге, то и эффект, по-видимому, будет совершенно другим. Мы придерживаемся взглядов, высказанных в работе [12], что большинство землетрясений — следствие быстрой разрядки напряжения, которое сравнительно медленно, но постоянно накапливается в определенных участках земной коры и верхней мантии. Перед землетрясением происходит перераспределение напряжений в ограниченном объеме вещества, что и приводит к реализации сейсмической энергии.

Изначально мы ставили перед собой задачу поиска морфологических признаков в структуре геомагнитных вариаций в связи с подготовкой и реализацией землетрясений [2, 8]. Был сделан вывод о том, что реализации сейсмической энергии предшествует резкий перепад (градиент) в горизонтальной составляющей геомагнитного поля. Вывод сделан по результатам анализа вариаций ежечасных экстремальных значений  $H$ -составляющей, однако оказалось, что при таком подходе оценка связи геомагнитного поля с сейсмичностью неэффективна. В дальнейшем на примере зоны Вранча было показано, что в разрядке сейсмической энергии играют роль конкретные типы колебаний. В частности, землетрясения в этой зоне связаны со среднеширотным проявлением околополуночной полярной суббури. Энергетический класс толчков коррелирует с амплитудой в максимуме развития суббури, т. е. с перепадом в  $H$ -составляющей, предшествующим толчку. За весь исследуемый 10-летний период в 85—90 % случаев именно околополуночная полярная суббуря предшествовала реализации сейсмической энергии. Была получена единая линейная зависимость между длительностью временного интервала от перепада до толчка и глубиной очага как для подкоровых, так и для коровых толчков. Цель настоящей работы — анализ выявленных закономерностей по связи полярных суббурь и их проявления в средних широтах с сейсмичностью в зоне Вранча.

Сведения о землетрясениях были взяты из сейсмологических бюллетней Украины. Толчки рассматривались независимо от их энергетического класса. За характеристику сейсмичности приняты энергетический класс  $K$  толчка и глубина  $h$  очага.

Анализ геомагнитной обстановки проводился по магнитограммам геофизических станций в Корце ( $\varphi = 50.6^\circ$  N;  $\lambda = 27.2^\circ$  E) для 1977 г. и Ястребовке ( $\varphi = 45.5^\circ$  N;  $\lambda = 34.1^\circ$  E) для 1988—1996 гг.

Количественная оценка осуществлялась по анализу поведения  $H$ -составляющей. В настоящей работе перепад (градиент) определялся, в отличие от [8], по максимуму в развитии околополуночной полярной суббури, отсчет берется от нулевого уровня, условно принятого за нормальное поле.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На примере сильных землетрясений в зоне Вранча нами показано, что в реализации сейсмической энергии основное значение играют большие перепады геомагнитного поля в  $H$ -составляющей, наиболее четко отражающей воздействие внешних факторов [2, 8]. Между градиентом и толчком всегда есть некоторый временной интервал  $\tau$ . Необходимо отметить, что кроме перепада в непосредственной близости к толчку, иногда следует учитывать и предшествующий сильный перепад в геомагнитном поле (по нашему определению главный градиент), который может существенно повлиять на временной интервал. Главный градиент связан с сильными бурями, например при разрушительных землетрясениях в зоне Вранча в 1977 и 1990 гг., описанных нами в работе [8]. Магнитные бури сопровождаются развитием в магнитосфере интенсивного кольцевого тока. В эти дни преимущественное суточное значение  $\Sigma K_p = 30...60$ . Если же мы учтем перепад в непосредственной близости к толчку, который связан с околополуночной полярной суббурей, то преобладающая  $\Sigma K_p = 20...30$ . Сами же толчки (около 80 % случаев) происходят преимущественно на спокойном или слабовозмущенном геомагнитном фоне.

Результаты анализа геомагнитной обстановки в связи с землетрясениями в зоне Вранча показали, что при всей разнохарактерности геомагнитных возмущений именно с околополуночной полярной суббурей связана последующая реализация сейсмической энергии в этой зоне: для глубокофокусных землетрясений в 86 %, а для коровых — 80 % случаев.

Суточное распределение суббурь и связанных с ними перепадов в  $H$ -составляющей геомагнитного поля перед коровыми и глубокофокусными землетрясениями показано на рис. 1, из которого видно, что их максимум приходится на 20—24 UT (18—22 LT).

Характер геомагнитного поля нами проанализирован для 150 глубокофокусных землетрясений и более 50 толчков в земной коре. В обоих случаях градиентом перед толчками в основном были разные по продолжительности  $T$  суббури. Из рис. 2, a видно, что глубокофокусным землетрясениям предшествуют суббури с  $T \geq 60$  мин,

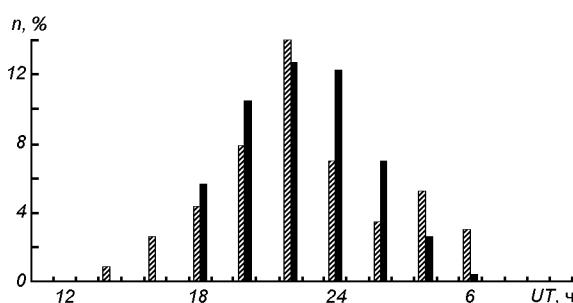


Рис. 1. Суточное распределение суббури перед коровыми и глубокофокусными землетрясениями в зоне Вранча за период 1988—1996 гг.

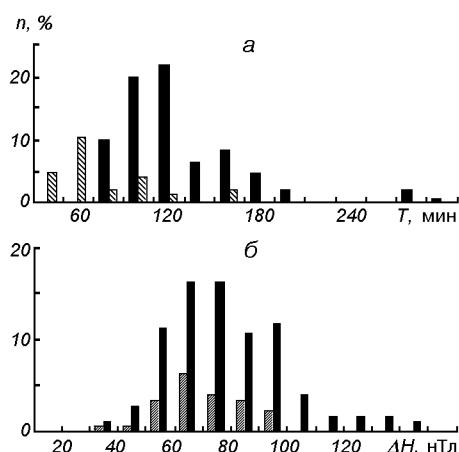


Рис. 2. Преимущественные продолжительности (а) и амплитуды (б) околополуночных полярных суббури перед коровыми и глубокофокусными землетрясениями в зоне Вранча

а коровым толчкам с  $T \leq 60$  мин. Как перед глубокофокусными, так и перед коровыми землетрясениями суббури мало отличаются по амплитуде, но диапазон амплитуд существенно шире перед глубокофокусными толчками (рис. 2, б).

Временной интервал от максимума в развитии суббури до последующего толчка ( $\tau$ , ч) связан с глубиной очага ( $h$ , км), что демонстрируется нами на рис. 3. Однако общая возмущенность геомагнитного поля, связанная с солнечной активностью, может оказаться на величине  $\tau$ . Резкие перепады в геомагнитном поле во время мировых магнитных бурь могут существенно

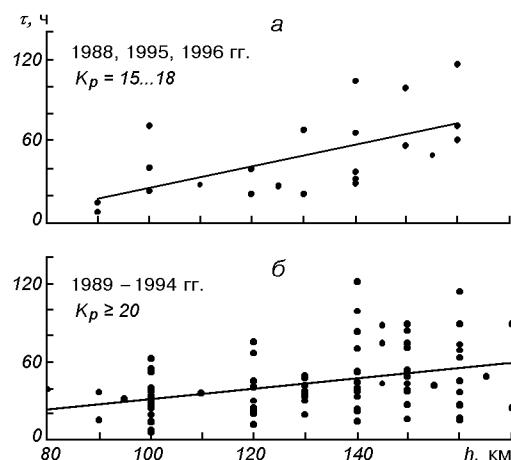


Рис. 3. Корреляция временного интервала  $\tau$  с глубиной  $h$  очага последующего за перепадом в магнитном поле землетрясения в зоне Вранча для периодов низкой (а) и высокой (б) геомагнитной активности

сократить временной интервал  $\tau$  (иногда до 4—7 ч), что сказывается на линейных соотношениях между этими величинами (рис. 3, б). Следует также иметь в виду, что разброс точек на графиках связан с целым рядом факторов, которые вносят погрешности при «привязке» перепада в геомагнитном поле к толчку. Например, это погрешность в определении глубины землетрясений, неточность в определении максимума суббури, и другие. Из рис. 3 очевидно, что большой разброс  $\tau$  связан с повышением уровня среднегодовой геомагнитной активности ( $\sum K_p \geq 20$ ). Тем не менее, близкая к линейной закономерность прослеживается.

#### ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СУББУРЬ В СВЯЗИ С СЕЙСМИЧНОСТЬЮ

Суббури проявляются как на относительно спокойном фоне, так и во время бури. Так как проявления суббури четко связаны со временем суток, то они могут совпадать с различными фазами геомагнитной бури, что естественно скавывается на величине перепада (градиента).

Суббурия — это комплекс магнитных и ионосферных явлений, где главным является значительное увеличение аврорального электроджета. Характер поведения суббури в высоких широтах

свидетельствует об индивидуальных особенностях каждого возмущения вследствие большой динамичности электроструй, ответственных за эти возмущения. Относительные величины амплитуд суббури стабильны только в средних и низких широтах [6, 7]. С другой стороны поле геомагнитной бури представляет собой сумму апериодической вариации ( $D_{st}$ ), возмущенной суточной вариацией и нерегулярных вариаций. Именно нерегулярные вариации обуславливают разнохарактерную индивидуальность бурь. Они представляют собой сравнительно медленные изменения магнитного поля продолжительностью от нескольких минут до нескольких часов, на которые накладываются более быстрые колебания. Спектр частот нерегулярных вариаций не зависит от интенсивности геомагнитной бури [1]. Буря обычно определяется сильным уменьшением  $H$ -составляющей в средних и низких широтах, связанным с развитием кольцевого тока. Однако, как отмечено в работе [3], взаимосвязь между физическими процессами, ответственными за геомагнитные бури и суббури, пока не имеют однозначного объяснения. Процессам взаимодействия кольцевого тока и авроральных возмущений посвящен ряд работ [1, 3–5, 10, 11]. Анализ геомагнитных вариаций за десятилетний период в связи с землетрясениями во Вранче позволил убедиться, что развитие кольцевого тока препятствует затеканию высокоширотных авроральных токов, т. е. ограничивает возможность среднеширотного проявления поля суббури, что естественно оказывается на их интенсивности. Обсуждение механизма этого явления выходит за рамки настоящей работы. Однако в связи с отмеченным выше фактом и нашим представлением, что именно со среднеширотным проявлением полярной суббури связана реализация сейсмической энергии, ниже приведены результаты анализа полярных суббури по морфологическим признакам их проявления в средних широтах и связи с магнитными бурами. Это позволило систематизировать перепады в магнитном поле по разным типам.

*Первый тип (I).* Это относительно изолированная околополуночная полярная суббурия на сравнительно спокойном фоне.

*Второй тип (II)* представляют случаи, когда суббурия предшествует главной фазе бури, т. е. перед максимумом в развитии  $D_{st}$ -вариации.

*К третьему типу (III)* отнесены случаи, когда суббурия проявляется на стадии затухания  $D_{st}$ -вариации.

Второй и третий тип перепадов нами условно названы «прямым» и «обратным» соответственно.

*Четвертый тип (IV)* — буря или возмущение с внезапным началом, на фоне которой проявляется полярная суббурия.

Остальные типы геомагнитных возмущений относительно редки и в основном не связаны с суббуриями.

*Пятый тип (V)* — рекурентная буря или возмущение, внутри которой может быть возмущение с внезапным началом или просто внезапные импульсы, но нет суббури.

*Шестой тип (VI)* — внезапные импульсы ( $S_i$ ) изолированные или повторяющиеся. Суббурия нет.

*Седьмой тип (VII)* — аномальное поведение суточного хода  $H$ -составляющей;  $S_q$ -вариация не выражена. Уровень поля в течение суток очень высокий или очень низкий. Суббурия нет.

*Восьмой тип (VIII).* К этому типу отнесены случаи отрицательной полярной суббури в  $H$ -составляющей геомагнитного поля.

Примеры первых четырех типов перепадов в геомагнитном поле показаны на рис. 4. Одним из классических примеров первого типа может быть суббурия, предшествующая сильнейшему землетрясению в зоне Вранча 4 марта 1977 г.

Примером «прямого» и «обратного» типа по нашему мнению может быть геомагнитная обстановка, предшествующая одному из сильнейших по разрушительным последствиям землетрясений в окрестностях города Спитак в 1988 г. Землетрясение произошло 07.12.1988 г. ( $M = 7.0$ ,  $h = 10$  км,  $\varphi = 40.9^\circ$  N,  $\lambda = 44.2^\circ$  E). Очаг землетрясения расположен на разломе в зоне стыка Арабской и Евроазиатской литосферных плит. Вот что написано в связи с этим землетрясением в работе [5]: «геомагнитное поле в первой половине декабря оставалось спокойным, за исключением малой бури с постепенным началом, продолжавшейся со второго по четвертое декабря. На фоне высокой солнечной активности интенсивных вспышек не зарегистрировано». По наблюдениям на станции Ястребовка 02—04.12.1988 г. небольшая буря завершилась суббурией в 17.30—18.30 UT ( $H_{max} = 62$  нТл,  $D = 46$  нТл,  $Z = 7$  нТл). Последующие дни и в день

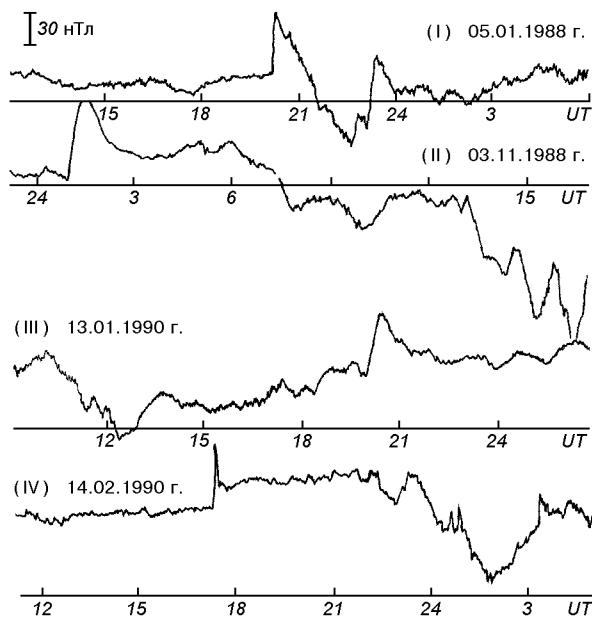


Рис. 4. Основные типы перепадов в  $H$ -составляющей геомагнитного поля по магнитограммам станции Ястребовка

землетрясения поле было совершенно спокойным ( $\Sigma K_p = 5-7$ ). Ближайший предшествующий землетрясению максимум геомагнитной активности отмечен 30.11.1988 г. ( $K_p = 32$ ), что, согласно нашим представлениям, является главным градиентом. По наблюдениям в Ястребовке (рис. 5) 30.11.1988 г. в 8.00—11.30 UT наблюдался первый перепад («прямой» тип), в 16.30—19.30 UT — второй перепад («обратный» тип). Завершается буря сравнительно небольшой ( $T < 60$  мин) суббурей. По-видимому, два больших перепада за непродолжительное время с 8.00 до 19.30 UT и были причиной катастрофического землетрясения 07.12.1988 г. (интервал от градиента до толчка  $\tau \sim 7$  сут).

На описанную выше и показанную на рис. 5 ситуацию в геомагнитном поле зона Вранча и Украинские Карпаты отреагировали следующим образом: 04.12.1988 г. был зарегистрирован коровый толчок  $K = 9.9$  в Украинских Карпатах ( $\tau \approx 5$  сут); 11.12.1988 г. — глубокофокусный толчок ( $h = 130$  км,  $K = 9.9$ ) в зоне Вранча ( $\tau \approx 11$  сут).

За десятилетний период нами рассмотрено порядка 150 глубокофокусных землетрясений в

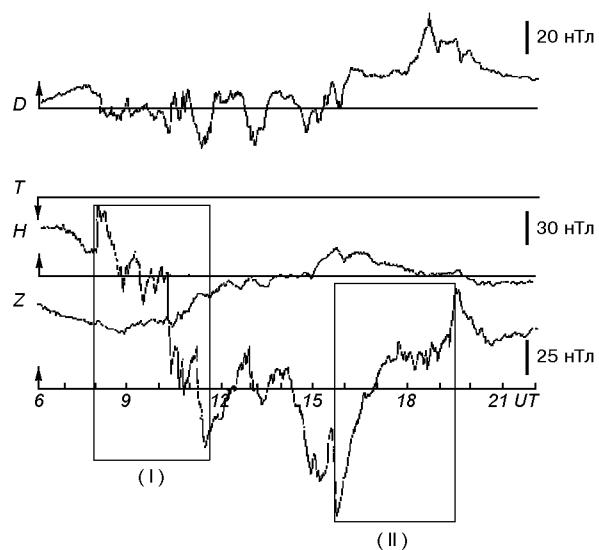


Рис. 5. Фотокопия магнитограммы 30.11.1988 г. станции Ястребовка перед разрушительным землетрясением вблизи г. Спитак, как иллюстрация прямого (I) и обратного (II) типа перепадов в геомагнитном поле

зоне Вранча. Для каждого из них определен перепад в геомагнитном поле, предшествующий толчку, в соответствии с выше описанной классификацией. Первые четыре типа являются основными в реализации сейсмической энергии в зоне Вранча (таблица). С ними связаны 92 % толчков. Остальные 8 % составляют случаи, когда глубокофокусному толчку предшествует либо аномальное поведение суточного хода  $H$ -составляющей, включая его очень высокий уровень с отсутствием суббурь, либо случаи с отрицательной суббурей. В периоды, когда суббури на магнитограммах отсутствуют (тип V, IV), во Вранче вообще не было глубокофокусных землетрясений.

#### выводы

Детальный анализ геомагнитных вариаций в связи с землетрясениями в зоне Вранча позволил составить некоторое представление о роли магнитных возмущений в реализации сейсмической энергии и показать, что землетрясения связаны с определенными типами вариаций.

Количество п перепадов в Н-составляющей геомагнитного поля, предшествующих землетрясениям в зоне Вранча

Тип перепада	Количество землетрясений п										$\Sigma n$	$\Sigma n, \%$
	1977 г.	1988 г.	1989 г.	1990 г.	1991 г.	1992 г.	1993 г.	1994 г.	1995 г.	1996 г.		
I	10	5	1	5	14	9	5	7	2	5	63	42
II	2	—	2	10	10	5	4	3	1	2	39	26
III	—	—	4	4	1	1	2	1	6	1	20	13
IV	1	2	2	2	3	3	2	2	1	1	19	12
V	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
VI	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
VII	1	2	2	1	1	—	—	1	—	—	8	5
VIII	1	—	1	1	—	—	—	—	—	—	3	2
Среднегодовые $\sum K_p$												
	17.1	18.3	22.1	20.4	24.0	20.7	19.5	21.9	17.3	15.5		

Реализация сейсмической энергии, независимо от энергетического класса или магнитуды толчка происходит по вполне определенной схеме и связана с определенным типом геомагнитных возмущений. В частности, для зоны Вранча это среднеширотное проявление околополуночной полярной суббури. Об этом свидетельствуют следующие выявленные закономерности:

- перепад (градиент) в геомагнитном поле, связанный с протеканием полярной суббури, предшествует разрядке сейсмической энергии — сейсмическое событие происходит через определенное время после суббури;
- временной интервал от максимума в развитии суббури до толчка связан с глубиной очага землетрясения;
- установлена зависимость энергетического класса толчков от интенсивности проявления полярной суббури;
- выявлены определенные морфологические признаки в спектре геомагнитных вариаций, предшествующие реализации сейсмической энергии. Признаки систематизированы по разным типам, при этом четырем из них, связанным с околополуночными суббурями, соответствует более 90 % сейсмических событий.

1. Афанасьева В. И., Литинский В. М., Седова Ф. И. Нерегулярная часть поля геомагнитных бурь в средних широтах // Геомагнетизм и аэрономия.—1972.—№ 5.—С. 953—955.
2. Бахмутов В. Г., Седова Ф. И., Мозговая Т. А. Связь временного интервала между градиентом в геомагнитном поле и глубиной очага последующего землетрясе-

- ния // Геофиз. журн.—2006.—28, № 1.—С. 42—50.
3. Гельберг М. Г., Кертенгольц С. З., Шадрина Л. П., Шараева С. В. Взаимосвязь между классами геомагнитных бурь и авроральными геомагнитными возмущениями // Геомагнетизм и аэрономия.—2000.—40, № 1.—С. 26—32.
  4. Головков В. П., Зверева Т. И. Пространственно-временная структура среднеширотных геомагнитных вариаций // Геомагнетизм и аэрономия.—2000.—40, № 1.—С. 84—92.
  5. Денуев В. Х. К ионосферным эффектам Спитакского землетрясения по наблюдениям Доплеровского смещения частоты в дальней зоне // Геомагнетизм и аэрономия.—1999.—39, № 6.—С. 127—130.
  6. Литинский В. М. Об источниках геомагнитных суббурь в средних широтах // Геофиз. журн.—1991.—13, № 6.—С. 79—85.
  7. Литинский В. М., Седова Ф. И. О положительных бухтообразных возмущениях в авроральной зоне // Геофиз. сб. АН УССР.—1977.—77.—С. 82—84.
  8. Седова Ф. И., Бахмутов В. Г., Мозговая Т. А. О морфологических признаках в структуре геомагнитных вариаций накануне и в момент землетрясения в Крымско-Черноморском и Карпатском регионах // Геофиз. журн.—2001.—23, № 4.—С. 61—68.
  9. Соболев Г. А., Закржевская Н. А., Харин Е. П. О связи сейсмичности с магнитными бурями // Физика Земли.—2001.—№ 11.—С. 62—72.
  10. Сумарук П. В., Сумарук Ю. П. Асимметрия кольцевого тока и активность авроральных электроструй во время магнитной бури // Геофиз. журн.—1994.—14, № 5.—С. 82—86.
  11. Сумарук П. В., Фельдштейн Я. И., Белов Б. А. Динамика магнитосферной активности в период интенсивной магнитной бури // Геомагнетизм и аэрономия.—1989.—29, № 1.—С. 110—115.
  12. Харечко Г. Е., Исиченко Е. П., Лазаренко М. А. Проблема прогнозирования землетрясений на Украине и пути ее разрешения // Геофиз. журн.—1980.—2, № 6.—С. 106—112.
  13. Kormiltsev V. V., Kostrov N. P., Ratushnyak A. N., Shapiro V. A. The influence of electro-osmotic pressure generating by geomagnetic disturbances on the evolution of

siesmotectonic process // Electromagnetic: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling / Eds M. Nayakawa, O. A. Molchanov. — Terrapue, Tokyo, 2002.—P. 203—207.

---

**MIDLATITUDINAL MANIFESTATION OF POLAR SUBSTORM AND SEISMIC ENERGY REALIZATION IN VRANCEA**

**V. G. Bakhmutov, F. I. Sedova, T. A. Mozgova**

Using the concentrated seismicity zone of Vrancea as an example, it is shown that the main morphological sign in the geomagnetic variations spectrum before earthquakes is the near-midnight polar substorm when it is marked by the highest

intensity and longest duration. The substorms manifest themselves both at a relative quietness and during storms. The main feature is an abrupt and notable increase of the H-component at mean and low latitudes. As the substorm manifestation is clearly related to the day and night time they may coincide with different phases of geomagnetic storm, which naturally affects the difference (gradient). It is the geomagnetic field difference that provides a trigger mechanism for seismic energy realization. We introduce the conception of the gradient «type» to which the earthquakes may be related. First of all, it is an isolated near-midnight polar substorm against a quiet background. The other types are associated with the version of the order of the midnight substorm with respect to the  $D_{st}$ -variation as well as the sudden commencement storm. On the example of the Vrancea earthquakes it is shown how the gradient type in the geomagnetic field changes the seismic characteristics.

УДК 550.385.36

**О. И. Максименко, Л. Н. Яременко, О. Я. Шендеровская,  
Г. В. Мельник, Т. А. Мозговая**

Інститут геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України, Київ  
mozgowa@igph.kiev.ua

## Модели геомагнітного поля и характеристики магнітних бурь

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Наведено результати модельного розрахунку магнітного поля Землі під час магнітних бур 7-8 листопада 2004 р. ( $D_{st} = -370$  нТл), 15 травня 1997 р. ( $D_{st} = -115$  нТл) та малої бурі 15 липня 1997 р. ( $D_{st} = -51$  нТл). Використовувалась модель магнітного поля внутрішньої магнітосфери Циганенка T02. Зроблено спробу виявлення деяких особливостей глобального розподілу поля в навколоземному просторі, оцінено вклади полів від зовнішніх джерел: кільцевого струму, струму хвоста магнітосфери, Біркеландівських струмів, поля диполя в загальне модельне магнітне поле під час магнітних бур, модельні величини поля на поверхні Землі зіставляються зі спостереженими величинами  $D_{st}$  на наземних станціях та з SYM-індексами.

### ВВЕДЕНИЕ

Модель T02 магнітного поля в більшій магнітосфері ( $X \leq 15R_3$ ) створена Н. А. Циганенком в 2002 р. на нової базі даних магнітометрических залізничних сітей з улучшеним методом параметризації джерелових полів в сонечному вітрі для опису змін конфігурації внутрішньої та зовнішньої магнітосфери при різних межпланетних умовах та рівнях наземної возмущеності [1, 2]. Внешнє поле Землі представлено лінійною комбінацією сіми векторів поля, які визначають головне поле Землі всередині моделюючих границь: поле токів Чепмена — Феррари  $B_{cf}$ , поле токів хвоста магнітосфери  $B_{rt}$ , поле симетричного кільцевого тока  $B_{src}$ , поле асиметричного кільцевого тока  $B_{prc}$ , поле в областях 1 та 2 від системи крупномасштабних біркеландівських токів  $B_{birc1}$ ,  $B_{birc2}$ , проникаюча компонента межпланетного магнітного поля  $B$ . Модель побудована на модульній основі. Використована нова техніка — метод деформації поля для описа-

ния всіх основних джерел магнітосферного магнітного поля.

Вибирається проста прозора модель отклика поля кожного джерела на зовнішні умови. В моделі кільцевого струму предложен принципально новий джерел наблюдаемого зовнішнього поля в області менше восьми радіусів Землі. Вперше вместо простого емпірического кільцевого тока, який використовувався в T96, дані більш точні приближення. Ток обчислюється на основі електрических полів, які визначені з наблюдених распределень давлення частинок та їх анизотропії. При цьому в обчисленні враховується утренне-вечерня асиметрія кільцевого тока в час бури. У доповідь до модулю для аксиально-симетричної частини кільцевого тока в окремому модулі введено асиметричний частичний кільцевий ток з продольними замикаючими токами, пов'язаними з локальною асиметрією азимутального тока. В моделі частичного тока також додатково включення нелинейний свободний параметр — кут відхилення.

С помощью этой модели описывают:

- вклад от основных магнитосферных систем электрических токов (кольцевого тока аксиального и частичного КТ, поперечных токов хвоста, биркеландовских токов и токов на магнитопаузе) в полное магнитное поле;
- отклонение модельного поля (индивидуальных источников поля в том числе) от данных наблюдений поля на поверхности Земли или в любом заданном координатами месте магнитосферы;
- расположение токовых структур кольцевого и частичного, биркеландовского и хвостового тока с учетом угла наклона геодиполя в зависимости от состояния ММП и солнечного ветра.

Входными параметрами модели являются: год, номер суток, час, угол наклона диполя  $PS$  (рад), давление  $P$  (нПа) солнечного ветра,  $D_{st}$ -индекс (нТл),  $B_y$ - и  $B_z$ -компоненты ММП (нТл) и параметры возмущенности  $G1 = \langle Vh(B_\perp) \sin^3(\theta/2) \rangle$ ,  $G2 = a\langle VBs \rangle$ , где  $V$  — скорость солнечного ветра,  $\theta$  — часовой угол,  $B_\perp = (B_z^2 + B_y^2)^{1/2}$ ,  $a = 0.005$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ

Магнитная буря 7—8 ноября 2004 г. была одной из двух больших бурь, которые развились после прихода двух гигантских импульсов корпускулярного потока, на порядок превышающих фон. После 9 ноября фоновый поток оставался повышенным почти до конца месяца. Повторное внезапное начало бури  $sc$  было отмечено 7 ноября в 19:20 с положительным возмущением  $X$ -составляющей поля на поверхности Земли  $X = +95$  нТл вблизи экватора ( $45—95$  нТл для разных долгот). Главная фаза бури наблюдалась через 19 ч с пиковым значением  $D_{st} = -373$  нТл, а восстановительная фаза была прервана развитием следующей большой бури. В течение этой бури были зарегистрированы интенсивные суббури с максимальной амплитудой более 1600 нТл в главную фазу бури на высокоширотных обсерваториях. На рис. 1 представлены временные профили межпланетных параметров солнечного ветра  $P$ , электрического поля  $VBs$ , вертикальной и азимутальной составляющих межпланетного магнитного поля в течение большой магнитной бури 7—8 ноября

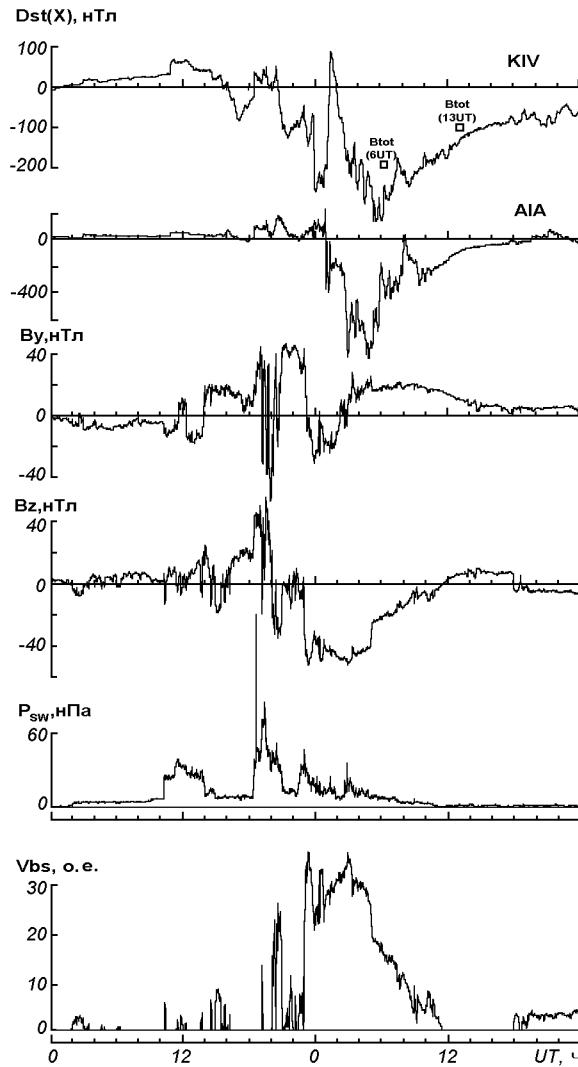


Рис. 1. Изменения параметров межпланетной среды и  $D_{st}$  в течение магнитной бури 7–8 ноября 2004 г.

2004 г. Степень наземной магнитной возмущенности определялась также по индексам SYM, при оценке которых использовались средние поля для шести низкоширотных станций по данным минутных измерений X-составной (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index.html>). Видна очень сложная картина изменчивости не только амплитуды, но и направления составляющих межпланетного поля в течение бури. Те-

стирование модели проводилось при анализе долготных, широтных вариаций наблюденных  $D_{st}$  на восьми станциях (в том числе двух высокоширотных) для трех магнитных бурь и последующем их сопоставлении с модельными значениями полного магнитного поля на поверхности Земли. Для сравнения модельных данных поля с наблюденными, а также изучения локальных флуктуаций использовались геомагнитные данные сети INTERMAGNET для вычисления  $D_{st}$ -вариаций в течение этой бури на ряде станций в Европейско-Африканском секторе (ABK, NCK, BEL, KIV, TAM, BNG), в Американском секторе (HUA, KOU, AIA, LIV, SJG, OTT) и на реперной точке вблизи экватора GUA. Оценивались вклады полей от внешних источников: кольцевого тока  $B_{rc}$ , тока хвоста магнитосферы  $B_{tc}$ , биркеландовских токов  $B_{birc}$ , поля диполя  $B_{dip}$  в общее модельное магнитное поле  $B_{tot}$  во время магнитных бурь.

В табл. 1 даны сведения о входных параметрах модели внешнего магнитного поля Земли, которые были использованы в модельных расчетах магнитного поля для трех выбранных магнитных бурь.

Таблица 1. Входные параметры для расчета модели ТО2 внешнего магнитного поля Земли

Дата	UT, ч	$D_{st}$ , нТл	P, нПа	$B_y$ , нТл	$B_z$ , нТл	PS, рад	G1	G2
08.11.2004 г.	6	-370	7	18	-22	-0.46	26	72
08.11.2004 г.	13	-160	1.1	11	6	-0.18	6	0
15.05.1997 г.	12	-115	1.5	20	-25	0.39	8	52
15.07.1997 г.	18	-51	1.15	8.2	-7.6	0.49	5	10

## ШИРОТНЫЕ И ДОЛГОТНЫЕ ВАРИАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И $D_{st}$ -ИНДЕКСА

Для расчета поля на поверхности Земли была выполнена следующая процедура. Вначале с помощью модели магнитного поля T96 рассчитывались трассы магнитных силовых линий в системе GSM для координат точки наблюдений при значениях  $B_y$ ,  $B_z$ , угла наклона геодиполя, давления солнечного ветра,  $D_{st}$ -индекса, соответствующих моменту наблюдений. Затем модель вычисляла величину поля и всех его составляющих в системе координат GSM и переводила в географическую систему координат. В качестве наблюденных значений поля использовались вычисленные по стандартной методике  $D_{st}$ -индексы. При этом амплитудные значения поля корректируются на поле токов на поверхности магнитосферы согласно соотношению  $D_{st}^* = D_{st} - 0.3P^{1/2} + C$ , где  $P$  — динамическое давление,  $C = 20$  нТл для магнитоспокойного уровня.

В табл. 2 приведены значения общего магнитного поля  $B_{tot}$  и составляющих его полей от внешних токовых источников: кольцевого тока  $B_{rc}$ , тока хвоста  $B_{tc}$ , биркеландовских токов  $B_{birc}$  для некоторых магнитных бурь. Там же дается относительная величина расчетного поля геодиполя  $B_{dip}$ . Как видно, дипольное поле в главную фазу магнитной бури на поверхности Земли изменяется в пределах 15—17 нТл, менее 14 % для  $D_{st} > -160$  нТл и до 30 % (< 35 нТл) при больших  $D_{st} = -370$  нТл. Полное поле от внешних источников, согласно модели, варьирует в широких пределах в зависимости от места расположения станции. Во время магнитной бури в

Таблица 2. Вклад полей от внешних источников по результатам моделирования магнитного поля во время магнитных бурь

B, нТл	Магнитная буря					
	15 мая 1997 г., 12 UT, главная фаза		8 ноября 2004 г., 6 UT, главная фаза		8 ноября 2004 г., 13 UT, фаза восстановления	
$B_{tot}$	-116...-223	100 %	-111...-370	100 %	-93...-163	100 %
$B_{rc}$	-30...-87	18—57 %	-91...-220	32—60 %	-115...-158	88—124 %
$B_{tc}$	-42...-47	25—35 %	-114...-135	31—65 %	-58...-66	39—62 %
$B_{birc}$	-20...-90	16—75 %	+13...-91	6—32 %	-50...-111	54—73 %
$B_{dip}$	15...17	7—14 %	29...35	10—30 %	12...14	9—14 %

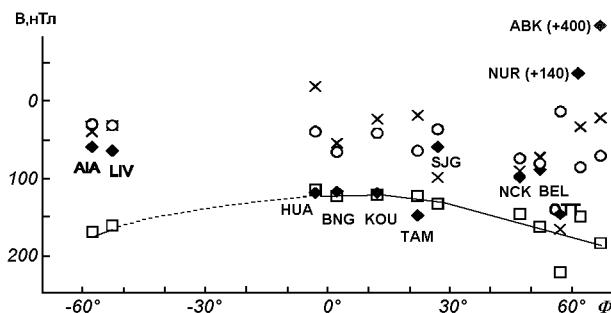


Рис. 2. Широтные изменения наблюдаемых  $D_{st}$  (темные ромбики) и соответствующих им расчетных полей  $B_{tot}$  (квадратики),  $B_{birc}$  (крестики),  $B_{rc}$  (кружки) для главной фазы магнитной бури 15.05.1997 г.

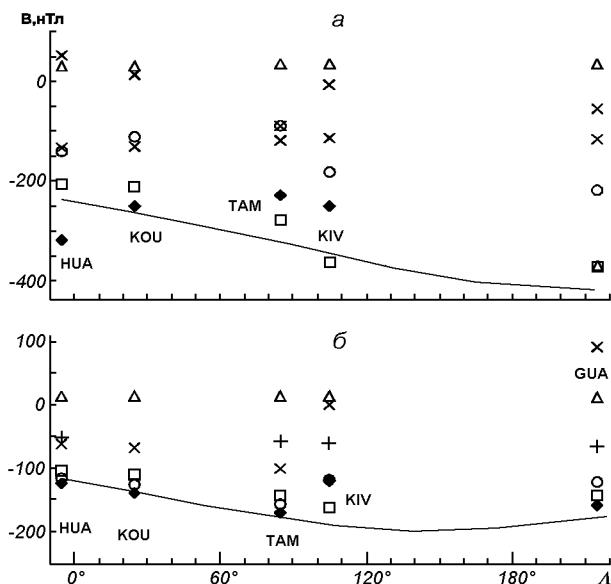


Рис. 3. Долготные вариации наблюдаемых  $D_{st}$  (темные ромбики) и расчетных полей  $B_{tot}$  (квадратики),  $B_{dip}$  (треугольники),  $B_{rc}$  (прямые кресты),  $B_{birc}$  (крестики),  $B_{rc}$  (кружки): а — для главной фазы (6 UT), б — для фазы восстановления (13 UT) магнитной бури 7—8.11.2004 г.

дневном секторе 15 мая 1997 г. вклад кольцевого тока достигал 57 %, тогда как токи хвоста составили менее 35 %. Обратим внимание на большой диапазон изменения биркеландовских токов (до 75 %). С увеличением интенсивности бури отмечено также обращение знака поля биркеландовских токов и равенство влияния кольцевого и хвостового токов на низкоширотных станциях в главную фазу бури 8 ноября 2004 г. В то же время в восстановительную фазу

этой бури вклад  $B_{rc}$  усиливается почти в два раза по отношению к току хвоста. Замечено также изменение влияния биркеландовских токов. На отдельной станции SJG 15 мая 1997 г. вклад хвостовых токов был 60 %, тогда как кольцевого тока — только 36 %. Для ОТТ их различие составляло соответственно 73 и 17 %, для BNG — 41 и 57 %.

Широтные изменения наблюдаемых  $D_{st}$ -индексов и соответствующих им расчетных значений поля  $B_{tot}$  и его составляющих для обсерваторий, расположенных в евро-африканском и американском секторах в главную фазу магнитной бури 15 мая 1997 г. в 12 UT показаны на рис. 2. Долготные вариации полей 7—8 ноября 2004 г. приведены на рис. 3 в 6 UT (а) и 13 UT (б). Следует отметить, что наблюдаемые положительные большие значения  $D_{st} = 400$  нТл на высоких широтах (ABK), превышающие по абсолютной величине в два раза значения на экваторе во время главной фазы магнитной бури 15 мая 1997 г., не подтверждаются модельными расчетами. Наблюдаемые долготные эффекты (рис. 3, б) в виде различия пиковых  $D_{st}$  в разных долготных секторах для интенсивной бури 7—8 ноября 2004 г. как в главную, так и в восстановительную фазу также не находят полного объяснения в модели, возможно из-за большого разброса данных и недостаточной пригодности модели для использования во время таких сильных возмущений.

Таким образом, вклад полей от различных магнитосферных токовых источников в полное модельное поле на поверхности Земли лучше рассматривать только в динамике. Модель позволяет также учитывать условия в межпланетной среде ММП и солнечном ветре с 5-минутной скважностью, что требует корректного использования спутниковых данных по ММП и, возможно, уменьшит дисперсию полученных расчетных данных.

#### ГЛОБАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ МАГНИТОСФЕРНЫХ ТОКОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ВОЗМУЩЕНИЯ

На рис. 4 показаны кривые пространственного распределения составляющей полного поля  $B_{ztot}$  (в системах GSM, GEO) магнитосферных токо-

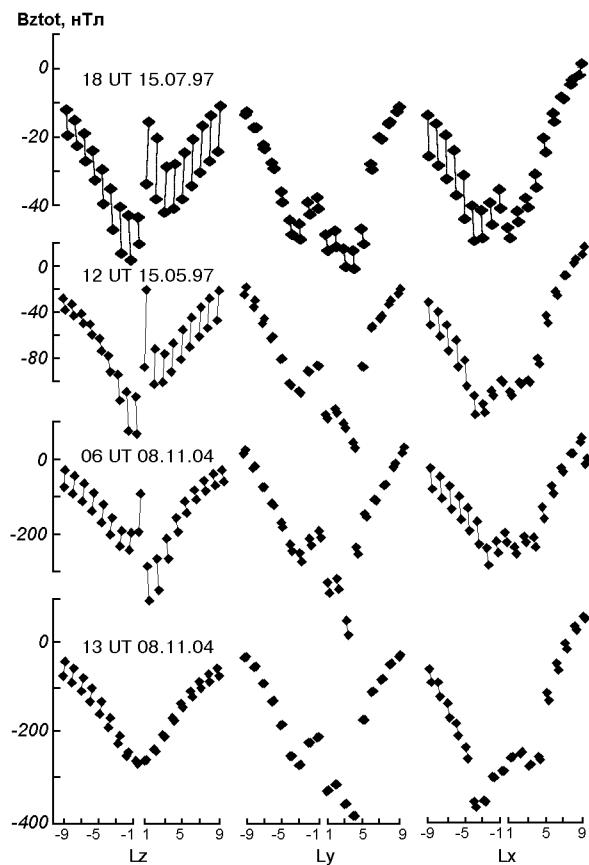


Рис. 4. Глобальные распределения расчетных модельных значений полного магнитного поля  $B_{z\text{tot}}$  от внешних источников в окрестности Земли ( $|L| = 1\dots 9R_3$ ) для магнитных бурь: *a* — 15.07.97, 18 UT, *б* — 15.05.97, 12 UT, *в* — 08.11.04, 6 UT, *г* — 08.11.04, 13 UT

вых источников в околоземном пространстве ( $L = 1\dots 9R_3$ ), построенные по результатам модельных расчетов поля в главную фазу малой бури 15 июля 1997 г. в 18 UT (*а*), большой бури 15 мая 1997 г. в 12 UT (*б*), очень большой бури 7—8 ноября 2004 г. во время пика  $D_{st}$  6 UT (*в*) и в восстановительную фазу этой бури 13 UT (*г*). Показаны профили полей вдоль осей  $L_z$ , азимутальной  $L_y$  и вдоль линии Солнце — Земля  $L_x$  в системе GSM. Хорошо проявляется максимум величины поля  $B_z \sim -56$  нТл на поверхности Земли с солнечной стороны  $L_x = +1R_3$ , и меньше по величине и более размытый максимум  $B_z \sim -49$  нТл дальше от Земли на  $L_x = -4R_3$  в противоположной стороне во время

бури 15.07.1997 г. Отметим также расширение области больших полей, особенно по оси  $L_z$ , до  $L_z = (3\dots 4)R_3$  с асимметрией распределения по осям  $L_y$  и  $L_z$ . Асимметрия увеличивается во время главной фазы бури 15.05.97: максимум поля в хвостовой части на  $L_x = (-3\dots -4)R_3$  и слабее  $B_{z\text{tot}} = -115$  нТл, но более широкий на дневной стороне  $L_x = +1$  и  $+3R_3$ . Особенно это проявляется в азимутальной плоскости с большими максимумами поля  $B_z = -150$  нТл ( $L_x = -4R_3$ ) и  $B_z = -115$  нТл ( $L_x = -3R_3$ ). В восстановительную фазу интенсивной бури 08.11.2004 г. нет различий распределений поля  $B_z$  в высоких широтах двух полушарий, но проявляется асимметрия в азимутальной плоскости, при этом резкий максимум поля ( $B_z = -165$  нТл) был выделен в направлении хвоста ( $L_x = 4-R_3$ ), тогда как на дневной стороне он существенно меньше ( $B_z = -130$  нТл на  $L_x = 4R_3$ ). Таким образом, с помощью модели можно прогнозировать северо-южную асимметрию, различать динамику пространственного положения максимума поля. В принципе модель позволяет рассматривать объемные распределения общего магнитного поля и составляющих его полей каждого из внешних токовых источников.

Результаты сопоставления модельных и наблюденных значений вклада в полное поле на поверхности Земли от всех токовых источников показали наилучшее совпадение по данным станции GUA после исключения поля токов на магнитопаузе.

Новая модель Н. А. Цыганенко ТО2 определяет не только средние статистические конфигурации поля в магнитосфере, но и отклик индивидуального источника на изменения во внешних условиях на расстоянии до  $20R_3$ . Созданная большая база 1—5-мин значений спутниковых (POLAR, GEOTAIL, AMPT/IRM, CRRES, ISSE2, DE1) измерений в интервале 1966—1999 гг. позволяет проследить динамику (предысторию в течение двух часов) развития возмущений, что так необходимо при исследовании магнитных бурь.

Приведенные модельные значения полного магнитного поля и его составляющих для некоторых моментов времени в трех бурях разной интенсивности отражают зависимость параметров источников модельного поля от состояния

солнечного ветра (давления, скорости, плотности ионов), составляющих ММП и уровня наземной возмущенности ( $D_{st}$ , SYM), но не объясняют больших отклонений  $B_{z\text{tot}}$  от наблюдаемых данных  $D_{st}$ , особенно на высоких широтах и при очень сильных бурях, сопровождающихся быстро изменяющимися межпланетными условиями.

## ВЫВОДЫ

1. По модельным расчетам в главную фазу магнитной бури 15.05.1997 г. на низкоширотных обсерваториях поле  $B_{rc}$  кольцевого тока составило 57 % общего поля  $B_{\text{tot}}$ , что почти в два раза больше поля  $B_{tc}$  хвостовых токов. По предварительным данным с увеличением интенсивности бури, а также в восстановительную фазу, вклады  $B_{rc}$  и  $B_{tc}$  выравниваются.

2. С помощью модели магнитного поля внутренней магнитосферы Н. А. Цыганенко (T02) удалось найти особенности пространственного распределения магнитного поля внешних источников в околоземном пространстве ( $L = 1...9R_3$ ). Во время интенсивной магнитной бури 7—8 ноября 2004 г. — это сильная азимутальная асимметрия, увеличение  $B_z$ -составляющей в меридиональной плоскости на оболочке  $L = 2$  вдоль оси  $Y$ ; при малой буре 15 июля 1997 г. — тенденция к появлению второго максимума поля на оболочке  $L = -4...-5$  в сумеречной меридиональной плоскости и дополнительное расширение области повышенных значений поля до  $L = -3...-4$  в направлении хвоста магнитосферы с усилением асимметрии в главную фазу во время умеренной бури 15 мая 1997 г.

3. Используемая модель магнитного поля не смогла подтвердить широтную зависимость  $D_{st}$

15 мая 1997 г. с увеличенными положительными значениями  $D_{st} = 400$  нТл на высоких широтах ( $> 60^\circ$ ) в Европейском секторе в главную фазу бури. Отмеченные большие разбросы модельных значений поля внешних источников во время бурь не могут полностью объяснить существование долготного эффекта  $D_{st}$ . Необходима дополнительная корректировка функциональной связи входных параметров ( $G1$ ,  $G2$ ) со свободными параметрами модели даже при высокой корреляции между расчетными и наблюденными значениями поля.

1. Tsyanenko N. A. A new magnetospheric magnetic field model. 1. Mathematical structure. 2. Parameterization and fitting to observations // J. Geophys. Res.—2002.—107A, N 8.—P.
2. Tsyanenko N. A., Mukai T. Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data // J. Geophys. Res.—2003.—108A, N 3.—P. 1136.

---

## MODELS OF THE GEOMAGNETIC FIELD AND CHARACTERISTICS OF MAGNETIC STORMS

O. I. Maksimenko, L. N. Yaremenko, O. Ya. Shenderovskaya, G. V. Melnyk, T. A. Mozgovaya

The results of our modelling calculation of the Earth's magnetic field during the magnetic storms on 7–8 November 2004 ( $D_{st} = -370$  nT), 15 May 1997 ( $D_{st} = -115$  nT) and during the small storm on 15 July 1997 ( $D_{st} = -51$  nT) are presented. The model of magnetic field of the inner magnetosphere current systems (Tsyanenko T02) placed in the Internet is used. An attempt is made to reveal some features of global distribution of geomagnetic field in space. We estimated the contributions of the fields from external current sources, namely, ring current, magnetotail current, Birkeland currents, and fields of a dipole to general modelling magnetic field during magnetic storms. The calculated values of the fields on the Earth's surface are compared with the  $D_{st}$  values measured at a number of ground stations and with SYM indexes.

УДК 550.385.36

Л. Н. Яременко, Г. В. Мельник, О. Я. Шендеровская

Інститут геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України, Київ  
mozgowa@igph.kiev.ua

## О течении магнитосферных и индуцированных токов во время магнитных бурь

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Наведено результати різних комбінацій впливу змін в сонячному корпускулярному потоці при одночасній дії магнітних хмар та різних складових міжпланетного магнітного поля на поле магнітних бур на Землі. У деяких випадках зафіксовано зміщення часу мінімуму параметра  $D_{st}$  на близько розташованих обсерваторіях, що може бути пов'язано з впливом індукованих струмів. При виключенні магнітних суббур визначено тривалість головної фази магнітної бури, яка відповідає часу наростання кільцевого магнітосферного струму  $DR$  і складає 2—5 год. Зроблено висновок, що індукований струм  $DR$  не може проникати в мантію Землі глибше, ніж струми добових варіацій.

### ВВЕДЕНИЕ

Поле магнитной бури представляет собой результат наложения полей нескольких токов, протекающих на различной высоте и имеющих разную природу. При столкновении солнечного корпускулярного потока с магнитосферой Земли происходит сжатие магнитосферы, переброс части замкнутых силовых линий в хвост и их разрыв, образование токов на поверхности магнитосферы. При внедрении части заряженных частиц с определенным диапазоном энергий в магнитосферу происходит их отклонение магнитным полем Земли и образование кольцевого экваториального тока  $DR$  на расстоянии нескольких земных радиусов от поверхности Земли. Одновременно энергия солнечных частиц и пришедшего межпланетного магнитного поля передается в хвост магнитосферы. В переработанном виде она поступает в авроральные области Земли, где создает восточную и западную полярные струи в северном и южном полушариях. Токи полярных струй, образующие суббури, в основном замыкаются через полярные шапки, но частично проникают в средние широты, обра-

зуя вихри токов на высоте ионосфера, преимущественно в слое  $E$ . Каждый вихрь занимает пространство в  $60$ — $100^\circ$  и более по долготе, а по широте, в зависимости от интенсивности суббури, достигает экватора, либо затухает в средних широтах. В магнитоспокойное время в средних широтах можно видеть изолированные суббури, но при магнитных буриях суббури следуют одна за другой. Нередко их токи накладываются друг на друга и на токи, создаваемые суточными вариациями, которые также текут в слое  $E$ . Кроме того, вдоль магнитного экватора течет ионосферный экваториальный струйный ток (электроджет), резко усиливающий суточные вариации поля  $H$ . Все эти токи создают по индукции токи противоположных направлений в проводящей мантии Земли. Целью данной работы является выяснение некоторых закономерностей при протекании указанных токов.

### ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ток  $DR$  не всегда возникает сразу после начала бури. Например, во время бури 15.05.1997 г.

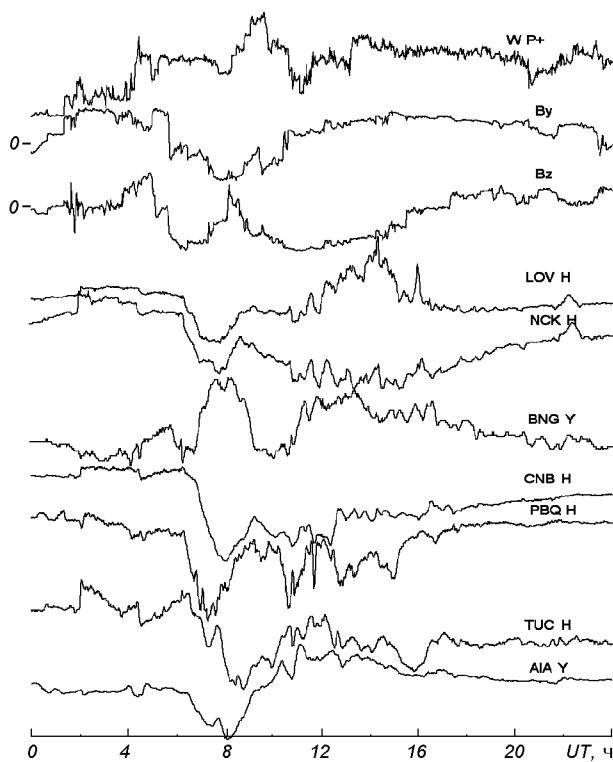


Рис. 1. Влияние отрицательных значений  $B_z$  и  $B_y$  при осложняющем воздействии WP+ на возникновение мировых продолжительных суббурь (бури 15.05.1997 г.)

перед самым внезапным началом sc в 1:59 UT резко увеличилась энергия E с 26 до 41 эВ, динамическое давление солнечного ветра с 3 до 11 нПа, электронная плотность с 22 до 48. Энергия протонов увеличилась с 24 до 38, а в 12 ч дня достигла 70. Это и было временем образования  $D_{st}$ . Начальная фаза бури на большинстве обсерваторий наблюдалась с 2 до 4 UT, после чего началось падение поля. Минимум  $D_{st}$  в Европе установлен приблизительно в 11 ч, в Африке и Америке в 12—14 ч, в австралио-азиатском регионе в 10—11 ч. Суббури и местные особенности могут влиять на определение минимума  $D_{st}$ . Во время этой бури после суббури в 4:30...5:30 UT поле в обсерватории KOU вернулось к предбуревому уровню, и можно считать, что спад поля начался в 7 UT. Интенсивность этой бури порядка 200 нТл, в KOU — 96 нТл. Продолжительность уменьшения поля очень различается для разных бурь и для разных

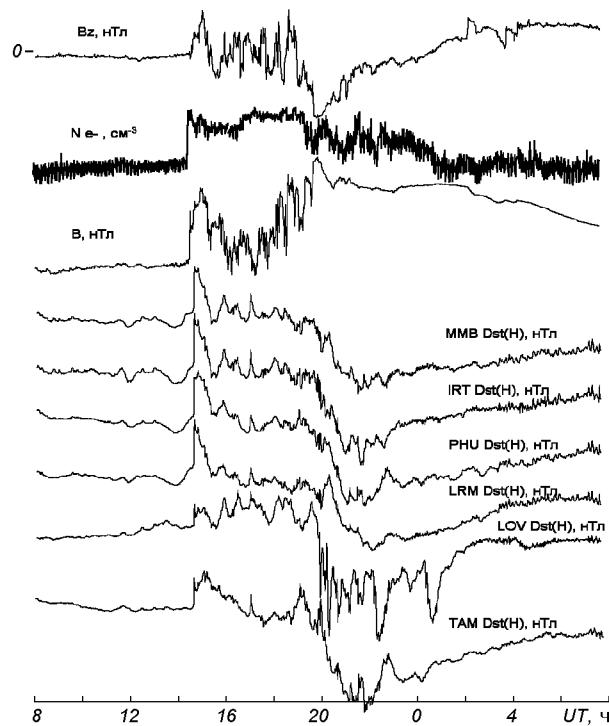


Рис. 2. Магнитная буря 15/16.07.2000 г.

регионов. Она интересна тем, что соответствует времени образования DR. Судя по записям вблизи экватора, где меньше суббури, максимального развития ток DR достиг в 12—15 UT. Но этот минимум на разных обсерваториях одной зоны может смещаться. Например, в SJG минимум виден в 14—16 ч, в DLR — в 18—21 ч, в KOU — приблизительно в 14 ч, т. е. сдвиг во времени минимума  $D_{st}$  происходит независимо от широты обсерватории.

Записи магнитного поля на рис. 1 представляют собой сплошные суббури на фоне магнитной бури 15.05.1997 г. Иногда выделяются огромные суббури с большой амплитудой и большей, чем обычно, продолжительностью, как, например, в 6—10 ч 15.05.1997 г. Эта суббурия была видна на многих обсерваториях в Америке в 8—10 ч. На рис. 1 она хорошо видна в Европе в 6—9 ч и в Африке, где лучше всего проявилась в записи Y-составляющей. Суббурия обусловлена сложным взаимодействием  $B_z$ ,  $B_y$  и энергии протонов. Важным было падение  $B_z$  ниже нуля при продолжительных отрицательных  $B_y$ . Запись этой

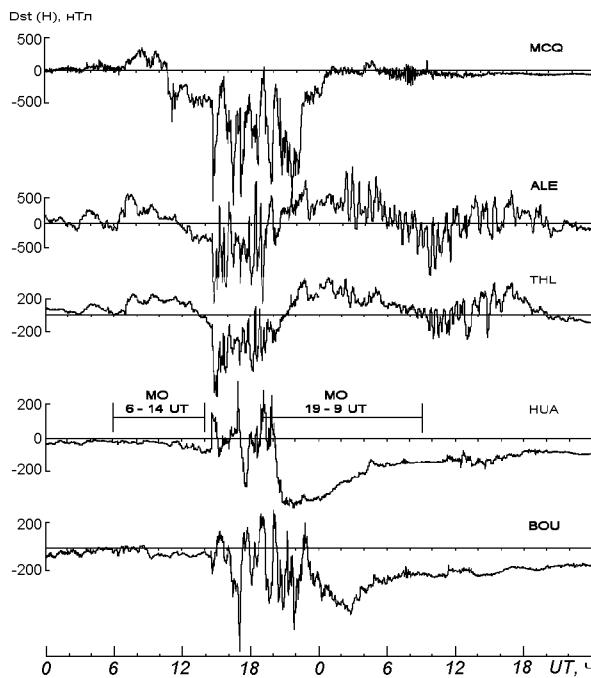


Рис. 3. Влияние магнитного облака 15/16.07.2000 г.

суббури хорошо коррелирует в Австралии в CNB и на севере Америки в PBQ, а также с AIA на юге в Антарктике. Но ее запись в TUC оказалась смещенной почти на 1 ч.

На рис. 2 хорошо видно, как одновременно возникает SC на Земле в 14:37 UT под влиянием резких изменений электронной плотности пришедшего потока и изменений  $B$  и  $B_z$ . Если сравнить изменения  $B_z$  с записью поля на северной обсерватории LOV, то видно, как поле на Земле следует за изменениями в космосе. Короткая положительная суббурия в 17 ч видна на всех обсерваториях и коррелирует с отрицательным изменением  $B$ . В 19:10 UT видна положительная суббурия в ТАМ и отрицательная в LOV. Общее падение поля почти на всех обсерваториях началось в 18:30 UT, следуя за увеличением  $B$  и увеличением отрицательной  $B_z$ . Продолжительность главной фазы этой бури не более 2 ч, амплитуда 300—350 нТл. Рассматриваемая буря произошла, когда Земля некоторое время находилась в магнитных облаках.

На рис. 3 видно, как влияние МО сдерживает резкие колебания магнитного поля в полярной шапке (ALE, THL), в авроральной зоне (MCQ)

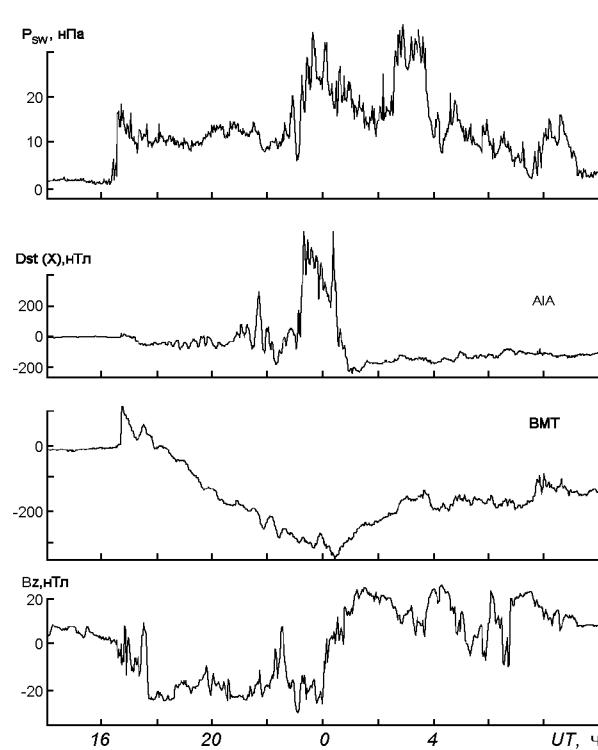


Рис. 4. Магнитная буря 06—07.04.2000 г.

и даже в средних широтах (BOU) и на экваторе (HUA). Реагирует магнитное поле на влияние облака с задержкой в 1—2 ч. В 21—22 ч даже магнитное облако не погасило исключительно сильную магнитную суббурию в MCQ с амплитудой 1100 нТл. Эта суббурия видна в KAK, IRT, PHU, MAW и на всех австралийских обсерваториях. Но в северной Америке ее нет, только в GDH чуть позже видна большая суббурия. В PBQ зафиксирована положительно-отрицательная суббурия с 19 до 21 ч с амплитудой -1000, +2000 нТл. Огромная суббурия в 19—24 ч видна в ООТ с амплитудой 1200 нТл. В FRD она несколько короче, но отдельный пик достигает 1400 нТл. Это время минимума  $D_{st}$  на других долготах. Здесь же сильное увеличение поля создается токами из полярной струи, превышающими влияние  $DR$ . На той же долготе в южном полушарии в это время видны две огромные суббурии в LIV и AIA. Как единая суббурия, но измененной формы, она видна в CZT, и нечетко проявилась в HON и TRW.

Запись магнитной бури 06.04.2000 г. показывает, что на экваторе в ABG и ASC практически после SC начался спад поля, а в BFE и на всех европейских обсерваториях видна начальная фаза. Суббурия в 21 ч видна в Африке в BNG, а в ASC ее нет. Большие суббури в минимуме  $D_{st}$  в полночь видны и вблизи экватора и в южном полушарии.

На рис. 4 запись этой же бури сопоставляется с солнечными данными. Давление солнечного ветра обнаруживает два четких максимума в 23—24 ч и в 2—4 ч 7 апреля. Первый из них произошел при отрицательном  $B_z$  и четко проявился в AIA и LIV в Антарктике, частично в OTT и едва заметно в Китае в BMT. Но к времени выброса в 2—4 ч поле  $B_z$  стало положительным, и в AIA магнитное поле осталось спокойным. В результате выброса в 2—4 ч произошли суббури в DRV (+200 нТл), в EYR, API и в Австралии.

Запись магнитной бури 31.03/01.04.2001 г. (рис. 5) в BNG, SJG и TRW обнаруживает два довольно странных минимума  $D_{st}$ , которые видны по всей Африке и Южной Америке. В TSU виден сдвиг по времени, положительные измене-

ния здесь несколько меньше, основной минимум смещен с 18 на 16 ч. В LIV этих изменений нет. По записи в KDU можно судить, что минимум действительно был в 8—9 ч при положительной  $B_y$ . Позже  $B_y$  стала отрицательной, и это повлияло таким образом, что при других довольно мало изменяющихся факторах получилось увеличение поля в Америке и Африке, а в Австралии возникли суббури. Амплитуды этой бури в различных регионах составляют 400—500 нТл. Начальная фаза отмечена до 4:30 UT, а падение поля до 8 ч, но в Африке и Южной Америке — до 9 ч. Амплитуда  $D_{st}$  больше в Австралии и PPT. В TRW чувствуется некоторое влияние полярных широт. Главным фактором, обуславившим эту бурю, был приход потока протонов со скоростью 700 км/с.

Магнитная буря 07/08.09.2002 г. (рис. 6) началась внезапно в 16:41 UT. В 17 ч после незначительного повышения начался спад  $D_{st}$ ,

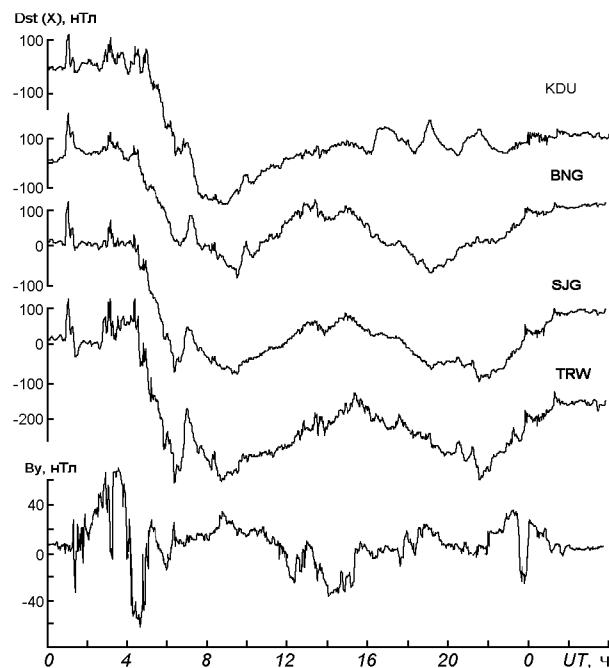


Рис. 5. Влияние  $B_y$  на протекание магнитной бури 31.03/01.04.2001 г.

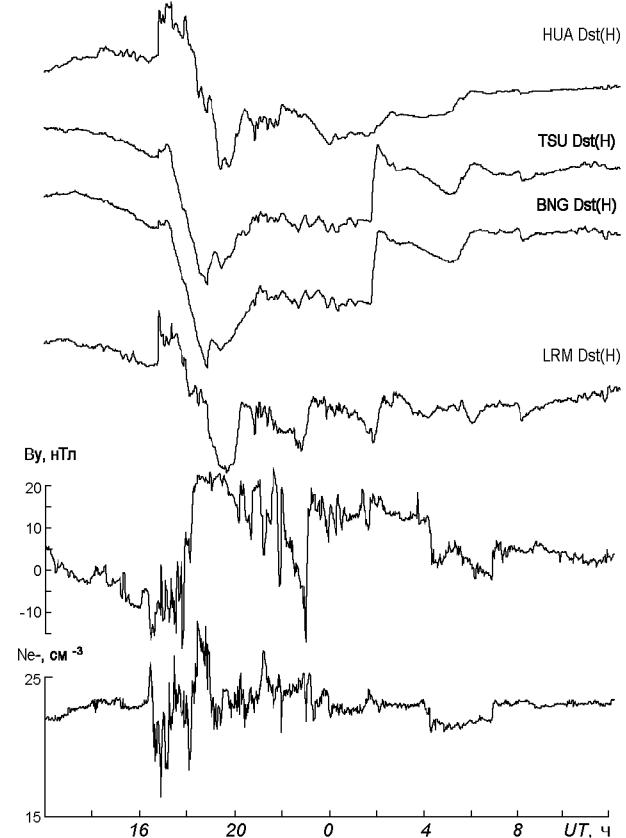


Рис. 6. Запись магнитной бури 07/08.09.2002 г. на далеко отстоящих обсерваториях

вскоре осложнившийся отрицательной суббурей, которая началась в 18:50 и продолжалась до 20 ч. Она хорошо видна в TSU, в TND в Индии, в LRM и HUA. Благодаря записи в HUA, где суббуря началась несколько позже, в 18:50, видно, что это суббуря. По записи в TSU можно было бы думать, что это искусственное влияние, но при просмотре данных других обсерваторий оказалось, что это явление наблюдается в TAM, MBO, BNG, т. е. по всей Африке и в Европе (CLF). В Австралии такого «провала» нет, но суббуря в 18:40 — 20 ч прекрасно видна. Она связана с составляющей  $B_y$ . В 18 ч из отрицательной ( $-10, -12$  нТл) она становится положительной ( $+20$  нТл), выдерживает эту величину до 20 ч, потом немного уменьшается. Составляющая  $B_z$  также несколько позже 18 ч переходит из отрицательной ( $-20$  нТл) в положительную ( $7$  нТл), но недолго. Скорее всего, суббуря создалась составляющей  $B_y$  при влиянии уменьшения скорости солнечного ветра с 80 до 50 км/с. В дальнейшем идет уменьшение магнитного поля за счет  $D_{st}$ , и в 1:20 8 сентября возникает новая положительная суббуря, продолжающаяся до 3 ч ночи. Это отрицательно-положительная суббуря с общей амплитудой 90 нТл в LRM, в TSU —  $+100$  нТл, в HUA —  $+50$  нТл, так как здесь вечернее время, и нет дневного усиления амплитуд суббурь.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Изменения магнитного поля во время бури зависят как от множества факторов в околосземном пространстве, так и от внутриземных причин. Наряду с известными закономерностями протекания магнитных бурь, обусловленными изменениями в солнечном ветре и межпланетном поле, обнаруживаются и различия в записях одной магнитной бури разными обсерваториями, находящимися под одинаковым влиянием ММП и параметров солнечного ветра. Очевидно, они обусловлены изменениями индуцированного тока для каждой обсерватории. Изменения в космосе создают суббури, и это также искажает выделение минимума  $D_{st}$ . Кроме того, в данном случае исключены суточные вариации по средним величинам поля в предшествующий буре и первый спокойный после бури день. Но насколько

ко вычитаемые вариации соответствуют суточным вариациям во время бури, трудно сказать. Иногда вычитывают суточные вариации по пяти спокойным дням данного месяца. Но это тоже не всегда улучшает результаты, поскольку амплитуды суточных вариаций, кроме сезонных изменений, зависят от солнечной активности. Но не той, которая вызывает магнитные бури, а от изменений дальнего ультрафиолета и мягкого рентгеновского излучения, влияющих на проводимость ионосферы. Если проследить изменения амплитуд суточных вариаций в течение месяца, то можно выделить дни увеличенных амплитуд, обычно 5—10 дней, и дни уменьшенных амплитуд. Поэтому при сравнении средних суточных вариаций за год на разных обсерваториях вариации хорошо увязываются. Но при сравнении за отдельные месяцы разных лет разброс сильно увеличивается [1]. Учитывая такие изменения суточных вариаций, надо иметь в виду, что какая-то часть суточных вариаций может присутствовать в записях бурь.

Магнитные бури с амплитудами  $D_{st}$  300—350 нТл считаются очень большими. Исключительно редко наблюдаются бури с изменениями поля в 1000 нТл. Небольшие бури создают уменьшение поля на 80—100 нТл. А суточные вариации в средних широтах имеют величины 30—50 нТл, ближе к экватору — 60—100 нТл. Экваториальная электроструя у магнитного экватора создает суточные вариации с амплитудами 150—250 нТл в зависимости от солнечной активности. В связи с этим записи обсерваторий, расположенных под экваториальной электроструей, обычно исключают из рассмотрения магнитных бурь. Но если работающих обсерваторий мало в данной местности, приходится учитывать и эти данные.

Уменьшение магнитного поля происходит при различных бурях за 2—5 ч, т. е. оно не столь продолжительно, как предполагалось, считая длительность всей бури 2—3 дня. Минимум  $D_{st}$  соответствует вполне развитому току  $DR$ , дальше в течение 2—3 дней идет рассеивание этого тока. Следовательно, индуцированный ток  $DR$  не может проникать очень глубоко в среднюю мантию Земли. Скорее всего, индуцированный ток магнитных бурь протекает на тех же глубинах, что и индуцированные токи суточных вариаций. По суточным вариациям на различных

долготах выделены пять зон с различной интенсивностью суточных вариаций, обусловленных в сумме токовой системной и экваториальной электроструей ( $Sq+Sj$ ). Максимальные амплитуды суточных вариаций установлены в американской и австралио-азиатской зонах, средние вариации — в центре Тихого океана, уменьшенные — в Африке и самые маленькие — в Индии. Токовые системы суточных вариаций  $Sq+Sj$  обнаруживают очень интенсивный ток на дневной стороне Земли с максимумом у магнитного экватора порядка 100—120 тыс. ампер. В отдельные дни при увеличенных суточных вариациях эти токи достигают 250—300 тыс. ампер [2]. Расчеты индуцированных токов по бурям показали более интенсивный индуцированный ток в австралио-азиатском регионе (1/2 общего тока) и более слабый в Африке (1/3 общего) [1].

## ВЫВОДЫ

1. Суббури и местные особенности могут влиять на определение минимума  $D_{st}$ , что особенно четко проявилось во время магнитной бури 15.05.1997 г.

2. На возникновение суббури влияют различные изменения и в солнечных корпоскулярных потоках, и в межпланетном магнитном поле. При каждой магнитной суббуре возникает своя комбинация различных параметров. Вихри то-

ков суббури захватывают 1—2 континента. При нахождении Земли под действием магнитных облаков «сдерживаются» резкие колебания магнитного поля на всех широтах, в том числе и в полярной области.

3. Индуцированные токи магнитных бурь скорее всего не проникают глубже, чем индуцированные токи суточных вариаций.

1. Мельник Г. В., Яременко Л. Н. О магнитных бурях и проводимости мантии Земли // «Геофизика-2005»: Тез. докл. В Междунар. научно-практическая геолого-геофизическая конф. молодых ученых и специалистов, 12—15 сентября 2005 г., Санкт-Петербург (Петергоф). — Санкт-Петербург, 2005.—С. 189—191.
2. Яременко Л. Н. Суточные геомагнитные вариации. — Киев: Наук. думка, 1992.—136 с.

---

## ON MAGNETOSPHERIC AND INDUCED CURRENTS DURING MAGNETIC STORMS

L. N. Yaremenko, G. V. Melnyk, O. Ya. Shenderovskaya

Our results of estimation of the influence of solar wind parameter changes and interplanetary magnetic field components on the geomagnetic storm field during magnetic clouds are reported. In some cases, the shift of  $D_{st}$ -minimum at nearby observatories is detected, that may be connected with the influence of induced currents. After eliminating magnetic substorms, the duration of the main phase of the magnetic storm which corresponds to the time of the increasing part of the magnetosphere ring current  $DR$  is equal to 2—5 hours. The conclusion is made that the induced current  $DR$  cannot get into the Earth's mantle more deeply than the currents of daily variations.

УДК 550.385.4

П. В. Сумарук, Т. П. Сумарук

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

Розділення геомагнітних варіацій  
в середніх широтах  
від іоносферних та магнітосферних джерел

Доповідь на конференції 05.09.05

Обчислено варіації геомагнітного поля в середніх широтах від магнітосферних та іоносферних джерел під час одинадцяти дуже великих магнітних бур. Оцінено відносні величини цих варіацій.

Геомагнітні варіації  $D$  генеруються магнітосферними та іоносферними струмами:

$$D = S_q + D_{CF} + DR + D_p + D_{PC},$$

де  $S_q$  — спокійна сонячно-добова варіація,  $D_{CF}$  — варіація від струмів на магнітопаузі,  $DR$  — варіація від кільцевого магнітосферного струму,  $D_p$  — варіація, пов'язана зі струмами в авроральній зоні і струмами розтікання їх у середні широти,  $D_{PC}$  — варіація від струмів у полярній шапці.

Іоносферними вважаються  $S_q$ -,  $D_p$ - та  $D_{PC}$ -варіації, а  $D_{CF}$ - та  $DR$ -варіації — магнітосфер-

ними [1]. В середніх широтах  $D_{PC}$ -варіація не проявляється [3, 4].

Для дослідження ми вибрали одинадцять дуже великих магнітних бур, які спостерігалися в роки, близькі до максимумів, або в максимумах сонячної активності на проміжку 1980—1992 рр. (див. таблицю). Використовувались також індекси магнітної активності в авроральній зоні (AE, AL, AU) та в низьких широтах ( $D_{st}$ ).

За рівень відліку варіацій поля вибрані середньогодинні значення  $S_q$  спокійної сонячно-добової варіації по п'яти міжнародних спокійних днях ( $MC\bar{D}$ ) за відповідний місяць.

Доля варіації від магнітосферних та іоносферних струмів для дуже великих бур 21-го і 22-го циклів сонячної активності

Дата	Початок бурі	$D_{st}$ , нТл	$DR$ , %	$D_{CF}$ , %	$D_{PC}$ , %
19—21 грудня 1980 р.	—	249	62	17	21
05—07 березня 1981 р.	05:30	220	71	17	12
11—14 квітня 1981 р.	13:35	291	74	14	12
01—03 березня 1982 р.	11:35	219	72	11	17
13—16 липня 1982 р.	—	338	65	19	16
05—07 вересня 1982 р.	22:50	303	66	20	14
04—06 лютого 1983 р.	16:20	169	55	18	27
13—16 березня 1989 р.	01:27	559	66	18	16
24—27 березня 1991 р.	03:42	298	62	20	18
08—10 липня 1991 р.	—	198	55	23	22
09—12 травня 1992 р.	20:40	297	62	22	16
середнє			65	18	17

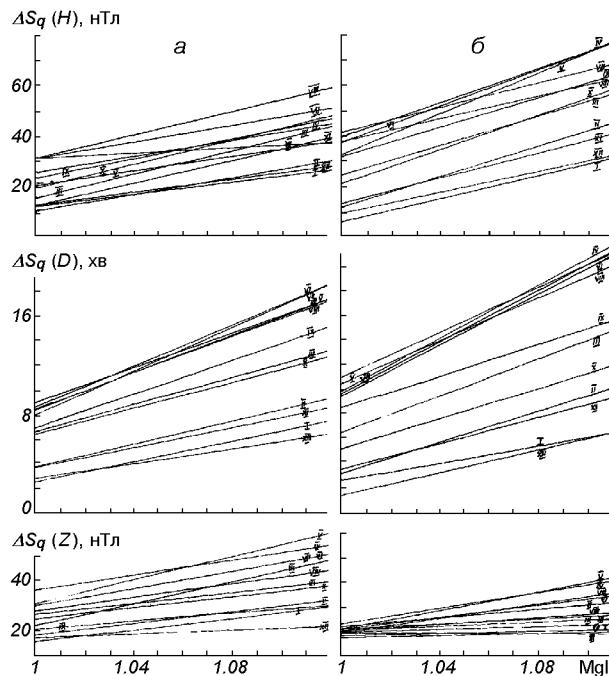


Рис. 1. Зміни амплітуд  $S_q$ -варіацій на магнітних обсерваторіях «Львів» (а), та «Воєйково» (б) в залежності від величини індексу Mg II. Римські цифри — відповідні місяці року

Амплітуди  $S_q$ -варіацій змінюються із зміною сезону та сонячної активності. На рис. 1 показані зміни амплітуд  $S_q$ -варіацій на магнітних обсерваторіях «Львів» (а), та «Воєйково» (б) в горизонтальній ( $H$ ), вертикальній ( $Z$ ) складових та схиленні ( $D$ ) за кожен місяць в залежності від нормованого на мінімум індексу Mg II [5] (індекс Mg II характеризує інтенсивність ультрафіолетового випромінювання Сонця, яке підвищується із збільшенням сонячної активності).

Видно, що амплітуди  $\Delta S_q$  лінійно збільшуються із збільшенням сонячної активності, а також з переходом від зими до літа.

Значення варіації під час бурі обчислювалось як різниця абсолютних середньогодинних значень горизонтальної складової поля та відповідних значень поля по п'яти МСД ( $H - S_q$ ). Таким чином була виключена  $S_q$ -варіація. Варіації  $D_{CF}$  поля від струмів на магнітопаузі були знайдені по моделі Міда [7]. На рис. 2 показані зміни  $D_{CF}$ -варіацій на обсерваторії «Львів» в трьох компонентах поля в залежності від місцевого часу для цілих значень  $r_b$ , де  $r_b$  — віддаль до

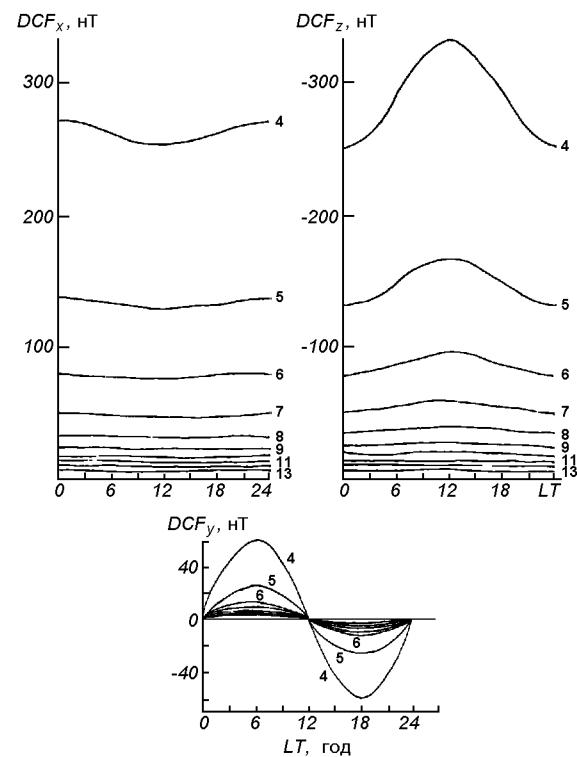


Рис. 2. Залежність величини  $D_{CF}$ -варіацій на магнітній обсерваторії «Львів» від місцевого часу для цілих значень  $r_b$  (числа біля кривих)

підсонячної точки магнітопаузи в радіусах Землі. Величина  $r_b$  визначається за параметрами плазми сонячного вітру. Оскільки параметри плазми сонячного вітру швидкість та густота відомі лише для декількох із досліджуваних нами бур, то величини  $r_b$  були знайдені для них, а для інших визначені методом інтерполяції в припущені, що  $r_b$  залежить від  $D_{st}$ -індексу лінійно. За обчисленими таким способом  $r_b$  знайдено середньогодинні значення  $D_{CF}$ -варіації. Значення варіацій від кільцевого магнітосферного струму в середніх широтах можна визначити, помноживши  $D_{st}$  на  $\cos\Phi$  ( $\Phi$  — геомагнітна широта обсерваторії; для станції «Львів»  $\Phi = 48^\circ$ ).

На рис. 3 показано зміни  $H - S_q$  (точки),  $D_{st} \cos \Phi$ ,  $D_{CF}$  та різниця  $D_p = (H - S_q) - D_{st} \cos \Phi - D_{CF}$  (хрестики) для дуже великої бурі з раптовим початком (SSC) в 22.50 UT 5—7 вересня 1982 р. Максимальне значення  $D_{st} = 303$  нТл на

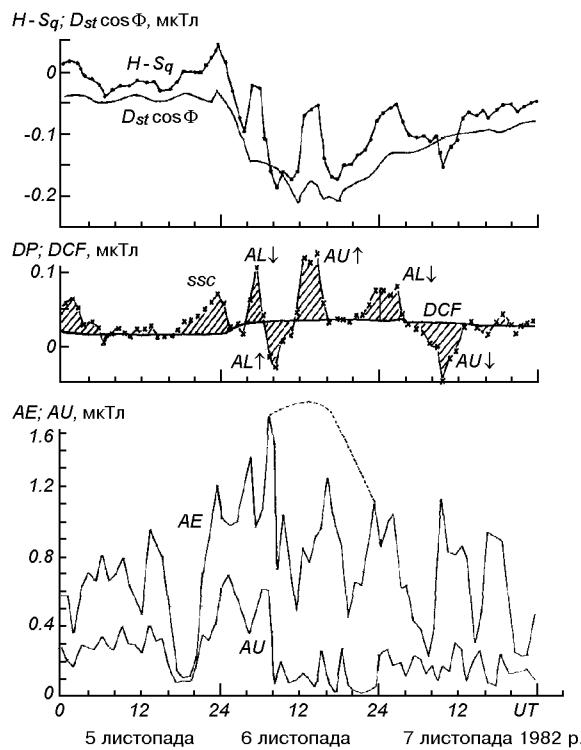


Рис. 3. Зміни  $H - S_q$  (точки),  $D_{st} \cos \Phi$ ,  $D_{CF}$  та  $D_p$ -складових магнітного поля під час дуже великої магнітної бурі 5—7 вересня 1982 р. AE- і AU-індекси — дві нижні криві

екваторі спостерігалось 6 вересня о 12 год UT. Значення  $D_p$  — заштриховані. Варіації  $D_p$  генеруються авроральними іоносферними електроствруменями, та їхніми зворотними струмами в середній широті. О 22—24 год UT  $D_p$ -варіація — додатна, а її максимум 55 нТл, очевидно, зв'язаний з SSC бурі. О 03 год UT 6 вересня різко підсилюється західний авроральний електростврумінь, збільшується  $AL$ -індекс, розвивається кільцевий магнітосферний струм. На рис. 3 внизу показані AE- і AU-індекси.  $AL$ -індекс можна обчислити, віднявши від AU-індексу AE. Збільшення  $AL$ -індексу веде до посилення зворотних струмів від західного іоносферного електроствруменя (додатні значення  $D_p$ ). Максимальне значення  $D_p = 77$  нТл спостерігається о 06 год UT (позначено  $AL$  з напрямленою вниз стрілкою). Подальше посилення кільцевого струму до

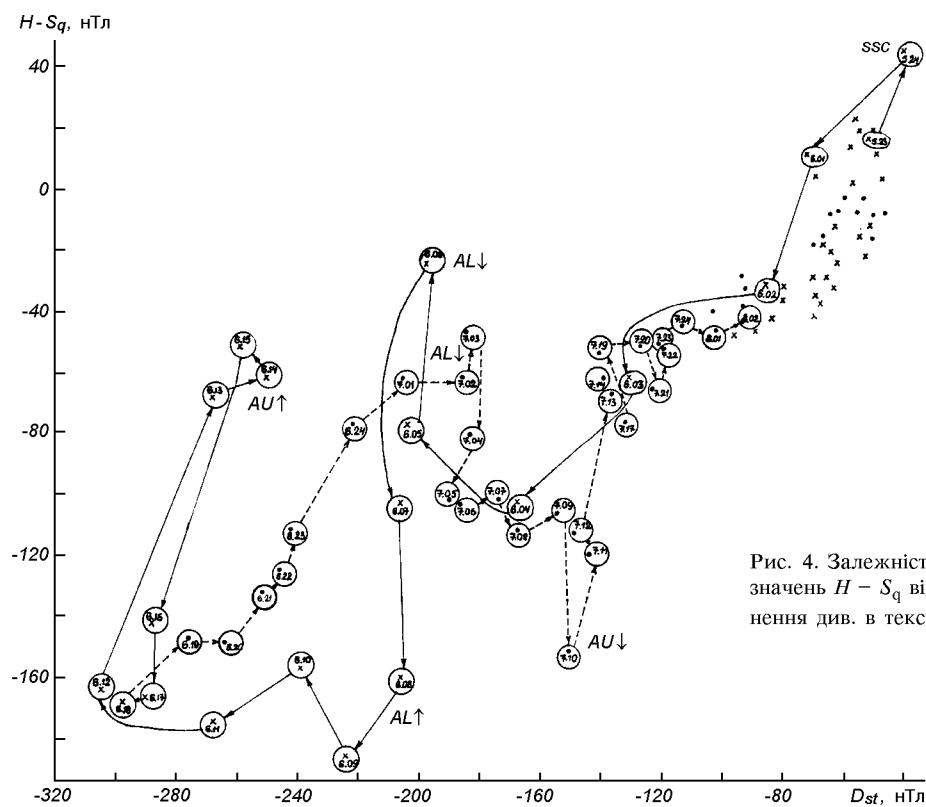


Рис. 4. Залежність середньогодинних значень  $H - S_q$  від  $D_{st}$ -індексу. Пояснення див. в тексті

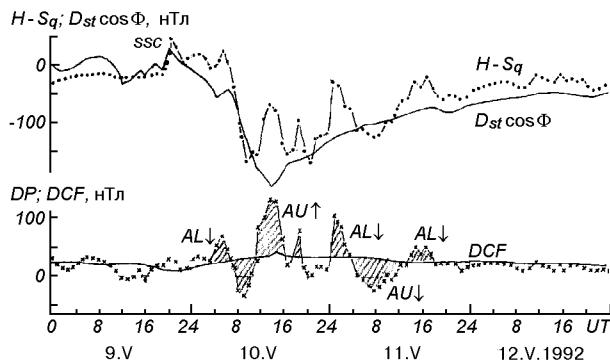


Рис. 5. Зміни  $H - S_q$ ,  $D_{st} \cos \Phi$ ,  $D_{CF}$  та  $D_P$ -складових магнітного поля під час дуже великої бурі 9—12 травня 1992 р. Позначення такі ж, як на рис. 3

303 нТл призвело до зсуву авроральних електроструменів у нижчі широти [2]. О 08—09 год UT  $D_p = -69$  нТл — це результат прямої дії західного аврорального електроструменя (позначено AL і напрямленою вверх стрілкою). В 13—14 год UT спостерігається додатна бухта — генерована східним авроральним електроструменем (позначено AU з напрямленою вгору стрілкою). У цей час значення AE, AU і AL-індексів різко зменшуються. Таке зменшення, очевидно, зв'язане не зі зменшенням сили струму в східному електрострумені, а зсувом його на південь, тобто ланцюжок обсерваторій, за даними яких вираховуються індекси, не реєструє максимуму струму, оскільки він перебуває у нижчих широтах [6]. На рис. 3 можливі значення AE і AU в цей час нанесені пунктирною лінією. Надалі кільцевий струм слабне, авроральні електрострумені переміщуються на північ і магнітометри на станції «Львів» реєструють в нічні години (01 год UT 7 вересня) додатну бухту, а в денні — від'ємну.

Такий хід подій під час цієї бурі добре ілюструє рис. 4. На ньому показана залежність середньогодинних значень  $H - S_q$  від відповідних значень  $D_{st}$ -індексу на екваторі. На початковій фазі і фазі розвитку бурі значення  $H - S_q$  взяті в кружки, в які вписані дати і години UT подій. Послідовні події сполучені суцільними стрілками. На фазі спаду бурі події позначені хрестиками, поряд з якими вказано час подій. Назви відповідних джерел варіацій нанесені рядом з

моментами їхнього проходження. Послідовні події сполучені пунктирними стрілками. Такий же детальний аналіз зроблено для всіх одинадцяти бур.

На рис. 5 показані результати аналізу для дуже великої бурі 9—12 травня 1992 р. Для цієї бурі не були опубліковані AE-, AU-, AL-індекси, тому можна провірити достовірність нашої інтерпретації варіацій від різних джерел. Проведений аналіз дозволяє одержати числові значення величин варіацій від магнітосферних та іоносферних джерел. В таблиці показано процентне співвідношення цих величин під час кожної бурі, середні значення їх та максимальні значення  $D_{st}$  під час кожної бурі.

Як бачимо, близько вісімдесяти процентів іррегулярних варіацій магнітного поля в середніх широтах під час магнітних бур генеруються магнітосферними джерелами, і тільки п'ята частина їх має іоносферне походження.

1. Акасофу С.-И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. — М.: Мир, 1975.—231 с.
2. Сумарук П. В., Сумарук Ю. П. Индексы магнитной активности AE во время магнитной бури // Геофиз. журн.—1994.—16, № 4.—С. 51—53.
3. Сумарук П. В., Фельдштейн Я. И. Вариации магнитного поля в полярной шапке. Суббури и возмущения в магнитосфере. — М.: Наука, 1975.—С. 170—188.
4. Фельдштейн Я. И. Вариации магнитных полей в межпланетном пространстве и на поверхности Земли // Вестник АН СССР.—1973.—№ 8.—С. 532—538.
5. DeLand M. T., Gebula R. P. Composite Mg II solar activity index for solar cycles 21 and 22 // J. Geophys. Res.—1993.—98 D, N 7.—P. 12809—12823.
6. Feldstein Y. I., Gromova L. I., Grafe A., et al. Auroral electrojet dynamics during magnetic storms, connection with plasma precipitation and large-scale structure of magnetospheric magnetic field // Ann. Geophys.—1999.—17.—P. 497—507.
7. Mead G. D. Deformation of the geomagnetic field by solar wind // J. Geophys. Res.—1964.—69, N 7.—P. 1181—1196.

#### SEPARATION OF THE GEOMAGNETIC VARIATIONS AT THE MIDDLE LATITUDES PRODUCED BY IONOSPHERIC AND MAGNETOSPHERIC SOURCES

P. V. Sumaruk, T. P. Sumaruk

We calculated middle latitude variations of the geomagnetic field which are generated by ionospheric and magnetospheric sources during eleven great magnetic storms. Related values of the components of these variations are evaluated.

УДК 550.385.37

С. Н. Самсонов<sup>1</sup>, И. Я. Плотников<sup>1</sup>,  
Д. Г. Сайбек<sup>2</sup>, Ю. Ватерман<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут космофізичних досліджень та аерономії ім. Ю. Г. Шафера  
Сибірського відділення Російської академії наук, Якутськ  
e-mail: s\_samsonov@ikfia.yasn.ru

<sup>2</sup>Центр космічних польотів НАСА ім. Годдарда, Грінбелт, Меріленд, США

<sup>3</sup>Датський метеорологічний інститут, Копенгаген

## Связь параметров солнечного ветра высокоширотными магнитными пульсациями

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Магнітометричні дані північноамериканського і гренландського ланцюжків станцій зіставлено з вимірюваннями плазмових параметрів і магнітного поля на космічних апаратах IMP-8, ASEE-1.2, GOES-5.6 та IRM. Для знакозмінної  $B_z$ -складової міжпланетного магнітного поля, що проходила 29 жовтня 1985 р. у формі коливань з періодом 5—20 хв і регулярною амплітудою близько 5 нТл виявлено кроскореляційний зв'язок з денними високоширотними пульсаціями наземного магнітного поля. На трьох ланцюжках станцій у полуденному секторі 9—15 LT отримано широтно-довготний розподіл фаз коливань, який узгоджується з похилим і квазіпоздовжнім поширенням альвенівських хвиль у різних частинах магнітосфери. Похилі фазові фронти коливань формуються у секторі 10—14 LT в області максимальної дисперсії довжин геомагнітних силових трубок. Вважається, що в цій проміжній області між падаючими (відбитими) на субавроральну іоносферу альвенівськими хвиллями і відбитими (падаючими) від полярної шапки при південному (північному) ММП проявляється енергообмінний процес, характерний для входного шару у магнітопаузі. Можливо, що пульсації, які проникають із сонячного вітру у магнітосферу, — це раніше невідомий прояв реакції магнітопаузи на флукутації міжпланетного магнітного поля. У коливному сенсі реакція оборотна при зміні знаку  $B_z$ -складової у названому діапазоні періодів.

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение устойчивых высокоширотных магнитных пульсаций, вызываемых движущимися ионосферными конвекционными вихрями ( $TCV_s$ ), зарегистрированными по данным гренландских магнитных станций, и их сравнение с параметрами солнечного ветра позволило сделать вывод о том, что эти вихри являются ионосферным проявлением неустойчивости Кельвина — Гельмгольца на внутренней границе магнитосферного пограничного слоя. В работе [6] магнитные дневные пульсации были сопоставлены с изменениями скорости солнечного

ветра и обнаружена высокая корреляция между ними. Известны несколько механизмов передачи энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли. Энергопоступление может осуществляться за счет вариаций динамического давления солнечного ветра [5], магнитного пересоединения на магнитопаузе [3], нестабильности Кельвина — Гельмгольца [7] и импульсного проникновения [4].

Ниже мы углубленно изучаем указанные в работе [6] события и определяем возможный характер их связи с вариациями межпланетного магнитного поля (ММП). Для этого привлекаются дополнительные спутниковые и наземные магнитометрические данные.

## НАБЛЮДЕНИЯ

Помимо данных из работы [6], использовавших информацию о параметрах солнечного ветра со спутника IMP-8, здесь представлены данные одновременных наблюдений плазмы и магнитного поля солнечного ветра, полученные на спутниках ISEE-1.2; магнитосферной плазмы и магнитного поля, полученные на геостационарных спутниках GOES-5.6 и спутнике IRM; наземного магнитного поля, полученные на двух гренландских и одной североамериканской цепочках станций.

Магнитометрические данные с восточной и западной гренландских цепочек станций представлены сотрудником Датского метеорологического института Ю. Ватерманом. А данные других соседних цепочек станций взяты из сайта Университета Калифорний Лос-Анжелес (UCLA) и других доступных источников. Используются нефильтрованные данные.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрен ряд событий TCVs, вызывающих устойчивые высокоширотные магнитные пульсации, приведенные в работе [6] по данным гренландских цепочек станций Greenland West Coast: Thule (THL), Savissivik (SVS), Kullorsuaq (KUV), Upernivik (UPN), Umanaq (UMQ), Godhavn (GDH), Attu (ATU), Sondre Stromfjord (STF), Sukkertoppen (SKT), Godthab (GHB), Frederikshab (FHB), Narsarsuaq (NAQ) и Greenland East Coast: Nord (NRD), Danmarkshavn (DMH), Daneborg (DNB), Scoresbysund (SCO), Ammassalik (AMK). В совокупности события TCV<sub>s</sub> образуют выборку продолжительностью в 50 сут. В течение всего этого периода западные и восточные цепочки магнитометров находились на дневной стороне Земли, соответственно, в секторах 11–14 LT и 14–17 LT.

Дополнительные спутниковые данные позволили обнаружить для большинства «высококачественных» (согласно [6]) событий подобие структур колебаний геомагнитного поля и одной из составляющих ММП. Из десяти событий в четырех случаях это связано с  $B_x$ -составляющей и по одному с  $B_y$ - и  $B_z$ -составляющими. Из

## Календарь связи «высококачественных» вихрей с составляющими ММП

Дата	Начало, UT	Конец, UT	IMF
28 октября 1985	08:30	12:00	—
29 октября 1985	13:30	18:00	$B_z$
5 марта 1986	15:00	18:30	—
26 июня 1986	12:30	14:00	$B_x$
8 июля 1986	14:00	19:00	—
9 июля 1986	12:00	16:30	$B_y$
10 июля 1986	15:00	17:30	—
23 июля 1986	08:00	10:30	$B_x$
23 июля 1986	12:00	19:00	$B_x$
14 ноября 1986	09:00	12:00	$B_x$

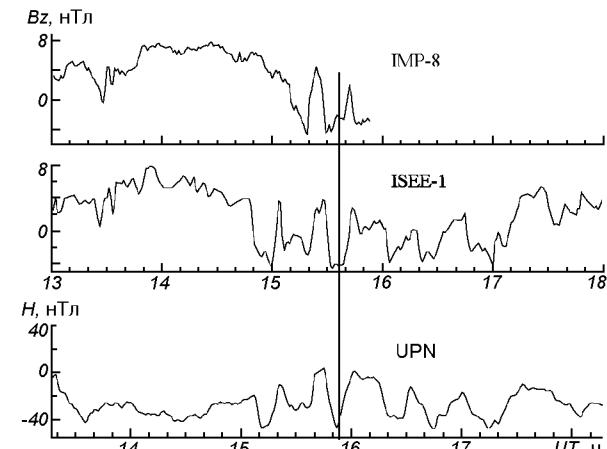


Рис. 1. Колебания  $B_z$ -составляющей солнечного ветра по данным спутников IMP-8 и ISEE-1 и совпадающие при сдвиге времени на 17 мин наземные магнитные пульсации, зарегистрированные на станции Upernivik (западная цепочка станций Гренландии, находящаяся в полуденном секторе). Здесь сдвиг учтен в верхней и нижней оцифровках по мировому времени

четырех оставшихся событий в одном случае отсутствовали данные по солнечному ветру на всех спутниках (IMP-8, ISEE-1.2), в двух других не было соответствия с данными IMP-8, а ISEE-1, 2 не находились в солнечном ветре. В таблице представлен список TCV<sub>s</sub> из работы [6], связанных с колебаниями ММП.

На рис. 1 представлен пример подобных по структуре колебаний северо–южной (H) составляющей наземного геомагнитного поля и  $B_z$ -составляющей ММП за 29 октября 1985 г.

Заметим, что вблизи вертикальной линии, соединяющей точки минимумов, в колебаниях на обоих аппаратах зарегистрированы флуктуации знакопеременной  $B_z$ -составляющей. Считается, что это главная особенность, обуславливающая сходство вариаций снаружи и внутри магнитосферы. По-видимому, из-за отсутствия данных IMP-8 эта особенность не отмечена в работе [6].

С учетом временного сдвига сходство между колебаниями наблюдалось в большинстве случаев не за весь период существования ионосферных вихрей. Мы сосредоточимся на исследовании тех фрагментов «высококачественных» событий, где визуально обнаружено сходство межпланетных и наземных пульсаций.

Согласно [8] конвекционные вихри вызываются импульсными событиями в динамическом давлении солнечного ветра. С другой стороны, известен механизм воздействия ориентации ММП на магнитосферу. Он продемонстрирован в работе [2]. Было показано, что изменения ориентации ММП влияют на то, какая часть динамического давления в области взаимодействия оказывается подведенной к дневной магнитопаузе. При этом вопрос о том, могут ли изменения ММП вызывать вихри или влиять на них, остается открытым.

Углубленному анализу было подвергнуто событие за 29 октября 1985 г. Оно выделяется практически полным совпадением пульсаций  $B_z$ -составляющей солнечного ветра с пульсациями в восточно—западной (E) составляющей и хорошим сходством с пульсациями в H- и Z-компонентах наземного магнитного поля в широкой области широт в течение большей части периода существования TCV<sub>S</sub>.

В интервале 15:00—18:00 UT сравнение магнитных пульсаций, являющихся проявлением этих вихрей, показало их совпадение с колебаниями ММП амплитудой свыше 5 нТл. В соответствии с рис. 2 наземные магнитные иррегулярные колебания с периодами от единиц до нескольких десятков минут в E-составляющей станций грекландской магнитометрической цепочки сопровождают флуктуации знакопеременной  $B_z$ -составляющей. При этом отмеченная в оцифровке времени на рис. 2, в задержка между ними соответствует тому, что магнитные данные солнечного ветра были получены с помощью спутника ISEE-1, который в это время находил-

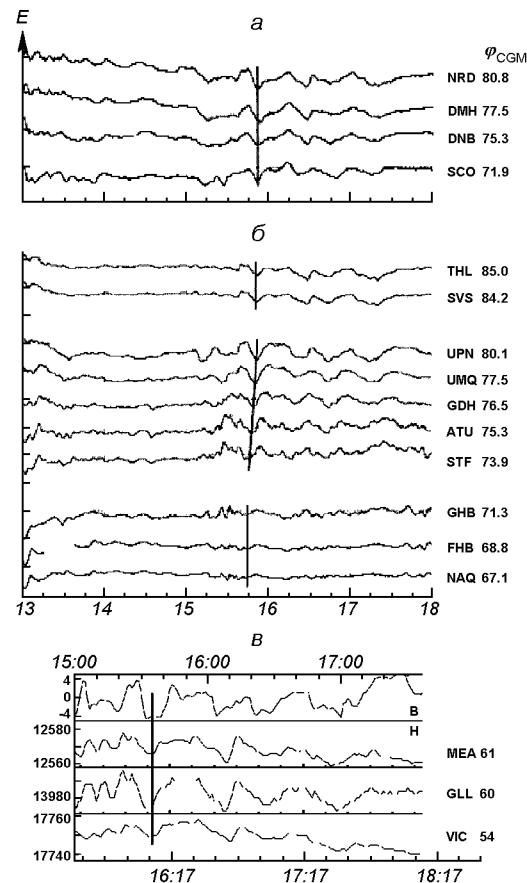


Рис. 2. Вариации E- и H-составляющих наземного магнитного поля, измеренного на североамериканской и грекландской цепочках магнитометрических станций. В центральной и левой частях (a, б) представлена E-составляющая для западной (предполуденный меридиан), для восточной (последополуденный меридиан) цепочек грекландских станций. В правой части (в) показана  $B_z$ -составляющая ММП и H-составляющая для североамериканской цепочки (предполуденный меридиан)

ся вне магнитосферы Земли вблизи линии Солнце—Земля на расстоянии около  $22R_3$  или в координатах GSM ( $x, y, z$ ) =  $(22, 3, 1)R_3$ .

На рис. 2 аналогично рис. 1 проведены соединительные линии фаз колебаний. Следует отметить четыре особенности в зонально-секторном распределении фазовых линий. Во-первых, явный наклон линии виден для области авроральных станций в полуденном секторе. Во-вторых, эта линия плавно соединяет вертикальные линии для областей субавроры и полярной шапки

в том же секторе, где, в-третьих, колебания идут в противофазе. В-четвертых, колебания в пред- и послеполуденном секторе синфазные с колебаниями в полярной шапке. В отсутствии на рисунках вида колебаний  $Z$ -составляющей наземного магнитного поля мы ограничимся предварительными соображениями о возможной причине раскачки рассмотренных пульсаций.

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Основываясь на результатах анализа экспериментального материала можно констатировать, что в области часовых поясов от 06:30 до 17:00 LT наличие совпадения наземных магнитных колебаний с вариациями ММП объясняется механизмом пересоединения магнитного поля солнечного ветра с магнитосферным полем на дневной магнитопаузе.

При этом предполагается, что на магнитопаузе образуются две моды волн: альвеновская с косым фазовым фронтом, распространяющимся вблизи полуденного меридиана, и медленная магнитозвуковая с фронтом, радиально распространяющимся от линии пересоединения в экваториальном слое. В работе [9] было показано, что изменения в динамическом давлении солнечного ветра запускает также две моды волны: быструю магнитозвуковую и альвеновскую, но с очевидно иной геометрией фронтов.

В работе [1] показано, что задержка альвеновской волны, распространяющейся в области сжатых магнитных силовых линий вблизи полуденного меридиана, увеличивается с широтой. Это связывается с увеличением длины трубок магнитных силовых линий в зависимости от широты точки их привязки к земной поверхности. По оценкам подобное увеличение задержки с широтой ответственно за существенный наклон фронта к магнитному полю.

Этим наклоном объясняется в нашем случае первая особенность в задержках, наблюдавшихся на станциях западной гренландской цепочки, находящейся вблизи полуденного меридиана. А радиально распространяющийся магнитный звук, согласно работе [1], возбуждает альвеновские волны с квазипараллельными к магнитному полю нормалями фронтов, распространяющимися в пред- и послеполуденном секторах,

обеспечивают практически одновременный приход колебаний в пункты наблюдений во всем диапазоне широт, что и ведет к четвертой особенности.

Это согласуется с тем, что канадская и восточная гренландская цепочки станций располагаются в среднем за пределами 10–14 LT сектора, т. е. вне области сжатых геомагнитных линий и поэтому вне полуденной области фазовые фронты не наклонные, а квазипараллельные к магнитному полю. Совокупность второй и третьей особенностей позволяет предсказать, что падающие на ионосферу и убегающие из нее альвеновские волны вместе образуют в подсолнечном авроральном овале пятно магнитосферного входного слоя. По космическим измерениям в магнитопаузе в этой области надежно установлены противонаправленные потоки плазмы и волны, контролируемые ориентацией ММП.

## ВЫВОДЫ

1. Использование дополнительных спутниковых и наземных данных позволило обнаружить, что в большинстве представленных событий, отмеченных в работе [6] как «высококачественные», наблюдались временные фрагменты подобных по форме колебаний в одной из составляющей межпланетного и наземного магнитных полей. Совпадение пульсаций знакопеременной  $B_z$ -составляющей ММП с наземными колебаниями объясняется пересоединением ММП с магнитосферным полем на полуденной магнитопаузе. Вместе с этим совпадение пульсаций  $B_x$ - и  $B_y$ -составляющих ММП с наземными колебаниями позволяет сделать вывод о том, что изменения ориентации ММП может проявляться независимо от возбуждения неустойчивости Кельвина — Гельмгольца в рассмотренных фрагментах событий.

2. Рассмотрение события совпадения пульсаций  $B_z$ -составляющей с наземными колебаниями позволило обнаружить, что при пересоединении на дневной магнитопаузе, образуется две моды волн: магнитозвуковая и альвеновская. Соответственно, распространением наклонных и квазипараллельных к магнитному полю фронтов альвеновских волн можно объяснить факты увеличения задержки с широтой вблизи полуденного

меридиана и одновременность появления пульсаций на станциях пред- и послеполуденных меридианов.

3. Экспериментально по регистрации пульсаций альвеновской моды обнаружено проявление обмена энергией во входном слое магнитосферы при изменении знака  $B_z$ -составляющей ММП в диапазоне периодов от единиц до нескольких десятков минут.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов ИНТАС № 03-51-5359 и РФФИ № 03-05-65670.

1. Сафаргалеев В. В., Пчелкина Е. В., Васильев А. Н. Оценка времени распространения альвеновской волны по наземным риометрическим и магнитным данным // Геомагнетизм и аэрономия.—2003.—43, № 3.—С. 344—350.
2. Fairfield D. H., Baumjohan W., Paschmann G., et al. Upstream pressure variations associated with the B and their effects on the magnetosphere // J. Geophys. Res.—1990.—95.—P. 3773—3786.
3. Glassmeier K. H., Lester M., Mier-Jedrzejowicz W. A., et al. P5 pulsations and their possible source mechanisms: A case study // J. Geophys. Res.—1984.—55.—P. 108—119.
4. Heikkila W. J., Jorgensen T. S., Lanzerotti L. J., MacLennan C. G. A transient auroral event on the dayside // J. Geophys. Res.—1989.—94.—P. 15291—15305.
5. Matsushita S. On sudden commencements of magnetic storms at higher latitudes // J. Geophys. Res.—1957.—62.—P. 162—166.
6. McHenry M. A., Clauer C. R., Friis-Christensen E. Relationship of solar wind parameters to continuous, dayside, high latitude traveling ionospheric convection vortices // J. Geophys. Res.—1990.—95, N A9.—P. 15007—15022.
7. McHenry M. A., Clauer C. R., Friis-Christensen E., Kelly J. D. Observations of ionospheric convection vortices: Signatures of momentum transfer // Adv. Space Res.—1988.—8.—P. 315—320.

8. Sibeck D. G. Occurrence patterns for magnetic impulse events (MIEs) and traveling convection vortices (TCVs) // Abstracts. Conf. Sapporo. Jap., October 2–6, 2000. — Sapporo, 2000.—P. 118.
9. Tamao A. A hydromagnetic interpretation of geomagnetic SSC // Rep. Ionos. Space Res. Jap.—1964.—18.—P. 16—31.

#### RELATION OF SOLAR WIND PARAMETERS TO HIGH-LATITUDE MAGNETIC PULSATIONS

S. N. Samsonov, I. Ya. Plotnikov, D. Y. Sibeck,  
Yu. Watermann

Magnetometric data of north-american and Greenland station chains are compared with measurements of plasma parameters and magnetic fields aboard the IMP-8, ISEE-1.2, GOES-5.6 and IRM. For the sign-changeable IMF  $B_z$ -component having the oscillation form in the range of 5 to 20 min and with a regular amplitude of about 5 nT on October 29, 1985 the cross-correlation relationship to dayside high-latitude pulsations of the ground magnetic field is revealed. On the three station chains in the near noon sector of 9–15 LT we obtained the latitude-longitudinal distribution of oscillation phases which is in correspondence with the inclined and quasi-field aligned propagation of Alfvén waves in different parts of the magnetosphere. The inclined phase oscillation fronts are formed in the 10–14 LT sector in the region of maximum dispersion of lengths of geomagnetic force lines. It is supposed that in this intermediate region between Alfvén waves falling (running away) on the subauroral ionosphere and Alfvén waves running (falling) from the polar cap at southern (northern) IMF the power-exchangeable process which is typical for the entry layer in the magnetopause takes place. Perhaps, in this case the pulsations penetrating from solar wind into the magnetosphere are the earlier unknown manifestation of the magnetopause reaction to the IMF fluctuations. In the oscillation sense the reaction is reversible when the sign of  $B_z$ -component changes in the above-mentioned range of periods.

УДК 523.9-327:519.246.8:517.443:519.71

Я. И. Зельк<sup>1</sup>, Н. Н. Степанян<sup>2</sup>, О. А. Андреева<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Науково-дослідний інститут «Кримська астрофізична обсерваторія», Крим

О методах оценивания вращения солнечных структур по наблюдениям Солнца в линии  $\text{He I } \lambda 1083 \text{ nm}$

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Отримані широтні розподіли періодів обертання в інтервалі 20—35 доби і потужності, що поглинається на цих періодах, у визначених широтних зонах для трьох типів сонячних структур, що спостерігаються у лінії  $\text{He I } \lambda 1083 \text{ nm}$  у верхній хромосфері на часовому інтервалі тривалістю понад 26 років.

Регулярное получение изображений Солнца в линии  $\text{He I } \lambda 1083 \text{ nm}$  представляет исключительную возможность иметь одновременно информацию о яркости и положении на диске сразу нескольких видов солнечных образований находящихся в верхней хромосфере: активных областей с группами солнечных пятен (AR), флоккулов (FL), корональных дыр (KH) [2, 3, 5, 6]. Исходным материалом для данной работы послужили наблюдения Солнца в линии  $\text{He I } \lambda 1083 \text{ nm}$ , полученные в обсерватории Китт Пик (США) и любезно предоставленные нам. Наблюдения относятся к временному интервалу с начала 1977 г. до конца сентября 2003 г. Это соответствует 357 карингтоновским оборотам Солнца №№ 1650—2006. Данные охватывают три солнечные циклы, начиная с фазы роста 21-го цикла и заканчивая спадом 23-го цикла. Материал наблюдений представляет собой синоптические карты (СК), каждая из которых составлена из изображений Солнца в линии  $\text{He I } \lambda 1083 \text{ nm}$  в течение одного оборота Солнца (27.2753 сут). По оси абсцисс карты отложена гелиографическая долгота от 0 до  $360^\circ$ , а по оси ординат —  $\sin\varphi$  от -1 до +1, где  $\varphi$  — гелиогра-

фическая широта. Пространственное разрешение таких карт составляет  $1^\circ$  и  $1/90$  соответственно. Таким образом, каждой СК соответствует двумерный массив  $180 \times 360$  пикселей, содержащий интенсивности спектра Солнца в центре линии  $\text{He I } \lambda 1083 \text{ nm}$  для всех точек поверхности Солнца. Далее выполнены переход от центральных интенсивностей к эквивалентным ширинам линии  $\text{He I } \lambda 1083 \text{ nm}$  и нормирование данных каждой карты к максимуму гистограммы распределения числа пикселей в зависимости от значений эквивалентной ширины. На нормированных СК выделены указанные выше солнечные структурные образования, которые имеют различные интервалы значений эквивалентной ширины: AR:  $2 < W < 10$ ; FL:  $1.05 < W < 2$ ; KH:  $0.1 < W < 0.95$ . Далее в массивах нормированных данных СК выделяются блоки по строкам, соответствующие 5-градусным широтным полосам. Внутри каждого блока производится выделение указанных трех типов образований и суммирование по столбцам элементов каждого типа. Таким образом, для каждого типа образований для каждой СК получаются элементы временных рядов для каждой широтной зоны.

Величины членов этих рядов пропорциональны полной энергии, поглощенной в данном месте Солнца элементами рассматриваемого типа образований. Полученные временные ряды для отдельных карт объединяются в ряды для всего наблюдательного материала с начала 1977 г. по сентябрь 2003 г. Всего получается для каждого из четырех типов образований по 32 временных ряда длиной 128520 элементов каждый.

Оценивание вращения солнечных структур состояло в определении периодов вращения и распределения пиков спектральной плотности мощности на найденных периодах, а также суммарной мощности в заданных интервалах периодов в зависимости от географической широты. Для этого использовался метод спектрального анализа временных рядов, для которых были характерны следующие параметры:

количество отсчетов в каждом ряде —

$$N = 357 \times 360 = 128520$$

шаг дискретизации по времени —

$$dt = 27.2753 / 360 = 0.07576572 \text{ сут}$$

частота дискретизации —

$$f_s = 1/dt = 13.19875491 \text{ сут}^{-1}$$

частота Найквиста —

$$f_n = 1/2f_s = 6.599377 \text{ сут}^{-1}$$

количество временных отсчетов, подвергающихся БПФ —

$$N_t = 262144$$

количество частотных отсчетов (коэффициентов Фурье) —

$$M = N_t/2 + 1 = 131073$$

При оценивании периодичностей использовался метод периодограмм Шустера и осуществлялась оценка достоверности пиков периодограммы [4]. Оказалось, что ни один из пиков периодограммы не порожден случайной флуктуацией. Для уменьшения эффектов смещения периодограммы и уменьшения ее дисперсии, обусловленных конечностью интервала применения преобразования Фурье, использовался метод модифицированных периодограмм [1]. В этом методе были использованы временные окна сглаживания, в частности, окно Хемминга.

С целью обеспечения компромисса между требованиями высокой разрешающей способности, позволяющей выявить тонкую структуру истинного спектра (узкие выбросы), и низкой дисперсии оценки спектральной плотности исследован и применен метод мультизаострений (Multitaper Method) [7]. В этом методе при оценивании спектра используются группы линейных или нелинейных комбинаций модифицированных периодограмм (комбинации оптимальных фильтров в частотной области) и не используются временные окна сглаживания, выбор которых достаточно субъективен. Эти периодограммы вычисляются на основании данных временного ряда с использованием ортогональных дискретных протяженных сфероидальных последовательностей DPSS (Slepian-sequences). Использовались последовательности из 15, 7, 5, 2 таких функций. Особенно эффективным этот метод оказался при малых длинах рядов.

При исследовании зависимости от широты периодов вращения и распределения спектральной плотности процессов, связанных с различными наблюдаемыми в линии He I  $\lambda 1083$  нм солнечными структурами, был эффективно использован Welch's Method [8]. Эффективность его применения была обусловлена значительной длиной (128520 отсчетов) временных рядов на всем интервале наблюдения солнечных структур. Метод состоит в разбиении всего временного ряда на пересекающиеся временные сегменты, вычислении на каждом из сегментов модифицированных периодограмм со сглаживанием

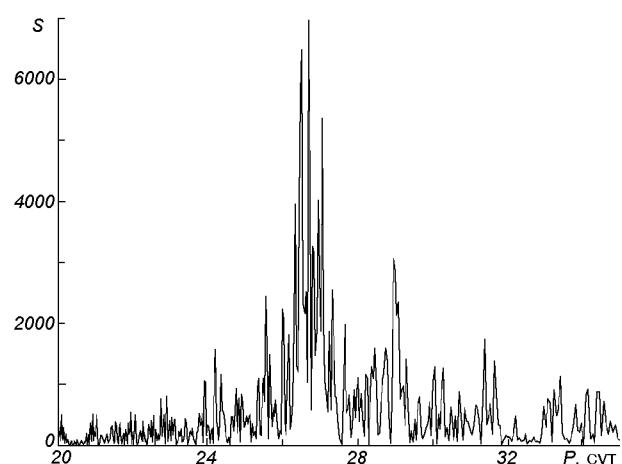


Рис. 1. Периодограмма для активных областей на широте  $20^\circ$  для интервала периодов 20—35 сут

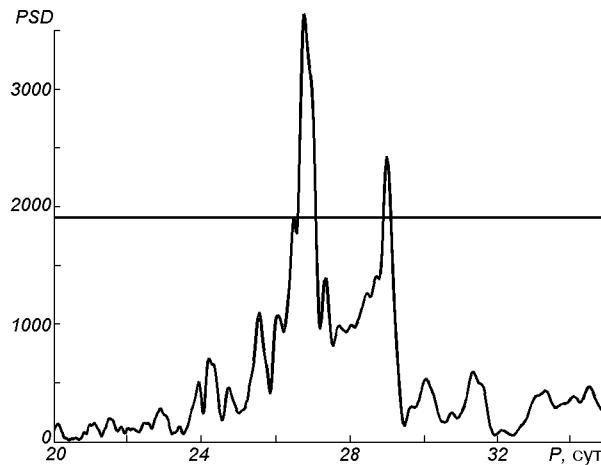


Рис. 2. Оценка спектральной плотности с помощью метода [8] для активных областей

окном и получении в качестве оценки спектральной плотности усредненных сглаженных периодограмм по всем сегментам. Использовалось разбиение временного ряда длиной 128520 отсчетов на 3 на 50 % пересекающиеся временные сегменты длиной 64260 отсчетов каждый и сглаживание в каждом сегменте с применением окна Хемминга.

Используя описанные методы спектрального анализа, для каждого ряда мы построили спектры мощности в области периодов от 20 до 35 сут для всех рассматриваемых солнечных образований на широтах от 5 до 80°. Результаты обработки иллюстрируются здесь на графиках, полученных для процессов вращения активных областей на примере анализа спектральной плотности мощности для активных областей.

На рис. 1 приведена периодограмма для активных областей в 5-градусной широтной зоне с верхней широтой 20° для интервала периодов 20—35 сут. На рис. 2 представлена оценка спектральной плотности мощности, полученная для этого вида образований с помощью метода Welch's. Горизонтальная линия соответствует уровню  $3\sigma$ , где  $\sigma$  — среднее квадратичное отклонение оценки спектра. В дальнейшую обработку включались максимумы в спектральных плотностях мощности, превышающие  $3\sigma$ . В большинстве широтных зон таких максимумов было три, а в каждой зоне обнаруживалось не менее одного. Как видно из рис. 2, в широтной зоне 20° таких

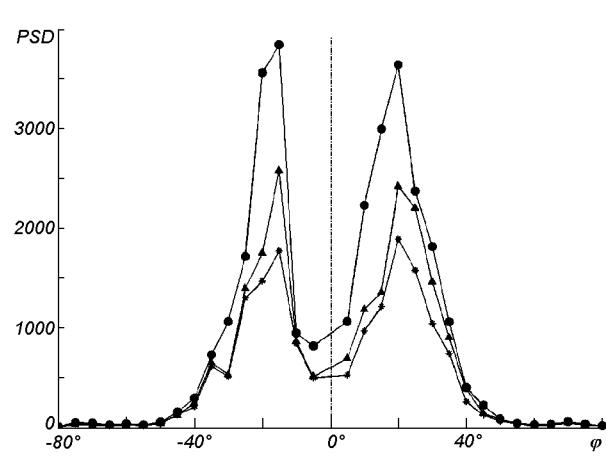


Рис. 3. Широтное распределение спектральной плотности в трех наиболее мощных периодах для активных областей

максимумов оказалось два. Поэтому мы рассматривали в дальнейшем до трех максимумов в каждой широтной зоне, доопределяя эту группу в случае недостающих до трех ближайшими по амплитуде пиками, находящимся в спектре ниже уровня  $3\sigma$ . Для указанных трех пиков, отраженных (1, 2, 3) в порядке убывания, были определены значения периода (обратная величина к частоте) вращения и значения спектральной плотности мощности.

На рис. 3 изображено широтное распределение спектральной плотности в трех наиболее мощных периодах для активных областей. Кружками, треугольниками и звездочками помечены кривые распределения спектральной плотности соответственно для первого, второго и третьего (1, 2, 3) из трех отобранных отраженных в порядке убывания наиболее мощных пиков спектральной плотности. Максимальные значения спектральной плотности первого пика достигаются на широте 20° в N-полусфере и 17° в S-полусфере. На широтах 45—50° мощность первого пика уменьшается в 100 раз.

На рис. 4 изображено широтное распределение значений трех наиболее мощных периодов вращения для активных областей. Кружками, треугольниками и звездочками помечены кривые распределения значений периодов соответственно для первого, второго и третьего (1, 2, 3) из трех отобранных отраженных в порядке убывания наиболее мощных пиков спектр-

Результаты оценивания широтного распределения спектральной плотности и значений трех наиболее мощных периодов вращения для трех типов наблюдаемых солнечных структур

Интервал плотности мощности	Распределение мощности периодов с широтой в полусфере	Периоды, сут		Характер изменения длительности периодов с широтой
		N-полусфера	S-полусфера	
Активные области, 100—4000	Одновершинное (в полусфере) с максимумами $\varphi = 20^\circ, \varphi = -17^\circ$	24—35	24—32	В среднем рост с широтой. Несколько периодов на одной широте. Один период на нескольких соседних широтах
Флоккулы, 40—200	Двухвершинное (в полусфере) с максимумами $\varphi = 25^\circ, \varphi = 26^\circ,$ $\varphi = -15^\circ, \varphi = -55^\circ$	25.5—30	25—30.5	В среднем рост с широтой. Несколько периодов на одной широте. Один период на нескольких соседних широтах
Корональные дыры, 1—12	Одновершинное (в полусфере) с максимумами $\varphi = 65^\circ, \varphi = -55^\circ$	25—31	25.5—32	Рост с широтой для $ \varphi  > 65^\circ$ . Постоянство для $ \varphi  < 65^\circ$ . Несколько периодов на одной широте. Один период на нескольких соседних широтах

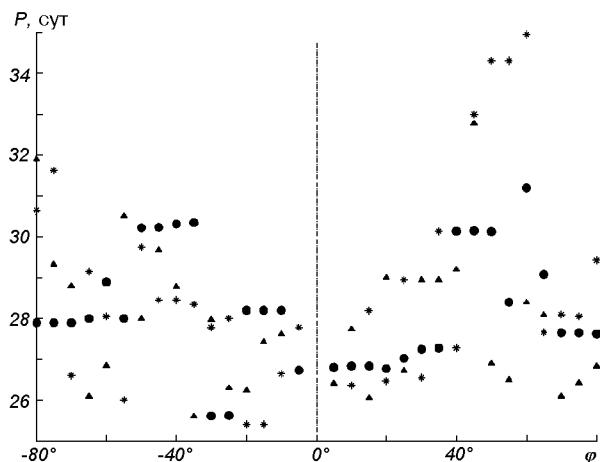


Рис. 4. Широтное распределение значений трех наиболее мощных периодов вращения для активных областей

ральной плотности. Из рисунка видно, что один и тот же период вращения наблюдается на нескольких широтах. Период 26.8—27.3 сут (кружки) наблюдается на  $5\text{--}36^\circ$ . На широтах от 20 до  $36^\circ$  одновременно с ним виден период около 29 сут (треугольники). На широтах  $36\text{--}50^\circ$  наблюдается период 30 сут (кружки). В S-полусфере мы также одновременно видим два или три периода вращения на одной и той же широте. Причем каждый из этих периодов наблюдается в широком интервале широт. Тем не менее, N- и S-полусфера заметно отличаются

по набору периодов вращения. Общим для обеих полусфер является увеличение значений периодов с широтой в среднем до широт  $+60^\circ$  и  $-55^\circ$  и уменьшение значений периодов на более высоких широтах. В N-полусфере интервал встречающихся периодов 24—35 сут, а в S-полусфере — от 24 до 32 сут.

Результаты оценивания широтного распределения спектральной плотности и значений трех наиболее мощных периодов вращения для трех типов наблюдаемых солнечных структур приведены в таблице.

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы.

- Интервал периодов вращения на разных широтах для активных областей 24—35 сут, а для корональных дыр и флоккулов — 25—32 и 25—30.5.
- Картина вращения несимметрична относительно экватора. Минимальные периоды вращения для корональных дыр и флоккулов наблюдаются на широтах  $-5\text{--}40^\circ$ .
- На одной широте существуют несколько периодов вращения.
- Один период наблюдается в нескольких соседних широтных зонах.
- В среднем увеличение периодов вращения с ростом широты можно наблюдать только для корональных дыр.
- Для флоккулов в северном полушарии видны две «волны» увеличения периода с широтой.
- Для активных областей среднее увеличение

периодов с широтой наблюдается для широт 0—60°. На более высоких широтах периоды становятся такими же, как на приэкваториальных широтах.

Эти особенности свидетельствуют о наличии в верхней хромосфере протяженных структур (до нескольких десятков градусов по широте) с твердотельным вращением. Осуществляется интерпретация полученных результатов с точки зрения кинематики и физики солнечных процессов.

1. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. — М.: Мир, 1989.—540 с.
2. Маланушенко Е. Обнаружение корональных дыр по наблюдениям в линии Не I  $\lambda$  10830 // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1992.—89.—С. 93—98.
3. Степанян Н. Н. Корональные дыры и фоновые магнитные поля на Солнце // Солнечный цикл: Сб. науч. тр. — Санкт-Петербург: Физико-технический ин-т им. А. Ф. Иоффе, 1993.—С. 44—55.
4. Теребиж В. Ю. Анализ временных рядов в астрофизике. — М.: Наука, 1992.—392 с.
5. Malanushenko E. V., Stepanian N. N. Areas of coronal holes at the levels of solar chromosphere and corona // IV Russ. Symp. "Mathematical Models of the Sun-Earth Environment" / Eds A. P. Kropotkin, A. E. Antonova,

- I. S. Veselovsky. — Moscow: MSU, 1996.—P. 41.
6. Stepanian N. N. Coronal holes and background magnetic fields on the Sun // IAU Colloq. 144 "Solar coronal structures" / Eds V. Rushin, P. Heinzel, J.-C. Vial. — Poprad: Slovak Astronomical Institute, 1994.—P. 61—64.
7. Thomson D. J. Spectrum estimation and harmonic analysis // Proc. IEEE.—1982.—70.—P. 1055—1096.
8. 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.—1967.—AU-15.—P. 70—73.

---

#### ON SOME METHODS OF ESTIMATION OF SOLAR STRUCTURE ROTATION FROM OBSERVATIONS OF THE SUN IN THE LINE HE I $\lambda$ 1083 NM

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

We obtained latitudinal distributions of the rotation periods in the interval from 20 to 35 days and the capacity absorbed during these periods in the certain latitudinal zones for three types of the solar structures observable in the line He I of  $\lambda$  1083 nm in the top chromosphere during the time interval greater than 26 years.

УДК 57.045:576.33

Т. А. Борисова, Н. В. Крысанова, Н. Г. Гиммельрейх

Інститут біохімії ім. А. В. Палладіна Національної академії наук України, Київ

**Влияние DL-трео- $\beta$ -бензилоксиаспартата  
(DL-TBOA) на освобождение глутамата  
из синаптосом в среде с низким содержанием  
внеклеточного  $\text{Na}^+$  в норме  
и в условиях моделированной гравитации**

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Вивчено вплив інгібітора натрій-залежного транспорту глутамату на процес вивільнення L-[<sup>14</sup>C]глутамату нервовими закінченнями великих півкуль мозку шурів за умов модельованої гравітації. Встановлено, що внаслідок гравітаційного навантаження зростає ефективність дії несубстратного конкурентного інгібітора DL-трео- $\beta$ -бензилоксиаспартату (DL-TBOA) на процес стимульованого деполяризацію вивільнення L-[<sup>14</sup>C]глутамату з нервових закінчень у середовищі з низьким вмістом натрію.

В настоящее время не вызывает сомнений тот факт, что длительное пребывание в условиях измененной гравитации приводит к нарушению функционирования центральной нервной системы [1, 3, 4, 6, 8]. В центральной нервной системе млекопитающих L-глутамату присущи нейромедиаторные функции. Взаимодействие L-глутамата со специфическими рецепторами обеспечивает передачу возбуждающих сигналов. Освобождение нейромедиатора из пресинаптической терминали, ведущее к повышению его концентрации в синаптической щели и активации специфических рецепторов, является ключевым этапом процесса нейротрансмиссии. Как показано недавними исследованиями, значительная часть освобождаемого глутамата имеет невезикулярное происхождение, т. е. нейромедиатор попадает во внеклеточное пространство не посредством  $\text{Ca}^{2+}$ -зависимого экзоцитоза [5, 7]. При этом освобождение нейромедиатора является  $\text{Ca}^{2+}$ -независимым процессом и происходит в результате функционирования мембранных

специфических транспортеров глутамата в реверсном режиме. Обычно работа транспортеров направлена на поддержание концентрации нейромедиатора в синаптической щели на низком уровне, т. е. на перенос глутамата из синаптической щели внутрь клетки. Термодинамически реверсному функционированию транспортеров способствует низкое содержание АТФ внутри клетки, увеличение концентрации внеклеточного калия и уменьшение внеклеточного натрия.

Ингибиторы модулируют процесс транспорта глутамата, и следовательно, чрезвычайно важны для детального изучения фармакологической специфичности и функциональной роли глутаматных транспортеров. DL-трео- $\beta$ -бензилоксиаспартат (DL-TBOA) является новым эффективным нетранспортируемым конкурентным ингибитором транспортеров глутамата. Целью настоящего исследования было изучение влияния ингибитора DL-TBOA и  $\text{Na}^+$  на процесс кальций-независимого освобождения L-[<sup>14</sup>C]глутамата из

нервных окончаний головного мозга крыс (синаптосом) в условиях моделированной гравитации.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Гравитационный стресс у половозрелых самцов крыс Wistar весом 100—120 г моделировали центрифугированием (диаметр центрифуги 5 м) в специальных контейнерах в течение 1 ч при нагрузке 10g. Синаптосомы из больших полуширь головного мозга крыс выделяли сразу после окончания гравитационной нагрузки. В качестве контроля использовали животных, содержавшихся в обычных земных условиях.

**Получение синаптосом.** Синаптосомы выделяли дифференциальным центрифугированием и центрифугированием в градиенте плотности фиколла-400, применяя метод Котмана с небольшими модификациями: раствор сахарозы для приготовления градиента фиколла содержал 5 mM Hepes-NaOH и 0.2 mM ЭДТА, pH 7.4 [2]. Синаптосомы, полученные при фракционировании в градиенте фиколла, разводили 10 объемами 0.32 M сахарозы, 5 mM Hepes-NaOH, pH 7.4 и центрифугировали при ускорении 20000g в течение 20 мин. Осадок ресуспендировали на льду в стандартном солевом растворе следующего состава: 126 mM NaCl, 5 mM KCl, 2 mM MgCl<sub>2</sub>, 1.0 mM NaH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>, 20 mM Hepes, pH 7.4, 10 mM d-глюкоза. Полученную суспензию синаптосом (концентрация белка 4 мг/мл) использовали в экспериментах в течение 2—4 ч после получения. Ca<sup>2+</sup>-содержащая среда состояла из стандартного солевого раствора и 2 mM CaCl<sub>2</sub>. Бескальциевая среда не содержала кальция, в нее добавляли 1 mM ЭГТА. Все процедуры проводили при температуре  $t = 4$  °C. Концентрацию белка определяли по способу [9].

**Определение освобождения L-глутамата.** Для определения освобождения L-[<sup>14</sup>C]глутамата из синаптосом суспензию (концентрация белка 4 мг/мл) в стандартном Ca<sup>2+</sup>-содержащем буфере преинкубировали 10 мин при  $t = 37$  °C, затем добавляли 500 нМ L-[<sup>14</sup>C]глутамата и инкубировали еще 10 мин при  $t = 37$  °C. После инкубирования L-[<sup>14</sup>C]глутаматом суспензию разводили 10 объемами охлажденного стандартного солевого раствора, центрифугировали 10 мин при

ускорении 4000g, затем осадок ресуспендировали в том же буфере при температуре 0 °C и использовали в эксперименте (концентрация белка 4 мг/мл). Суспензию синаптосом разводили стандартным Ca<sup>2+</sup>-содержащим буфером до концентрации 1 мг белка/мл. Освобождение L-[<sup>14</sup>C]глутамата осуществляли следующим образом: образцы (120 мкл; 25—30 мкг нагруженных синаптосом) преинкубировали 10 мин при  $t = 37$  °C, добавляли деполяризующий реагент, инкубировали 6 мин и быстро осаждали в микропентрифуге (20 с при ускорении 10000g). Аликвоты надосадка (90 мкл) смешивали со сцинтилляционной жидкостью ACS (1.5 мл) и определяли радиоактивность с помощью счетчика радиоактивности Tracor Analytic DELTA 300.

Уровень освобождения нейромедиатора выражали долей от общего содержания меченого нейромедиатора.

В экспериментах были использованы фиколл-400 (Serva), Hepes (Sigma), ЭДТА (Calbiochem), d-глюкоза (Sigma), L-глутамат (Sigma), L-[<sup>14</sup>C]-глутамат (Amersham), SDS (Fluka), NaCl, KCl, MgCl<sub>2</sub>, NaH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>, CaCl<sub>2</sub> (о.с.ч. Реахим), сцинтилляционная жидкость ASC и OSC (Amersham).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Снижение концентрации внеклеточного натрия вызывает уменьшение накопления L-[<sup>14</sup>C]глутамата нервными окончаниями и термодинамически способствует реверсному функционированию транспортеров. Мы использовали одновалентный органический катион N-метил-D-глюкагмин (NMDG), чтобы заменить внеклеточный натрий, полагая, что такие условия проведения эксперимента позволят нам глубже исследовать процесс освобождения L-[<sup>14</sup>C]глутамата из цитозольного пула синаптосом. Необходимо отметить, что синаптосомы обладают характеристиками интактного нервного окончания-мембранным потенциалом, способностью к активному накоплению и освобождению нейромедиаторов при деполяризации плазматической мембраны.

Сначала мы оценили уровень базального освобождения L-[<sup>14</sup>C]глутамата в натрийсодержащей (126 mM [Na<sup>+</sup>]) и NMDG-содержащей (62 mM [Na<sup>+</sup>]) бескальциевых средах за 6 мин инкуба-

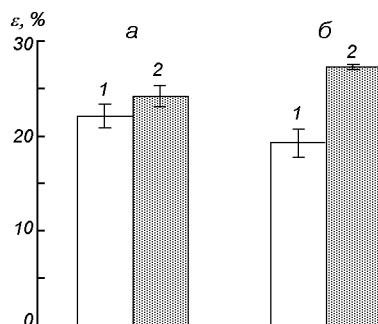


Рис. 1. Уровень  $\varepsilon$  базального освобождения L-[<sup>14</sup>C]глутамата из синаптосом в натрий- и NMDG-содержащих средах (1 и 2): а — в нормальных условиях, б — после воздействия моделированной гравитации ( $P \leq 0.05$ )

ции в препаратах синаптосом, полученных из контрольных животных, и животных после воздействия моделированной гравитации. Уровень базального освобождения в среде с NMDG по отношению к натрийсодержащей составил  $110 \pm 4\%$  и  $140 \pm 2\%$  у контрольных и опытных животных различие достоверно с уровнем значимости  $P \leq 0.05$  (рис. 1). Возможно, после гипергравитационной нагрузки увеличивалось количество нейромедиатора в цитозольном пуле с последующим освобождением L-[<sup>14</sup>C]глутамата через транспортеры, функционирующие в реверсном режиме. Не исключено также, что изменения величины натриевого градиента в синаптосомах, возникающие в условиях гравитационной нагрузки, усиливаются в условиях снижения внеклеточного натрия.

Необходимо отметить, что при наличии Ca<sup>2+</sup> в среде инкубации активируется процесс экзоцитоза, слияние синаптических везикул с плазматической мембраной, а при отсутствии Ca<sup>2+</sup> процесс освобождения нейромедиаторов является Na<sup>+</sup>-зависимым, и происходит посредством реверсного функционирования транспортеров нейромедиаторов, локализованных в плазматической мембране. Влияние DL-TBOA изучали при деполяризации плазматической мембранны 35 mM хлористым калием в бескальциевых средах с разным содержанием ионов натрия за 6 мин инкубации. DL-TBOA проявляет ингибиторный эффект, который усиливается с увеличением его концентрации в среде. Сравнительный анализ данных показал, что 10 мкМ DL-TBOA уменьшает кальций-независимое освобождение

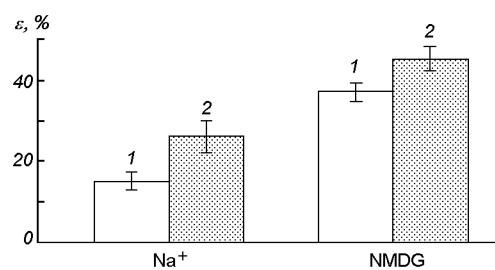


Рис. 2. Ингибиторный эффект 10 мкМ DL-TBOA на кальций-независимое освобождение L-[<sup>14</sup>C]глутамата из синаптосом в натрий- и NMDG-содержащих средах в норме (1) и после воздействия моделированной гравитации (2)

L-[<sup>14</sup>C]глутамата в натрийсодержащей среде на  $15.2 \pm 2.2\%$  в контрольных экспериментах и  $26.2 \pm 3.9\%$  после влияния моделированной гравитации ( $P \leq 0.05$ ). В NMDG-содержащей —  $37.0 \pm 2.3\%$  и  $45.0 \pm 3.0\%$ , соответственно ( $P \leq 0.05$ ) (рис. 2). В натрийсодержащей среде 100 мкМ DL-TBOA снижает кальций-независимое освобождение L-[<sup>14</sup>C]глутамата на  $44.0 \pm 3.0\%$  в норме и на  $50.4 \pm 4.0\%$  после воздействия моделированной гравитации. В NMDG-содержащей —  $84.0 \pm 5.0\%$  как в норме, так и после гравитационной нагрузки.

Таким образом, в результате воздействия гравитационной нагрузки мембранные транспортеры глутамата нервных окончаний головного мозга, обеспечивающие активное удаление L-[<sup>14</sup>C]глутамата из синаптической щели, становятся более чувствительными к действию несубстратного конкурентного ингибитора глутаматных транспортеров DL-TBOA как в натрийсодержащей, так и в NMDG-содержащей средах. Изложенные выше экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что как в норме, так и в условиях моделированной гравитации ингибирующее действие DL-TBOA на освобождение L-[<sup>14</sup>C]глутамата усиливается в NMDG-содержащей среде, способствующей реверсному функционированию транспортеров.

- Borisova T. A., Krisanova N. V., Himmelreich N. H. Exposure of animals to artificial gravity conditions leads to the alteration of the glutamate release from rat cerebral hemispheres nerve terminals // Adv. Space Res.—2004.—33.—P. 1362—1367.
- Cotman C. W. Isolation of synaptosomal and synaptic plasma membrane fractions // Methods Enzymol.—1974.—31.—P. 445—452.

3. D'Amelio F., Fox R. A., Wu L. C., et al. Quantitative changes of GABA-immunoreactive cells in the hindlimb representation of the rat somatosensory cortex after 14-day hindlimb unloading by tail suspension // J. Neurosci Res.—1996.—44, N 6.—P. 532—539.
4. D'Amelio F., Wu L. C., Fox R. A., Hypergravity exposure decreases gamma-aminobutyric acid immunoreactivity in axon terminals contacting pyramidal cells in the rat somatosensory cortex: a quantitative immunocytochemical image analysis // J. Neurosci Res.—1998.—15, N 53.—P. 135—142.
5. Danbolt N. C. Glutamate uptake // Prog. Neurobiol.—2001.—65.—P. 1—105.
6. Fox R. A. Effects of artificial gravity: central nervous system neurochemical studies // NASA Taskbook.—1997.—P. 619—620.
7. Gegeashvili G., Schousboe A. cellular distribution and kinetic properties of affinity glutamate transporters // Brain Res. Bull.—1998.—45, N 3.—P. 233—238.
8. Hughes-Fulford M. Altered cell function in microgravity // Exp. Gerontol.—1991.—26, N 2-3.—P. 247—256.
9. Larson E., Howlett B., Jagendorf A. Artificial reductant enhancement of the Lowry method for protein determination // Analitical Biochemistry.—1986.—155.—P. 243—248.

---

**THE EFFECTS OF DL-THREO- $\beta$ -BENZYLOXY-ASPARTATE (DL-TBOA) ON THE SYNAPTOSOMAL GLUTAMATE RELEASE IN MEDIA LOW IN  $[Na^+]$  UNDER ARTIFICIAL GRAVITY**

T. A. Borisova, N. B. Krisanova, N. G. Himmelreich

L-glutamate release from cytosolic pool of brain synaptosomes after exposure of rats to artificial gravity loading was investigated using the inhibitor of glutamate transport as a tool. The nontransportable competitive inhibitor DL-threo-beta-benzylxyaspartate (DL-TBOA) was demonstrated to become more potent in  $Na^+$  and NMDG-supplemented media under centrifuge-induced hypergravity. We showed that DL-TBOA inhibited L-[ $^{14}C$ ]glutamate release effectively in NMDG-supplemented media in comparison with  $Na^+$ -supplemented one.

УДК 629.78

А. П. Алпатов<sup>1</sup>, Е. І. Бушуєв<sup>2</sup>, О. В. Пилипенко<sup>1</sup>,  
П. П. Хорольський<sup>1</sup>, В. М. Цимбал<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Дніпропетровськ

<sup>2</sup>Державне підприємство «Дніпрокосмос», Дніпропетровськ

<sup>3</sup>Центр радіофізичного зондування Землі ім. А. І. Калмикова Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Харків

## де шукати Україні місце на світовому ринку супутникового спостереження Землі

*Доповідь на конференції 05.09.05*

Обговорюється можливість виходу України на міжнародний ринок послуг дистанційного зондування Землі шляхом створення всепогодної космічної системи широкоглядового спостереження Землі за допомогою удосконалених радіолокаторів бокового огляду.

Маючи багаті традиції зі створення ракетно-космічної техніки, Україна нині переживає не найкращий період для космічної галузі. Причини тому загальновідомі. Склалася невтішна ситуація, коли реальні можливості створення супутників різного призначення Україна не може використати для виходу на світовий ринок супутниковых послуг, зокрема з дистанційного зондування Землі (ДЗЗ).

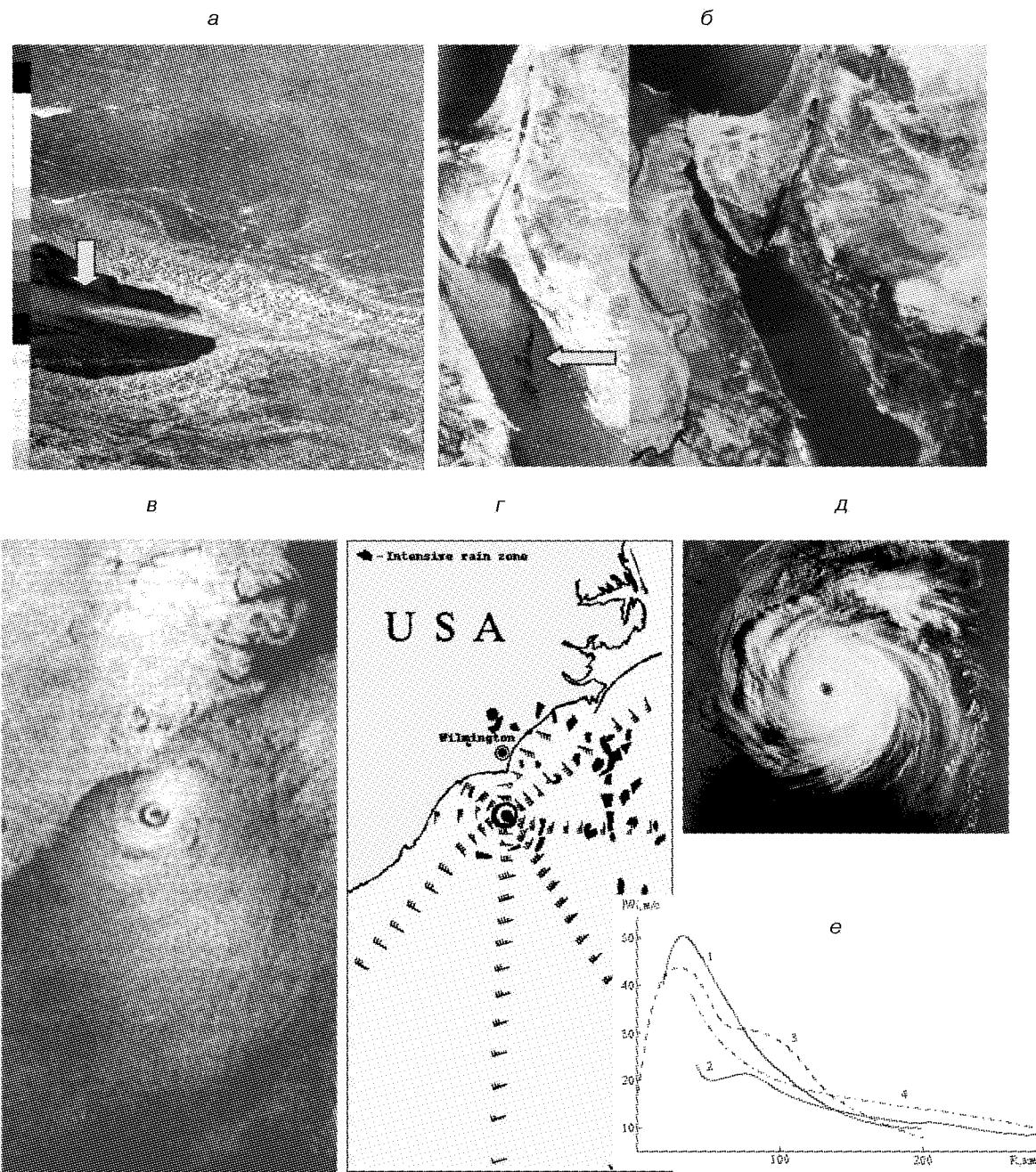
Космічні системи ДЗЗ за значимістю займають друге місце у світі після супутниковых систем зв'язку, і зараз цей напрямок бурхливо розвивається. Він стимулюється суттевим зростанням загрози людству з боку природних катастроф (тайфунів, циклонів, цунамі, повеней, підтоплень тощо). Усвідомивши ступінь загрози, розвинені країни світу приступили до створення аерокосмічних систем раннього попередження та моніторингу природних катастроф. Так, Європейський Союз щедро фінансує й інтенсивно виконує багатомільярдну програму GMES, мета якої — створення комплексу найсучасніших аерокосмічних засобів та методів запобігання природним і техногенним катастрофам [2]. Не відстають від Європейського Союзу США (програма ESE з космічною системою EOS), Канада

© А. П. АЛПАТОВ, Е. І. БУШУЄВ, О. В. ПИЛИПЕНКО,  
П. П. ХОРОЛЬСЬКИЙ, В. М. ЦИМБАЛ, 2006

(космічна система Radarsat), Великобританія (космічна система DMC) та багато інших країн. ООН створила спеціальний комітет, що об'єднує всі наявні у різних країнах аерокосмічні системи, здатні вирішувати подібні завдання, в єдину світову суперсистему GEOSS [5].

В Загальнодержавній (Національній) космічній програмі України на 2003—2007 роки цільова програма з ДЗЗ обмежена кількома проектами, які направлені на задоволення потреб України і можуть бути демонстраторами можливостей вітчизняної ракетно-космічної галузі для закордонних інвесторів, але прямо не орієнтується на задоволення попиту на світовому ринку. До того ж ця програма створювалася на основі оптимістичних сподівань на переважно державне фінансування цільової програми з ДЗЗ. Та вже зараз ясно, що у скрутних економічних умовах усі проекти з ДЗЗ Україна не може здійснити.

Таким чином, постає логічне питання: що доцільно створити за короткий час за цільовою програмою ДЗЗ із перспективою виходу на світовий ринок в умовах недостатнього фінансування? Відповідь на це питання треба шукати, враховуючи високу спеціалізацію і міжнародну



Зображення катастрофічних явищ, одержані за допомогою РЛСБО: *а* — небезпечна вітрова струминна течія (швидкість вітру понад 20 м/с) у Чорному морі; *б* — радіолокаційне (зліва) зображення небезпечноного розливу нафтопродуктів у Чорному морі; *в* — радіолокаційне зображення тропічного урагану біля узбережжя США; *г* — параметри приводного вітру тропічного урагану (*в*) біля узбережжя США, обчислені за радіолокаційними даними; *д* — оптичне зображення хмарного масиву тропічного урагану (*в*); *е* — значення швидкості приводного вітру тропічного урагану: *1, 3* — тангенціальна складова у східному напрямі, *2, 4* — нормальні складові у південному напрямі (*1, 2* — дані РЛСБО, *3, 4* — дані літака NOAA)

кооперацію систем ДЗЗ і ті конкурентоспроможні здобутки, що має Україна.

В наш час для глобального спостереження Землі космічною системою, що найчастіше використовується на практиці, є американська супутникова система NOAA, яка функціонує в експлуатаційному режимі з 1970 р. Основним її інструментом є шестиканальний сканер видимого й інфрачервоного діапазону AVHRR з розрізнювальною здатністю 1.1 км у смузі огляду 3000 км. Безперервний режим роботи сканера AVHRR, широка мережа наземних приймальних станцій (понад 240 дециметрового L-діапазону і понад 1000 — метрового VHF-діапазону), стабільна робота системи забезпечили її широку популярність. Функціонування системи NOAA передбачається і на зміне майбутнє уже у складі об'єднаної системи Initial Joint Polar System (IJPS), яку спільно створюють управління NOAA і Європейська організація метеосупутників Eumetsat.

Недоліком системи NOAA є відсутність радіолокаційних засобів, що могли б забезпечити спостереження поверхні Землі в умовах хмарності та у нічний час. Для деяких районів Землі, що практично постійно захмарені (сорокові широти, басейн ріки Амазонка, арктичні райони в літній період та ін.), такий вид спостережень єдино можливий.

Загалу вчених і фахівців, що працюють у галузі ДЗЗ, добре відомо, що ще з 1983 р. українські розробники займали провідні позиції з радіолокаційного дослідження Землі. Так, радіолокаційна станція бокового огляду (РЛСБО), що забезпечувала для СРСР впродовж 12 років світовий пріоритет за цим напрямком, була розроблена українськими вченими і фахівцями Харківського Інституту радіофізики і електроніки НАН України і серійно виготовлялась у Харківському НДІ радіовимірювань. Ця РЛСБО була встановлена на восьми супутниках серії «Космос» та «Океан», на супутниках «Океан-О», «Січ-1» та «Січ-1М», що були розроблені й виготовлені у Дніпропетровському НВО «Південне». Інформаційні можливості цієї РЛСБО найбільш детально описано в роботі [4].

Ефективність української РЛСБО була практично доведена на основі систематичної оцінки й прогнозу стану льодового покриття вздовж Північного морського шляху, починаючи з

1983 р., а також у надзвичайних ситуаціях (наприклад, виведення каравану суден із льодового полону біля острова Врангеля у 1983 р. та теплохода «М. Сомов», що був у льодовому полоні поблизу Антарктиди у 1985 р.).

Українська РЛСБО також переконливо довела свою ефективність у оперативному пошуку, оцінці динаміки та енергетики тропічних циклонів, та у виявленні зон забруднення водної поверхні нафтопродуктами (рисунок).

Суттєвою перевагою української РЛСБО є її максимально можлива оперативність (на відміну від інших радіолокаційних систем обробка даних РЛС БО здійснюється на борту супутника в реальному часі), та трансляція оброблених даних безпосередньо необмеженому колу споживачів на приймальні станції формату АРТ та HRPT. Це дозволяє використовувати РЛСБО для своєчасного виявлення, попередження та моніторингу найбільш небезпечних природних катастроф — тайфунів, ураганів, циклонів, штормів, шквалів, цунамі, згінно-нагінних явищ, повеней тощо, тобто тих процесів, які дуже швидко розвиваються та переміщуються у просторі. Однак недоліком цієї РЛСБО є недостатній загальний робочий ресурс (всього 250 годин) і обмеження до 15 хвилин тривалості сеансу роботи.

Ідеальною може вважатися РЛСБО, що здатна працювати безперервно впродовж усього періоду активного існування супутника, як це має місце із згаданим вище радіометром AVHRR метеорологічних супутників серії NOAA.

Така РЛСБО конче потрібна для одержання радіолокаційних зображень незалежно від погодних умов і може бути цілком конкурентоспроможною на світовому ринку як недорогий засіб попередження природних катастроф та оцінки стану льодового покриття. Супутник із подібною РЛСБО може розглядатися, наприклад, як додавнення до американської метеорологічної системи NOAA із використанням уже існуючої мережі наземних приймальних станцій та радіоканалів трансляції інформації.

Ідея можливого впровадження української РЛСБО у світові метеорологічні системи не є новою. Її пропонували фахівці ІТМ, ДП «Дніпро-рекомос», НКАУ [1], ЦРЗЗ [3]. Проте ця ідея не отримала належного визнання й підтримки в Україні.

Нижче наведені пропозиції фахівців ІТМ, ЦРЗЗ та ДП «Дніпрокосмос» відносно створення космічної системи на базі супутників з РЛСБО, що має поліпшенні характеристики.

### Пропозиція

Створити й підтримувати в експлуатаційному режимі космічну систему оперативного широкоглядового радіолокаційного спостереження Землі з умовною назвою «Січ-N» у складі 2–3 супутників із поліпшеними характеристиками РЛСБО, що забезпечить можливість її безперервної роботи впродовж терміну активного існування.

Система «Січ-N» доповнює систему NOAA у частині всепогодного радіолокаційного спостереження незалежно від добового часу й орієнтована на використання існуючої мережі приймальних станцій формату APT і HRPT.

#### 1. Характеристики системи

1.1. Супутник на основі базової платформи малого супутника:

маса до 800 кг

період активного існування 5 років

орбіта кругова, сонячно-синхронна

висота 670 км

нахил орбіти 74°, або 82.5°, або 98°

(уточнюється разом із NASA, NOAA)

При виборі сонячно-синхронної орбіти доцільно орієнтуватися на вечірній час її висхідного вузла (блізько 18 годин).

1.2. Корисне навантаження

1.2.1. Двосмугова РЛСБО діапазону X

смуга огляду 2×700 км

просторова розрізнювальна здатність 1.5 км

потужність електроспоживання 200 Вт

маса разом з антеною 170 кг

ресурс роботи 45 тис. годин (може бути забезпечена безперервна робота протягом п'яти років)

1.2.2. Оптична апаратура типу SeaWiFs, AATSR, Infrared Furie Spectrometer (1.0–20 мкм) уточнюється разом із NASA, NOAA і поставляється партнерами безоплатно на умовах часткової участі у програмі.

1.2.3. Радіолінії передачі зображення на Землю 137 МГц і 1.7 ГГц.

1.2.4. Мікросупутники масою 10–100 кг (2–

4 шт.) та пікосупутники масою до 1 кг ( декілька десятків). Додаткове комерційне навантаження для ракети-носія, що знижує вартість програми.

#### 2. Задачі системи:

- картування поля приводного вітру, деталізація скатерометричних даних;
- виявлення зон штормів, конвективних чарункових структур, атмосферних фронтів;
- оглядові спостереження районів інтенсивного судноплавства й нафтодобування на шельфі з метою виявлення зон забруднення нафтопродуктами;
- контроль стану льодового покриття в полярних районах;
- контроль зон зародження, розвитку та переміщення тропічних циклонів, ураганів, визначення їхніх енергетичних характеристик;
- картування зон опадів і дощових хмар;
- контроль стану і динаміки розвитку снігового покриття.

#### 3. Оцінка конкурентоспроможності системи «Січ-N»

Конкурентами запропонованої системи «Січ-N» у даний час є існуюча канадська радіолокаційна супутникова система Radarsat, радіолокаційна система супутника ENVISAT (що мають режим широкого огляду) та деякі системи, що плануються, наприклад TerraSAR тощо.

Радіолокатори з синтезованою апертурою супутників «Radarsat 1» та ENVISAT в оглядовому режимі мають відповідно розрізненніст 100 м у смузі огляду 500 км та 1000 м у смузі огляду 400 км і не пристосовані для оперативних метеорологічних зйомок, як доповнення до системи NOAA (короткочасний режим роботи, несумісна із системою NOAA радіолінія передачі зображення на Землю).

Супутник «Січ-N» буде сумісним із супутниками системи NOAA по обох радіолініях передачі зображень на Землю в форматах APT і HRPT на частотах відповідно 137 МГц і 1.7 ГГц.

З огляду на те, що супутник «Radarsat 1» коштував майже 650 млн доларів, а система супутників «Січ-N» із трьох апаратів за попереедніми оцінками буде уп'ятеро дешевшою, конкурентоспроможність супутника «Січ-N» може бути оцінена як достатньо висока.

Проект має мінімальний ризик, враховуючи значний досвід українських організацій у створенні подібних систем.

#### 4. Умови співробітництва

Дані пропозиції підтримують ініціативи світової громадськості зі створення згаданих вище міжнародних систем моніторингу земної поверхні та попередження природних катастроф (GMES, GEOSS).

Україна може взяти на себе відповіальність підтримувати оглядові радіолокаційні спостереження в рамках програми «Січ-N».

В обмін Україна хотіла б одержати:

- статус постійного учасника програми ESE і мати гарантійний доступ до даних космічної системи EOS за цінами, що компенсують затрати на копіювання інформації;
- підключення до мережі EOSDIS з безоплатною передачею Україні апаратних і програмних засобів для обробки і зберігання даних по території України в форматах і стандартах EOSDIS;
- інвестування (кредитування) програми «Січ-N» у вигляді часткового відшкодування витрат України на програму на рівні принаймні 30 %.

#### 5. Кроки, які необхідно зробити з маркетингу проекту:

- провести маркетингові дослідження ринку користувачів як для одного демонстраційного супутника «Січ-N», так і для космічної системи із декількох таких супутників;
- звернутися до Національного управління з дослідження океанів і атмосфери NOAA з пропозицією про підтримку проекту створення міжнародної космічної системи у складі підсистем NOAA і «Січ-N»;
- звернутися до Всесвітньої метеорологічної організації WMO за підтримкою створення міжнародної оперативної космічної системи попередження природних катастроф та оцінки можливих варіантів виступу WMO в якості її замовника.

#### ВИСНОВКИ

Запропонувавши міжнародному товариству в особі Всесвітньої метеорологічної організації WMO космічну систему оперативного широкоглядового радіолокаційного спостереження Землі, яка вигідно доповнює існуючу метеорологічну систему NOAA, Україна спроможна зайняти свою нішу на ринку супутникового спостереження Землі.

Створення космічної системи у складі декількох космічних апаратів та її експлуатація і підтримка у робочому стані на протязі тривалого часу забезпечить робочими місцями певну кількість робітників космічної галузі.

1. Астапенко В. Н., Бушуев Е. И., Зубко В. П., Хорольский П. П. Оценка объема спроса национального рынка на информацию дистанционного зондирования Земли // Новые методы в аэрокосмическом землеведении. — Киев: Карбон ЛТД, 1999.—С. 242—261.
2. ЕВРОПА. Финансирование проекта GMES // Ракетно-космическая техника.—2004.—№ 10 (2310).—С. 4.
3. Сердюк И., Цымбал В. Пока не гръянул гром... // Зеркало недели.—9-15 апреля 2005 г.—№ 13 (541).
4. Радиолокация поверхности Земли из космоса // Под ред. Л. М. Митника, С. В. Викторова. — Л.: Гидрометеиздат, 1990.—200 с.
5. The Global Earth Observation System of Systems (GEOSS) 10-year implementation plan. [http://europa.eu.int/comm/space/esw/summit/sumIII/article\\_2007\\_en.htm](http://europa.eu.int/comm/space/esw/summit/sumIII/article_2007_en.htm)

---

#### WHERE UKRAINE IS TO SEARCH FOR ITS PLACE IN THE WORLD MARKET OF THE SATELLITE EARTH OBSERVATIONS

A. P. Alpatov, E. I. Bushuev, O. V. Pylypenko,  
P. P. Khorolskii, V. M. Tsymbal

We discuss the possibility of the Ukrainian joining the international market of the remote Earth probing services by means of creation of all weather space system of the wide-range Earth observations with the aid of improved side-looking radars.