

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ІСТОРІЯ - АКТУАЛЬНІСТЬ

ДОСЛІДЖЕННЯ

а ІАП № 10 від 1995 р. № 6 від 2001 р.

КИЇВ

АРХІВ 7, ¶ 5/6, 2001

KYIV

ЗМІСТ

Безъянин Ю. Г., Боровик В. Г., Галась М. И., Трефилов В. И., Фролов Г. А. Исследование возможностей ультразвукового контроля элементов двигателя первой ступени ракеты-носителя «Зенит». 1. Разработка физической модели объекта контроля

Кортунов В. И., Кулик А. С. Алгоритмический контроль работоспособности реактивных двигателей космического летательного аппарата

Пироженко А. В. Хаотические режимы движения в динамике космических тросовых систем. 3. Влияние диссипации энергии

Карачун В. В., Лозовик В. Г., Мельник В. Н., Кундеревич Е. К. Нестационарная задача взаимодействия акустического излучения ракет-носителей с двухступенным гироскопом

Авдеев В. В. Побудова групи із двох супутників без використання рушійної установки

CONTENTS

- 3 Bezumyanniy Yu. G., Borovik V. G., Galas M. I., Trefilov V. I., and Frolov G. A. Feasibility of the ultrasound testing of the first-stage engine of the Zenith rocket carrier. 1. Construction of the physical model of the object to be tested
- 8 Kortunov V. I., Kulik A. S. Algorithmic monitoring of the working capacity of spacecraft jet engines
- 13 Pirozhenko A. V. Chaotic motions in the dynamics of space tethered systems. 3. Influence of energy dissipation
- 21 Karachun V. V., Lozovik V. G., Melnik V. N., Kunderevich E. K. Non-stationary problem of the interaction of acoustic radiation from rocket carriers with two-sedate gyroscope
- 26 Avdeev V. V. Building a group of two satellites without using an on-board thruster

- Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И., Губин В. В., Резніченко Н. П. Моделирование радиационной электризации подветренных поверхностей космических аппаратов на полярной орбите в ионосфере Земли*
- Черемных О. К., Бурдо О. С., Кременецкий И. А., Парновский А. С. К теории МГД-волн во внутренней магнитосфере Земли*
- Агапітов О. В., Верхоглядова О. П., Івченко В. М. Хвилі стиснення в магнітосфері Землі: інтерпретація спостережень супутника «Інтербол-1»*
- Кручиненко В. Г., Козак П. Н. Взрывные кратеры на поверхности космических аппаратов, образованные метеороидами и частицами космического мусора*
- Федоровский А. Д., Даргейко Л. Ф., Зубко В. П., Якимчук В. Г. Системный подход к оценке эффективности аппаратурных комплексов дистанционного зондирования Земли*
- Федоровский А. Д., Якимчук В. Г., Рябоконенко С. А. Дешифрирование космических снимков ландшафтных комплексов с использованием марковской модели изображений*
- Негода А. А., Сорока С. А. Акустический канал космического влияния на биосферу Земли*
- Дзюбенко Н. И., Ивченко В. Н., Козак Л. В. Вариации температуры над очагом землетрясения по измерениям спутника UARS*
- Кондрачук А. В., Белявская Н. А. Высокоградиентные магнитные поля как способ моделирования воздействия гравитации на растения*
- НАШІ АВТОРИ**
- НОВИНИ КОСМІЧНИХ АГЕНТСТВ СВІТУ**
- 30** *Shuvalov V. A., Kochubey G. S., Priymak A. I., Gubin V. V., Reznichenko N. P. Simulation of radiative electrization of spacecraft leeward surfaces in the ionosphere*
- 44** *Cheremnykh O. K., Burdo O. S., Kremenetskiy I. A., Parnovskiy A. S. To the theory of the MHD waves in the inner magnetosphere of the Earth*
- 64** *Agapitov O. V., Verkhoglyadova O. P., Ivchenko V. M. Compression waves in the Earth's magnetosphere: interpretation of Interball 1 observations*
- 71** *Kruchynenko V. G., Kozak P. N. Explosive craters on the surface of space vehicles produced by meteoroids and space debris particles*
- 75** *Fedorovsky A. D., Dargeyko L. F., Zubko V. P., Yakimchuk V. G. A system approach to the estimation of the efficiency of hardware complexes for remote Earth sounding*
- 80** *Fedorovsky A. D., Yakimchuk V. G., Ryabokonenko S. A. Interpretation of space images of landscape zones with the use of the Markov image model*
- 85** *Negoda A. A., Soroka S. A. Acoustic channel of the space influence on the Earth's biosphere*
- 94** *Dzyubenko M. I., Ivchenko V. M., Kozak L. V. Temperature variations over earthquake epicenters from observations obtained by the UARS satellite*
- 100** *Kondrachuk A. V., Belyavskaya N. A. High-gradient magnetic fields as a tool of simulating gravity effects on plants*
- 112** **OUR AUTHORS**
- 116** **NEWS FROM SPACE AGENCIES**

УДК 620.179.16

Ю. Г. Безымянний¹, В. Г. Боровик¹, М. И. Галась²,
В. И. Трефилов¹, Г. А. Фролов¹

¹Інститут проблем материаловедения ім. І. М. Францевича, Київ

²Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

Исследование возможностей ультразвукового
контроля элементов двигателя первой ступени
ракеты-носителя «Зенит».
1. Разработка физической модели
объекта контроля

Надійшла до редакції 11.03.01

Досліджено можливість вирішення за допомогою ультразвукових методів неруйнівного контролю задачі виявлення наявності проміжку у стику кінцевого зварного з'єднання на зібраному двигуні першого ступеня ракети-носія «Зеніт». На основі аналізу конструкції та особливостей структури матеріалів частини двигуна, що підлягає контролю, прийнято критерії його дефектності та розроблено відповідні фізичні моделі об'єкта контролю. Проведено феноменологічний аналіз цих моделей, виявлено відображення частини двигуна, що підлягає контролю, в параметрах акустичних полів та обґрунтовано діагностичні параметри.

ВВЕДЕНИЕ

Неоспоримые преимущества ракеты-носителя «Зенит» отмечены в отзывах многих специалистов, занимающихся ракетно-космической техникой. Например, руководитель Австралийского космического агентства сказал: «Я побывал на всех стартовых площадках всех стран мира. Ничего подобного «Зениту» не видел. Это наивысшее техническое достижение XX века» [2]. Поэтому ракета-носитель «Зенит» является носителем в крупнейшем международном проекте «Морской старт», а также запланировано ее использование для доставки грузов на Международную космическую станцию.

Однако один из запусков ракеты-носителя «Зенит» закончился неудачей. «Зенит» — сложнейшая ракета. Комиссия, расследовавшая аварию, установила, что одной из ее причин могло стать отсутст-

вие зазора в концевом сварном стыке «газогенератор—проставка турбины» двигателя первой ступени. Поскольку разборка, визуальный контроль зазора, сборка и огневые испытания одного двигателя стоят очень дорого, комиссия предложила некоторым институтам Национальной академии наук Украины разработать методы контроля наличия зазора в концевом стыке «газогенератор—проставка турбины» без разборки двигателя.

В данной работе проведено исследование возможности решения поставленной задачи с помощью ультразвуковых (УЗ) методов неразрушающего контроля (НК) и показана принципиальная возможность выявления дефекта на собранном двигателе. Для достижения поставленной цели были выполнены следующие работы: анализ конструкции и особенностей структуры материалов подлежащего контролю участка двигателя и принятие критериев

его дефектности; построение и анализ его физической модели; выявление отображения дефектов в параметрах акустических полей и обоснование диагностических параметров; разработка принципов УЗ-диагностики и выбор методов измерения диагностических параметров; аппаратурно-методическая реализация выбранных методов НК; экспериментальная проверка эффективности УЗ-контроля дефектности контролируемого участка двигателя с помощью предложенных диагностических параметров; анализ полученных результатов с обобщающими выводами.

ОБЪЕКТ КОНТРОЛЯ

При использовании неразрушающего УЗ-контроля одним из определяющих факторов является правильный выбор методов и измеряемых параметров, связанный с особенностями конструкции и структуры материалов объекта контроля, которые формируются и полностью определяются технологическим процессом изготовления двигателя. В поставленной задаче контролируемый участок, сформированный в результате сборки двигателя (рис. 1), представляет собой сварную конструкцию, включающую конечную часть корпуса газогенератора 1 с охлаждающим экраном 2 и проставку турбины 3, которые соединены между собой семислойным сварным швом 4, ограниченным снизу перемычкой. Для взаимной центровки деталей 1 и 3 при сварке корпус газогенератора 1 со стороны его соединения с проставкой турбины 2 имеет направляющее кольцо. Между торцевой поверхностью направляющего кольца и деталью 3 имеется зазор A , ширина которого должна составлять 0.5–1 мм. В направляющем кольце выполнены четыре отверстия $\varnothing 2$ мм для выхода газов при сварке (на рисунке не показаны). Все остальные поверхности элементов конструкции свободны (граничат с воздушной средой). Газогенератор и проставка турбины изготовлены из жаропрочного сплава. Охлаждающий экран 2 представляет собой медную конструкцию, в которой для повышения эффективности охлаждения выполнены продольные канавки.

Характерными особенностями сварных швов являются неоднородность и случайный характер формирования структуры материала. При этом дефекты наблюдаются не только в материале самого сварного шва, но и в материале околошовной зоны свариваемых деталей за счет микропластического деформирования. Эти дефекты тоже имеют случайный и неравномерный характер [7]. Поэтому естественно считать, что такая неоднородная структура

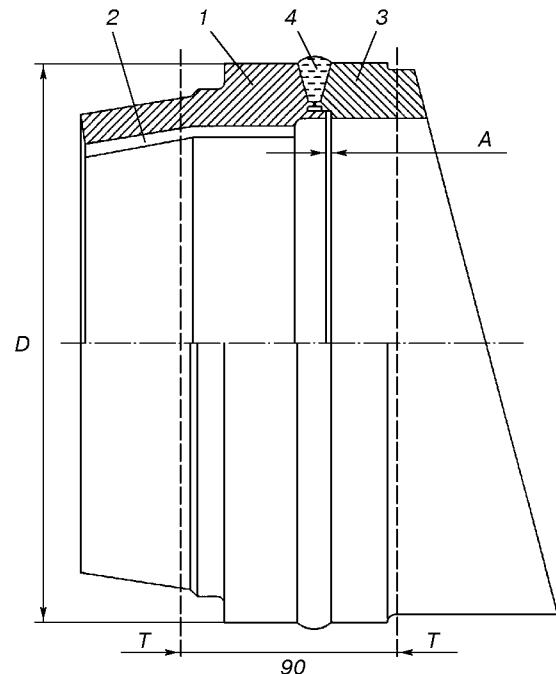


Рис. 1. Концевой сварной стык «газогенератор—проставка турбины» двигателя первой ступени ракеты-носителя «Зенит»: 1 — концевая часть корпуса газогенератора; 2 — охлаждающий экран; 3 — проставка турбины; 4 — сварной шов

тем более имеет место в семислойном шве и близлежащих участках корпуса газогенератора и проставки турбины исследуемой конструкции.

При формировании семислойного сварного шва, особенно его первых слоев, перемычка на дне сварочной ванны может проплавиться, что вызовет неравномерную усадку сварного шва и нарушит центровку деталей 1, 3. Это, в свою очередь, может привести к уменьшению или даже к исчезновению зазора A и соприкосновению торцевой поверхности направляющего кольца газогенератора с ответной поверхностью проставки 3. В этом случае вибрации, возникающие при работе двигателя, могут вызвать «фrettинг-процесс», приводящий при трении к локальному разогреву поверхностей деталей 1 и 3 в точках соприкосновения, что в кислородной среде может вызвать горение, привести к прогару стенок проставки и газогенератора, и в конечном итоге — к аварии.

Таким образом, в бездефектном двигателе торцевая поверхность направляющего кольца и ответная поверхность проставки свободны и разделены зазором. В дефектном двигателе этот зазор исчезает частично или полностью, а рассматриваемые по-

верхности перестают быть свободными, соответственно частично или полностью взаимно защемляются. Поэтому критерием дефектности двигателя следует считать исчезновение зазора A вследствие нарушения технологии сварки.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОНТРОЛИРУЕМОГО УЧАСТКА ДВИГАТЕЛЯ

Как было отмечено, непосредственный визуальный контроль наличия дефекта на собранном двигателе невозможен. Однако конструкционные и структурные изменения, сопровождающие появление дефекта, проявляются в изменении физических свойств объекта контроля. В связи с этим построим и проведем анализ физической модели контролируемого участка двигателя.

В поставленной задаче физическую модель целесообразно строить как отражение конструкции и структуры материалов ее элементов, а состояние элементов такой модели и его изменение в процессе изготовления и эксплуатации контролируемого участка двигателя можно описывать в рамках механики сплошных сред [8].

На основании сказанного физическую модель бездефектного контролируемого участка двигателя можно представить как систему четырех взаимосвязанных физических тел: участка корпуса газогенератора 1 , проставки турбины 3 , охлаждающего экрана 2 и сварного шва 4 , которые взаимодействуют между собой по общим поверхностям (рис. 1). Свойства этих тел определяются характеристиками упругости и инерции материалов, а состояние описывается внутренними статическими полями напряжений и деформаций. Будем считать, что корпус газогенератора и проставка турбины изготовлены из одного жаропрочного сплава с одинаковыми физико-механическими свойствами по всему объему, а макроскопических напряжений в материалах каждого тела до их соединения не было (или были несущественными). После сварки на свободных поверхностях напряжения остаются равными нулю. Вдали от сварного шва материал этих тел сохранил одинаковые физико-механические свойства (рис. 2). Однако вблизи сварного шва (примем размеры этих зон 1_1 и 3_1 порядка размеров самого шва) материал приобрел неоднородную структуру, и его физико-механические свойства будут зависеть от координат рассматриваемых точек. Поскольку формирование структуры обусловлено случайными факторами, то характер этой зависимости неизвестен. Кроме того, в околосшовных зонах появились поля остаточных напряжений, также имеющие слу-

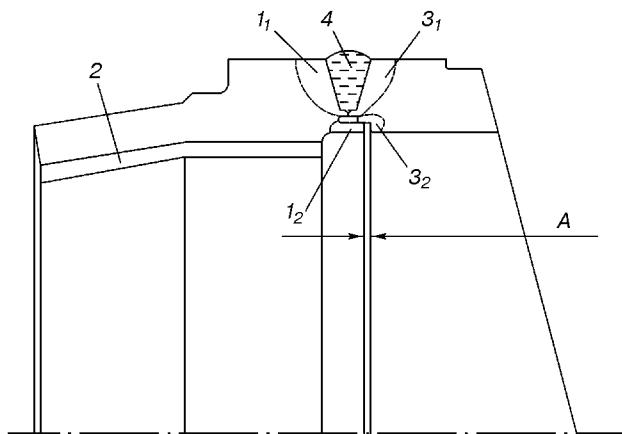


Рис. 2. Физическая модель контролируемого участка двигателя: $1, 3_1$ — зоны остаточных напряжений в корпусе газогенератора и проставке турбины вблизи сварного шва 4 ; $1_2, 3_2$ — зоны напряженno-деформированного состояния в материале газогенератора и проставки турбины, возникающие в дефектном двигателе при соприкосновении соответствующих поверхностей, в частности, при исчезновении зазора A

чайный и неравномерный характер [7]. Из тех же соображений неизвестно распределение физико-механических свойств и полей остаточных напряжений по объему сварного шва.

В физической модели дефектного контролируемого участка двигателя сохраняются те же четыре взаимосвязанных физических тела с теми же физико-механическими свойствами, однако число связей между этими элементами увеличится при исчезновении зазора A , когда торец направляющего кольца упрется в ответную поверхность проставки турбины. При этом возникнет силовое взаимодействие между кольцом и проставкой, приводящее к статическим механическим напряжениям в направляющем кольце газогенератора и близлежащих к нему участках проставки турбины. В результате на контактных поверхностях появятся напряжения, что приведет к изменению напряженno-деформированного состояния близлежащих участков 1_2 и 3_2 этих элементов. Поэтому решение задачи будет заключаться в определении механического состояния направляющего кольца и (или) ответной части проставки турбины. Поскольку взаимные усилия воздействия одного элемента на другой одинаковы, то уровень напряжений в направляющем кольце корпуса газогенератора будет выше в силу его формы. Следовательно, в качестве объекта контроля будем рассматривать направляющее кольцо корпуса газо-

генератора, т. к. его состояние более чувствительно к наличию дефекта.

АКУСТИЧЕСКОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ КОНТРОЛИРУЕМОГО УЧАСТКА ДВИГАТЕЛЯ

Механическое состояние объекта контроля можно описывать не только статическим, но и динамическим (в частности акустическим) полем напряжений и деформаций и контролировать по изменению тех или иных параметров генерируемого в объекте акустического поля [9]. При использовании акустических полей поставленная задача может быть решена в рамках динамической теории упругости [4]. В этом случае остаются справедливыми рассмотренные физические модели дефектного и бездефектного контролируемого участка. При этом для материалов, рассматриваемых в этих моделях физических тел, мерами упругости будут выступать скорости распространения упругих волн, инерции — плотность, а неоднородности — коэффициенты затухания упругих волн [4].

Проанализируем закономерности формирования акустического поля в объекте контроля, связанные с проявлением дефектности участка двигателя. Если поле сформировано, то его параметры будут определяться характеристиками источника упругих колебаний, акустическими характеристиками материала и граничными условиями [5].

В качестве источника упругих колебаний можно рассматривать упругую волну, падающую со стороны корпуса газогенератора. Ее параметры задаются условиями возбуждения упругих колебаний, зависят от условий распространения до объекта контроля и не связаны с наличием дефекта. Если параметры источника упругих колебаний стабильны, то они, естественно, не влияют на стабильность параметров акустического поля в объекте.

Акустические характеристики, являясь проявлением физических свойств, отражают состояние материала. Если они стабильны, то тоже не будут влиять на стабильность параметров акустического поля в объекте. Одна из них, скорость распространения упругих волн, чувствительна к изменению напряжений в материале [3]. Поэтому изменение напряженного состояния направляющего кольца при появлении дефекта приводит к изменению скорости волны, что отразится в акустическом поле на распределении фаз его параметров. Сама же скорость распространения волны в материале направляющего кольца может служить самостоятельным диагностическим параметром дефектности контролируемого участка двигателя.

Влияние граничных условий на характеристики акустического поля обусловлено формой исследуемого объекта и волновыми размерами его элементов. В этом плане направляющее кольцо, в зависимости от его волнового размера, можно рассматривать и как акустический волновод — геометрические размеры направляющего кольца значительно больше длины упругой волны, и как резонатор — длина волны одного порядка с геометрическими размерами кольца [9]. Второе условие достигается на низкочастотном (НЧ) участке УЗ-диапазона, а первое — при более высоких частотах (ВЧ) УЗ-диапазона.

При волноводном распространении упругой волны на ВЧ-участке УЗ-диапазона для контроля наиболее эффективно используется акустическое поле в виде бегущей упругой волны [6]. В рассматриваемом случае его можно представить как сгусток УЗ-энергии, возбуждаемый расположенным на поверхности газогенератора источником упругих колебаний. Этот сгусток УЗ-энергии распространяется через внутренний объем газогенератора до направляющего кольца, проходит через него, отражается от торца кольца и по этому же пути возвращается обратно до приемника упругих колебаний, расположенного на поверхности газогенератора. Параметры сгустка будут зависеть от координат и времени. При малой (по сравнению с расстоянием между элементами направляющего кольца) протяженности сгустка УЗ-энергии можно получить различимые во времени отраженные акустические сигналы от всех элементов этой концевой части корпуса газогенератора. Фазы и уровни этих сигналов связаны с взаимным расположением отражающих элементов, напряженным состоянием материала и условиями на поверхности отражения (закреплена/свободна). Изменение скорости упругой волны в направляющем кольце приведет к дополнительному изменению фазы волны. Кроме того, при зажатии направляющего кольца изменяется акустическая нагрузка на него, что приводит к изменению условий отражения/прохождения упругой волны на его торцевой поверхности: на 180° изменяется фаза напряжения в отраженной упругой волне и уменьшается коэффициент ее отражения от торца за счет оттока энергии упругих колебаний в проставку турбины [5]. Таким образом, кроме скорости волны диагностическими параметрами дефектности контролируемого участка могут служить фаза падающей и отраженной от торцевой поверхности кольца волны и уровень отраженной волны.

На низких частотах обычно используется акустическое поле в виде суперпозиции прямой и переотраженных от граничных поверхностей непрерыв-

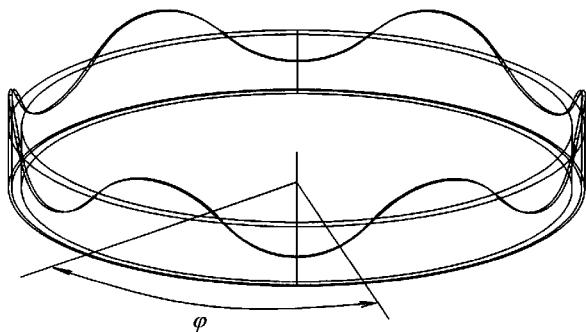


Рис. 3. Интерференционная картина ультразвуковых колебаний в направляющем кольце газогенератора

ных во времени упругих волн. При этом в объекте контроля формируется интерференционная картина акустического поля. Пример такой картины для рассматриваемого случая показан на рис. 3. Эта картина характерна для данного элемента при каждом виде граничных условий, своеобразна на каждой частоте и наиболее ярко проявляется при определенных волновых размерах контролируемого объекта, что отражается в спектрах собственных продольных, поперечных и изгибных механических колебаний [1]. Поэтому величины и местоположение характерных частот спектра собственных колебаний направляющего кольца, в силу изменения фаз и уровней отдельных упругих волн, обусловленного наличием дефекта, будут чувствительны к условиям на границах этого элемента и также могут быть диагностическими параметрами состояния его торца, т. е. «наличия/отсутствия» зазора A .

Таким образом, при использовании обоих видов акустических полей можно выделить три группы диагностических параметров, изменения величин которых будут свидетельствовать о наличии дефектов в двигателе: акустические свойства материала направляющего кольца (скорость распространения упругих волн); параметры бегущих через направляющее кольцо упругих волн (фаза падающей, а

также фаза и амплитуда отраженной от торца волны) и параметры спектра собственных колебаний направляющего кольца (уровни спектральных составляющих в характерных точках на характерных частотах).

1. Бабаков И. М. Теория колебаний. — М.: Наука, 1968.—260 с.
2. Губарев В. Г. Южный старт. — М.: Агентство «НЭКОС», 1998.—400 с.
3. Гузь А. В. Упругие волны в телах с начальными напряжениями. — Киев: Наук. думка, 1986.—Т. 2: Закономерности распространения.—1986.—536 с.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: В 10 т. — М.: Наука, 1987.—Т. 7: Теория упругости.—1987.—248 с.
5. Методы акустического контроля металлов / М. П. Алешин, В. Е. Бельй, А. Х. Вопилкин и др. — М.: Машиностроение, 1989.—456 с.
6. Неразрушающий контроль: В 5 кн. — М.: Высп. шк., 1991.—Кн. 2: Акустические методы контроля / Под ред. В. В. Сухорукова.—283 с.
7. Троицкий В. А., Радько В. П., Демидко В. Г. Дефекты сварных соединений и средства их обнаружения. — Киев: Вища школа, 1983.—144 с.
8. Физика твердого тела. Энциклопедический словарь: В 2 т. — Киев: Наук. думка.—Т. 1.—1996.—656 с.; Т. 2.—1998.—648. с.
9. Шутилов В. А. Основы физики ультразвука. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1980.—280 с.

FEASIBILITY OF THE ULTRASOUND TESTING OF THE FIRST-STAGE ENGINE OF THE ZENITH ROCKET CARRIER. 1. CONSTRUCTION OF THE PHYSICAL MODEL OF THE OBJECT TO BE TESTED

Yu. G. Bezumyanniy, V. G. Borovik, M. I. Galas,
V. I. Trefilov, and G. A. Frolov

We investigated the possibility of revealing a gap in the juncture of the terminal welding junction on the assembled first-stage engine of the Zenith rocket carrier by the non-destructive ultrasound testing methods. The analysis of the construction and structure peculiarities of the materials in the engine part to be tested served as the basis for adopting its efficiency criteria and developing appropriate physical models of the object tested. These models were subjected to a phenomenological analysis, a representation of the engine part to be tested in the terms of the acoustic field parameters was found, and the diagnostic parameters were substantiated.

УДК 629.78:681.513

В. И. Кортунов, А. С. Кулик

Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», Харків

Алгоритмический
работоспособности
космического

контроль
реактивных
летательного

двигателей
аппарата

Надійшла до редакції 22.06.01

Розв'язується задача ідентифікації номера реактивного двигуна, що відмовив, шляхом оцінювання збурюючих моментів і сил в режимах стабілізації і зближення космічного літального апарату з космічною станцією. Проаналізовані методи відновлення вхідних сигналів динамічних систем за критерієм точності і швидкодії. Подано результати моделювання оцінки збурюючих моментів і сил відмовних двигунів, отриманих методом ітеративно-інверсійних моделей.

ВВЕДЕНИЕ

Система управления космического летательного аппарата (КЛА), выполняющего доставку грузов на орбиту, решает следующие основные задачи: ориентацию, стабилизацию и коррекцию орбиты в автономном полете, дальнее сближение, сближение и причаливание к космической станции (КС) в автоматическом режиме. Исполнительными органами системы управления КЛА являются реактивные двигатели (РД) стабилизации и причаливания. При проектировании системы управления учитываются возможные неисправности РД — невключение или неотключение по заявке от вычислительного комплекса. Парижение возникших неисправностей при неотключении РД на борту КЛА возможно путем отключения магистрали подачи топлива с целью обеспечения выполнения полетного задания. Средства определения состояния РД на борту путем прямого контроля не предусмотрены, а наземный контроль позволяет оценить неисправность только после существенного запаздывания. При отсутствии бортовых средств контроля состояния работы РД возникает задача косвенного контроля работоспособности путем сравнения расчетных моментов двигателей по заявке на включение или неотключение и оценочных моментов, определяемых по измерениям угловых скоростей и угловых величин.

Целью данной работы является алгоритмическое решение задачи идентификации номера отказавшего РД на основе оценивания возмущающих сил и моментов РД (далее просто возмущений) по следующим параметрам. В режиме стабилизации относительно центра масс — по вектору угловой скорости ω ; на участке сближения с КС — по углам пеленга (курса) ψ , тангажа v , угловой скорости ω и радиальной дальности r до КС.

АЛГОРИТМЫ ОЦЕНИВАНИЯ ВОЗМУЩАЮЩИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА КЛА

Под возмущающими воздействиями (моментами или силами) понимаем моменты и силы динамики КЛА, вызванные гравитационными и аэродинамическими силами, погрешностями изготовления и монтажа РД, отклонением массоинерционных характеристик от номинальных, неточности определения координат центра масс, а также разности расчетных и фактических моментов и сил управляемых РД. Оценку возмущающих моментов и сил можно рассматривать как задачу идентификации неизвестных входных сигналов по измерениям выходных, методы решения которой описаны в обзоре [3]. Выбор метода идентификации входных сигналов определяется требованиями быстродействия

получения амплитудных возмущений и степени устойчивости оценок к измерительным ошибкам или точности оценивания. Проанализируем по этим критериям следующие методы идентификации входных сигналов: 1) — расширенные наблюдатели состояния [2, 7], 2) — робастные наблюдатели с обратными динамическими моделями [4], 3) — итерационно-инверсные фильтры (ИИФ) оценивания [5, 6] и 4) — прямое дифференцирование с предварительной фильтрацией. Данные качественного анализа на тестовом примере типа двойного интегратора даны в таблице, из которой следует, что требованиям быстродействия и точности оценок возмущений удовлетворяет метод на основе итерационно-инверсных фильтров.

Данные качественного анализа

Метод	Быстродействие	Точность определения
1	низкое	высокая
2	среднее	средняя
3	высокое	высокая
4	высокое	низкая

Оценивание возмущений на основе итерационно-инверсных фильтров состоит в следующем. Пусть динамика КЛА для некоторой программной траектории представляется линейной дискретной системой с эквивалентным возмущением

$$\begin{aligned} \mathbf{x}(k+1) &= \mathbf{A}\mathbf{x}(k) + \mathbf{B}_u\mathbf{u}(k) + \mathbf{B}_v\mathbf{v}(k), \\ \mathbf{y}(k+1) &= \mathbf{C}\mathbf{x}(k) + \mathbf{D}_u\mathbf{u}(k) + \mathbf{D}_v\mathbf{v}(k) + \xi(k), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{x}(k) \in R^n$ — вектор состояния динамики КЛА, $\mathbf{y}(k) \in R^l$ — вектор измеряемых параметров, $\mathbf{u}(k) \in R^m$ — вектор расчетных управляемых моментов и сил, $\mathbf{v}(k) \in R^m$ — вектор эквивалентных возмущений, зависящий от параметров состояния и управления, неучтенной параметрической части динамики и внешних возмущений (отклонение моментов и сил РД от номинальных, несрабатывание РД и др.), $\xi(k) \in R^l$ — вектор случайных ошибок измерения выхода, \mathbf{A} , \mathbf{B}_u , \mathbf{B}_v , \mathbf{C} , \mathbf{D}_u , \mathbf{D}_v — матрицы соответствующих размерностей, R^n — евклидово пространство размерности n .

Предположим, что при неисправности РД разность расчетного и фактического моментов рассматриваемых двигателей превосходит по величине другие неконтролируемые моменты и силы. Получим уравнения вычисления оценок возмущений методом итерационно-инверсных моделей [5] для системы (1). Для этого запишем наблюдатель состояния на основе фильтра Калмана—Бьюси [8]

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{x}}(k) &= \hat{\mathbf{A}}\hat{\mathbf{x}}(k-1) + \mathbf{B}_u\mathbf{u}(k-1), \\ \hat{\mathbf{x}}(k) &= \bar{\mathbf{x}}(k) + \mathbf{L}[\mathbf{y}(k) - \mathbf{C}\bar{\mathbf{x}}(k) - \mathbf{D}_u\mathbf{u}(k)]. \\ \hat{\mathbf{y}}(k) &= \mathbf{C}\hat{\mathbf{x}}(k) + \mathbf{D}_u\mathbf{u}(k), \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{L} — настраиваемая матрица наблюдателя. Вычтем системы уравнений (1) и (2), получим систему относительно ошибки оценивания:

$$\begin{aligned} \Delta\mathbf{x}(k+1) &= (\mathbf{A} - \mathbf{LCA})\Delta\mathbf{x}(k) + (\mathbf{B}_u\mathbf{LD}_u - \mathbf{LCB}_u)\mathbf{v}(k), \\ \Delta\mathbf{y}(k) &= \mathbf{C}\Delta\mathbf{x}(k) + \mathbf{D}_v\mathbf{v}(k) + \xi(k), \end{aligned} \quad (3)$$

или в операторной форме

$$\Delta\mathbf{y}(k) = \mathbf{W}_{\Delta\mathbf{y}/\mathbf{v}}(\mathbf{z}, \mathbf{L})\mathbf{v}(k) + \xi(k), \quad (4)$$

где

$$\mathbf{W}_{\Delta\mathbf{y}/\mathbf{v}}(\mathbf{z}, \mathbf{L}) = \mathbf{C}(\mathbf{I}\mathbf{z} - \mathbf{A} + \mathbf{LC})^{-1}(\mathbf{B}_u - \mathbf{LD}_u - \mathbf{LCB}_u) + \mathbf{D}_v$$

— дискретная передаточная функция по возмущению для ошибки оценки выхода, \mathbf{z} — оператор сдвига и $\mathbf{z}\mathbf{x}(k) = \mathbf{x}(k+1)$.

Представим операторное уравнение (4) в форме итерационной схемы, добавив к правой и левой части слагаемые $\mathbf{v}(k)$:

$$\mathbf{v}_j(k) = \lambda\Delta\mathbf{y}(k) + (\mathbf{I} - \lambda\mathbf{W}_{\Delta\mathbf{y}/\mathbf{v}}(\mathbf{z}, \mathbf{L}))\mathbf{v}_{j-1}(k), \quad (5)$$

где λ — скалярный параметр коррекции сходимости итерационной схемы решения операторного уравнения. Условием сходимости схемы (5) является неравенство [1]

$$\|\mathbf{I} - \lambda\mathbf{W}_{\Delta\mathbf{y}/\mathbf{v}}(\mathbf{z}, \mathbf{L})\| < 1. \quad (6)$$

Выполнение условия (6) зависит от параметра коррекции сходимости λ и матрицы \mathbf{L} параметризации фильтра оценивания состояния (2), которая должна удовлетворять двум критериям — быстродействию наблюдателя и скорости сходимости итерационной процедуры.

Выбор матрицы наблюдателя можно формализовать по следующей вычислительной схеме. Поскольку матрица \mathbf{L} должна стабилизировать наблюдатель, то выполнение условия (6) возможно в классе стабилизуемых обратных связей по наблюдению, которым отвечает фильтр Калмана—Бьюси с настроичными матрицами \mathbf{Q} и \mathbf{R} [8]. В начале процедуры задаем ковариационную матрицу ошибок выходного вектора $\mathbf{R} = \text{cov}[\xi(k)\xi^T(k)]$. На первом шаге синтеза для $\mathbf{Q} = \gamma^2\mathbf{I}$, где γ — параметр оптимизации, примем $\gamma = \gamma_0$. На втором шаге вычислим $\mathbf{L}(\gamma) = \mathbf{P}(\gamma)\mathbf{C}^T\mathbf{R}^{-1}$, где $\mathbf{P}(\gamma)$ — решение уравнения Рикатти. Если полученное решение не удовлетворяет условию (6), то, изменения параметр γ , переходим к повторению второго шага. В противном случае решение считаем найденным и

переходим к анализу итерационно-инверсного фильтра.

Используя результаты из [5], итерационный фильтр можно записать в виде

$$\begin{aligned}\bar{x}_j^I(k+1) &= Ax_j^I(k) + B_u u(k) + B_v \hat{v}_j(k), \\ \hat{x}_j^I(k) &= \bar{x}_j^I(k) + L(y(k) - C\hat{x}_j^I(k) - D_u u(k) - D_v \hat{v}_j(k)), \\ \hat{y}_j^I(k) &= C\hat{x}_j^I(k) + D_u u(k) + D_v \hat{v}_j(k), \\ \bar{v}_{j+1}(k) &= \hat{v}_j(k) + K_v [y(k) - \hat{y}_j^I(k)],\end{aligned}\quad (7)$$

где $K_v = [C(I - A + LCA)(B_v - LD_v - LCB_v) + D_v]^{-1}$, j — номер итерации, $\bar{v}_j(k)$ — оценка возмущения на k -м шаге временного цикла и j -й итерации.

Оценка возмущений на основе итерационно-инверсного фильтра (7) формируется в реальном масштабе времени с итерационным уточнением ее на каждом шаге измерения. Изменение числа итераций приводит к разновидности решения обратной задачи методом разложения оператора в ограниченный ряд Неймана [1].

Рассмотрим применение алгоритмов (7) для оценивания возмущающих моментов и сил в режимах стабилизации КЛА и сближения с КС.

АЛГОРИТМИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КОНТРОЛЯ РАБОТОСПОСОБНОСТИ РД

Задачу контроля работоспособности двигателей рассматриваем как задачу оценивания разности расчетных и фактических моментов и сил, действующих на КЛА. При различных режимах работы системы управления динамика КЛА описывается

различными уравнениями, поэтому рассмотрим задачу контроля РД для разных режимов движения.

Контроль работоспособности РД в режиме стабилизации КЛА относительно центра масс. Движение КЛА относительно центра масс в связанный системе координат (ССК) по одной из осей, например OX , можно представить уравнением

$$I_{xx} \dot{\omega}_x = \sum_{i=1}^p M_{xi} \eta_i + M_x^b, \quad (8)$$

где I_{xx} — осевой момент инерции; M_{xi} — проекция на ось OX момента от работы управляющего i -го двигателя, p — количество РД; η_i — состояние РД ($\eta_i = 0$ двигатель невключен, $\eta_i = 1$ двигатель включен); M_x^b — проекция на ось OX возмущающих моментов. Анализ возмущающих моментов по осям ССК, вызванных отклонением моментов инерции, технологическими погрешностями изготовления и монтажа двигателей, моментов гравитации

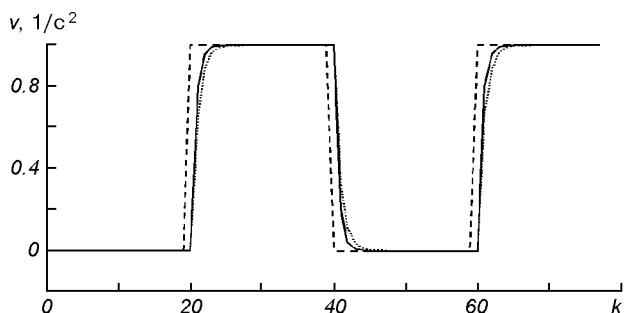


Рис. 1. Тестирование восстановления возмущений для движения КЛА по оси OX : штриховая кривая — истинное возмущение, сплошная — восстановленное при трех итерациях, пунктир — при одной итерации

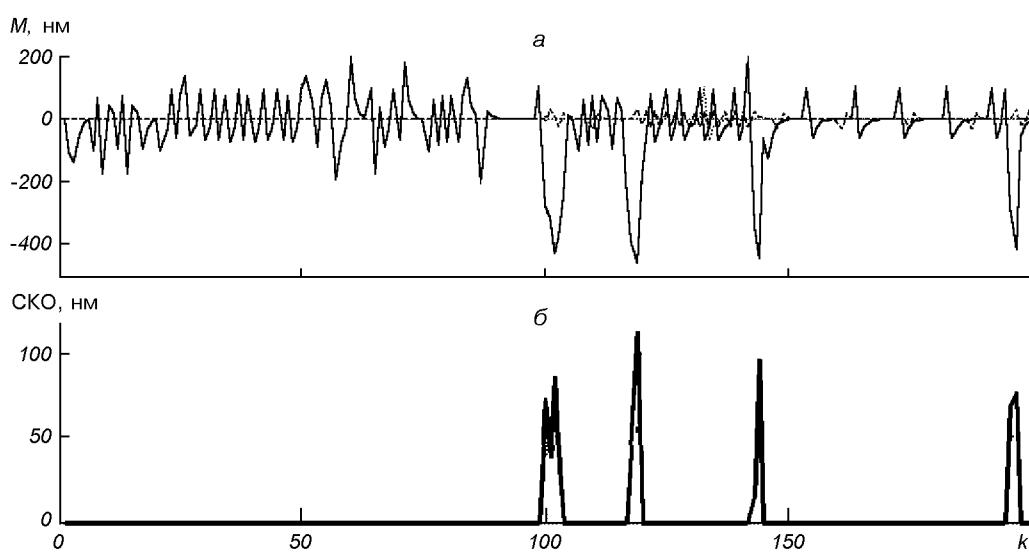


Рис. 2. Оценка проекции возмущающего момента по оси OX (а) и СКО разности расчетного и фактического моментов РД (б)

ционных и аэродинамических сил, показал, что оценка суммарного возмущающего момента не пре- восходит минимального управляющего момента от одного РД. Этот факт используем далее для иден- тификации номера отказавшего РД.

Уравнения ИИФ оценивания возмущающих мо- ментов для модели (8) имеет вид, аналогичный (7). Результаты тестирования итерационного фильтра моделированием на входной сигнал типа меандра представлены на рис. 1. Быстродействие фильтра составляет 3—4 такта для периода квантования $T_s = 0.1$ с при имеющемся запаздывании в один такт. Результаты моделирования на данных полной модели системы управления КЛА при невключении РД с 100-го такта, представлены на рис. 2, а.

Среднее квадратичное отклонение расчетного и оценочного моментов отказавшего РД при невклю- чении показано на рис. 2, б.

Из представленных результатов моделирования полной динамики системы управления заключаем о высокой вероятности обнаружения отказавшего двигателя стабилизации.

Контроль работоспособности РД в режиме сближения . На участке сближения КЛА и КС измеряемыми параметрами являются углы взаимной ориентации ψ и v , радиальная дальность ρ , а также угловые скорости вращения КЛА. Динамика сближения в угле курса ψ может быть представлена системой уравнений

$$\begin{aligned} \dot{\psi} &= \omega_y - \Omega_y, \\ \dot{\Omega}_y(t) &= M_{\Omega}^p(t) + M_{\Omega}^b(t), \end{aligned} \quad (9)$$

где ψ — угол пеленга (курса) на КС, ω_y — угловая скорость КЛА вокруг оси OY , Ω_y — угловая скоро- сть линии визирования, $M_{\Omega}^p = a_{\Omega}/\rho$ — расчетный момент от ускорений, создаваемых двигателями прикашивания, $M_{\Omega}^b(t)$ — возмущающий момент в канале курса. Параметры взаимного положения КЛА и КС определяются радиотехнической систе- мой, которая измеряет угол курса ψ и дальность ρ . Запишем систему уравнений (9) в форме (1), матрицы которой имеют вид

$$A = \begin{bmatrix} 1 & -0.5T_s \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$B_u = \begin{bmatrix} T_s & -0.5T_s^2 \\ 0 & T_s \end{bmatrix},$$

$$B_v = \begin{bmatrix} -0.5T_s^2 \\ T_s \end{bmatrix},$$

$$C = [1 \quad 0],$$

$$D_u = [0 \quad 0],$$

$$D_v = [-0.6T_s^3],$$

а компоненты векторов

$$x(k) = [\psi(k) \Omega_y(k)]^T,$$

$$u(k) = [\omega(k) M_{\Omega}^p(k)]^T,$$

$$v(k) = [M_{\Omega}^b(k)].$$

Результаты тестирования фильтра моделированием при изменении настроечной матрицы L показа- ны на рис. 3. Относительно невысокое быстродейст- вие фильтра в канале курса определяется в основ- ном погрешностью измерения угла курса, влияние которой на дальности $\rho = 500 \dots 700$ м становится значительным, что и ограничивает выбор величины L . Результаты моделирования на данных из полной модели системы управления КЛА при неотключе- нии РД показаны на рис. 4. Факт обнаружения неотключения двигателя устанавливается с пятой секунды.

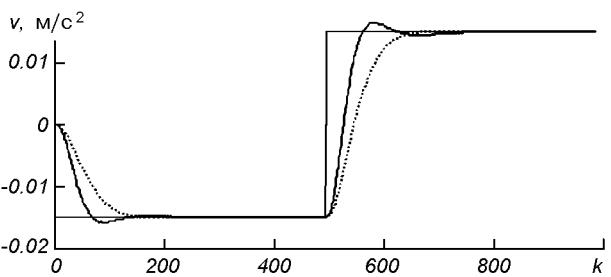


Рис. 3. Тестирование итерационного фильтра для режима сближения: пунктирная линия — одна итерация, сплошная — три итерации

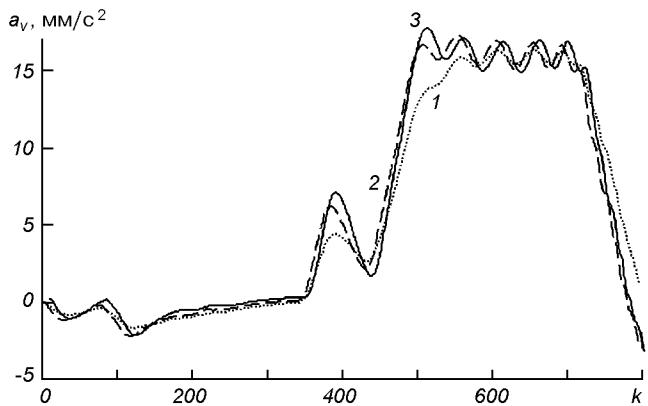


Рис. 4. Восстановленное ускорение на участке сближения от отказавшего РД с 400 такта (1..3 — номера итераций)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможные отказы в работе РД приводят к снижению эффективности управления КЛА, увеличению затрат топлива и снижению вероятности выполнения полетного задания. При возникновении в системе управления РД неисправностей, связанных невключением или неотключением двигателей стабилизации или прикашивания, программно-алгоритмическое обеспечение бортовой системы контроля позволяет установить факт отказа РД и выработать рабочую конфигурацию РД для выполнения полетного задания. Это дает возможность увеличить вероятность выполнения функциональных задач КЛА с меньшими затратами топлива. Эффект достигается автоматическим парированием неисправностей по результатам оценивания возмущающих моментов и сил на КЛА.

1. Василенко Г. И. Теория восстановления сигналов: О редукции к идеальному прибору в физике и технике. — М.: Сов. радио, 1979.—272 с.
2. Гайдук А. Р. Оценивание воздействий и инвариантность // Автоматика и телемеханика.—1984.—№ 3.—С. 20—28.
3. Клейман Е. Г. Идентификация входных сигналов в динамических системах // Автоматика и телемеханика.—1999.—№ 12.—С. 3—15.
4. Костенко Ю. Т., Любчик Л. М. Методы решения обратных

задач автоматического управления. — Киев: УМК ВО, 1988.—48 с.

5. Кортунов В. И. Дискретные фильтры восстановления возмущений с заданной степенью астатизма // Весник Харк. Гос. Полит. ун-та: Сб. науч. тр. (Системный анализ, управление и информационные технологии).—2000.—Вып. 121.—С. 118—123.
6. Кортунов В. И. Восстановление возмущений в динамической системе с заданной точностью // Системи обробки інформації. — Харків: НАНУ, ПАНМ, ХВУ.—2000.—Вип. 3(9).—С. 55—60.
7. Радченко И. Ф. Об одном способе оценки возмущений // Автоматика.—1991.—№ 4.—С. 77—82.
8. Стрейц В. Метод пространства состояний в теории дискретных линейных систем управления: Пер. с англ / Под. ред. Я. З. Цыпкина. — М.: Наука, 1985.—296 с.

ALGORITHMIC MONITORING OF THE WORKING CAPACITY OF SPACECRAFT JET ENGINES

V. I. Kortunov, A. S. Kulik

The problem of defining the number of failed spacecraft jet engine by estimating the disturbance moments and forces during stabilization and closing in on a space station is solved. Methods for the reconstruction of input signals of dynamic systems are analyzed using the criterion of accuracy and speed of response. The results of modeling the estimation of disturbance moments and forces of failed engines obtained with the method of iteratively inverse models are presented.

УДК 629.78

А. В. Пироженко

Інститут технічної механіки НАН України і НКА України, Дніпропетровськ

Хаотические режимы движения в динамике космических тросовых систем. 3. Влияние диссипации энергии

Надійшла до редакції 27.12.99

Розглядається явище детермінованого хаосу в динаміці космічних тросових систем. Дослідження проводяться за допомогою числового інтегрування рівнянь модельної задачі — рівнянь руху орбітального маятника з періодично змінною довжиною штанги. Дисипативні сили моделюються як сили в'язкого тертя із зовнішнім середовищем. Показана можливість випадкової синхронізації рухів, а також існування дивних атракторів. Побудовані механічні образи хаотичних рухів при дії дисипативних сил. Аналізується явище детермінованого хаосу з точки зору історії розвитку та проблем класичної механіки.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Начало исследований хаотических движений в динамике детерминированных диссипативных систем относится к работе Е. Н. Лоренца 1963 г. [8]. В настоящее время эта область исследований хаотических движений наиболее развита, и к ней привлечено основное внимание исследователей-прикладников. Это связано с тем, что диссипация энергии почти всегда оказывает существенное влияние на эволюцию движения систем, а также, по-видимому, с более простым на первый взгляд поведением системы, когда ее траектории стремятся к притягивающим множествам. В основном исследования сосредоточены на изучении условий возникновения и особенностей странных атTRACTоров, которые, как представляется, являются лишь частным проявлением стохастичности.

В течение десятилетий проделана большая работа по исследованию сущности хаотических движений, построены критерии и показаны пути их возникновения, проведены многочисленные эксперименты, демонстрирующие хаотические процессы. Однако, несмотря на строгие математические доказательства и сложные выкладки, начальные понятия не

строги и «до сих пор удалось приподнять лишь краешек завесы, и многие явления все еще остаются непонятными и необъяснимыми...» (Рюэль Д., Предисловие к [3]).

Существенной стороной проблемы для механиков (здесь как и в [4, 5], механиками называются специалисты, область деятельности которых определяется рамками теорий классической механики, или даже более узко — специалисты в области динамики систем твердых тел) является то, что большая часть материала по данной теме изложена на нетрадиционном для механиков языке. Так, большинство прикладных исследований в данной области выполнено физиками. При отсутствии строгих понятий и определений, при ассоциативном изложении материала использование терминов и понятий, не свойственных теоретическим основам специалиста, существенно усложняет восприятие материала. Например, чтение материала о переходе к хаосу через перемежаемость [3, 7], при общей понятности излагаемых схем, во многих аспектах вызывает лишь впечатление отвлеченных рассуждений. Иная ситуация с исследованиями, выполненными в рамках теории динамических систем. Здесь строгие математические доказательства при-

водят к результатам, сопрячь которые с динамикой конкретной механической системы не представляется возможным. Например, увидеть механическое содержание в дробной хаусдорфовой размерности странного аттрактора очень трудно.

Предлагаемая статья является продолжением работ [4, 5]. На основе разработанного подхода исследований и образа стохастических движений рассматривается влияние диссипативных сил на хаотические режимы движений. В качестве модельной задачи динамики космических тросовых систем рассматривается модель орбитального маятника — расположенный на круговой орбите математический маятника с периодически меняющейся длиной штанги. Диссипативные силы моделируются как силы вязкого трения с внешней средой. Исследуе-

мые уравнения движения имеют вид

$$\begin{aligned}\dot{L} &= -\frac{3}{2}\omega_0^2 r^2 \sin 2\psi - \xi r^2(\dot{\psi} + \omega_0), \\ \dot{\psi} &= \frac{L}{r^2} - \omega_0,\end{aligned}\quad (1)$$

где $r = 1 + z \cos \omega$; $z = b/a$; b , a — соответственно средняя длина штанги и амплитуда ее колебаний; ω_0 — угловая скорость орбитального движения маятника (как и в [4, 5], $\omega_0 = 0.001 \text{ с}^{-1}$); ψ — угол между местной вертикалью и штангой; $\dot{\omega} = k$; ξ — коэффициент вязкого трения с внешней средой ($\xi \ll 1$); ξ , a , b , k — постоянные.

Основной целью исследований является уяснение сущности явления детерминированного хаоса в дис-

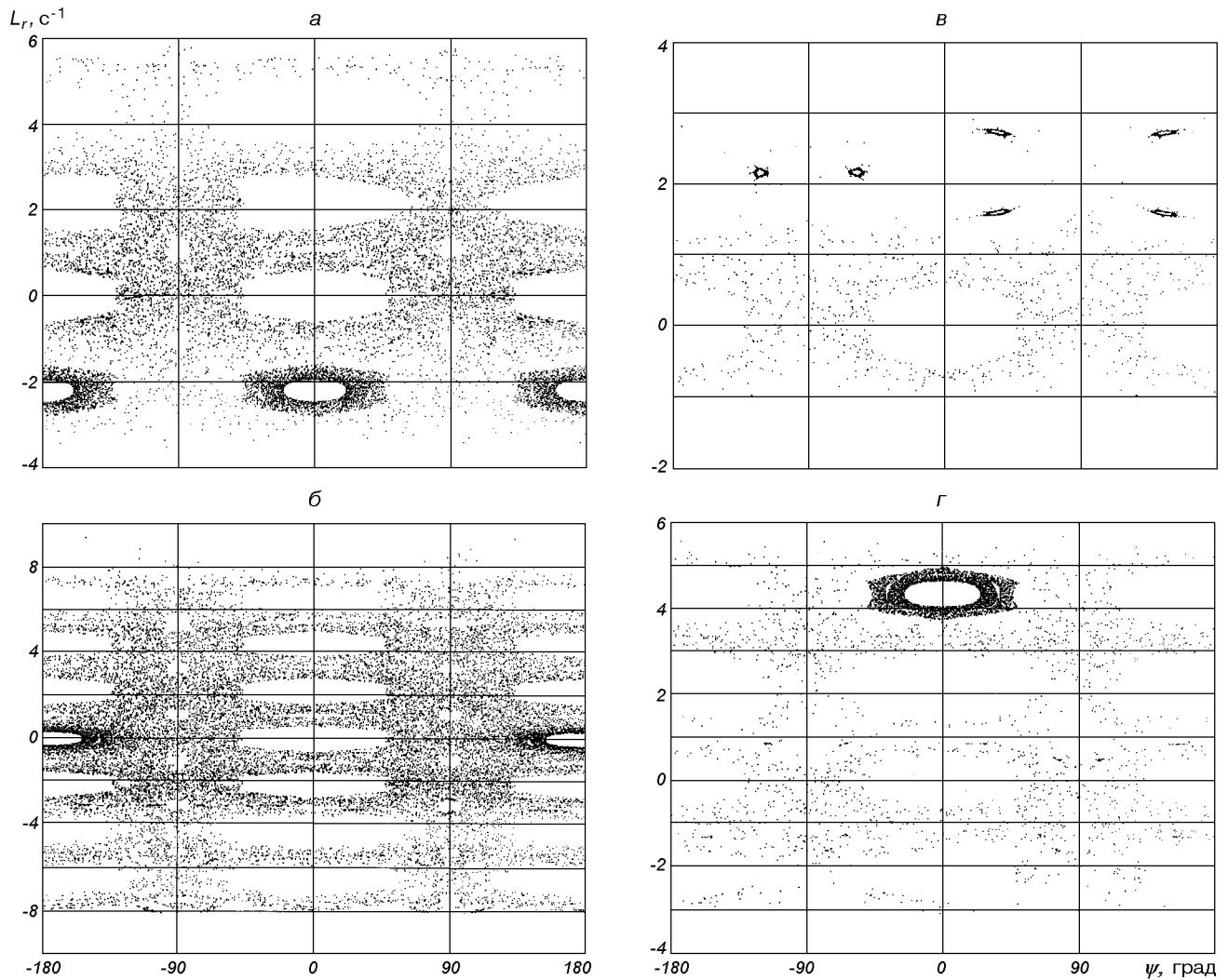


Рис. 1. Фазовый портрет траектории: a — при шаге интегрирования $h_g = \pi/(521k)$, b — $h_g = \pi/(621k)$, c — $h_g = \pi/(651k)$, d — $h_g = \pi/(731k)$

сипативных системах и построение механических образов этого явления.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Ниже приводятся примеры типичного поведения траекторий движения системы (1) в хаотических режимах.

На рис. 1 для параметров системы $z = 0.8$, $k = 0.02 \text{ с}^{-1}$, $\xi = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ показаны образы фазовой траектории с одними и теми же начальными данными $\psi_0 = 50^\circ$, $L_0 = \omega_0 p$ в момент времени $t = 0$. Здесь и далее фазовое пространство системы (1) рассматривается как пространство четырех переменных L , ψ , r , \dot{r} . Образы фазовых траекторий (фазовые портреты) строятся при помощи отображением Пуанкаре — сечением фазового пространства плоскостью $r = \text{const}$, $\dot{r} = \text{const}$, где условие $\dot{r} = \text{const}$ с точностью до знака определяется условием $r = \text{const}$, $L_r = (L - p\omega_0) \cdot 1000$, $p = (1 - z^2)^{3/2}$. Расчеты проводились с помощью метода Рунге-Кутта 4-го порядка с постоянным шагом интегрирования.

Отличия в расчетах траекторий, образы которых изображены на рис. 1, заключалось лишь в выборе шага интегрирования. На рис. 1, *a*—*г* показаны траектории, получаемые соответственно при шагах интегрирования $h_g = \pi/(521k)$, $\pi/(621k)$, $\pi/(651k)$ и $\pi/(731k)$. В каждом случае траектория в конечном счете попадает в некоторую область фазового пространства и там остается. Для траектории, образ которой изображен на рис. 1, *а*, такой

областью является область резонанса 1 : 2 (одно вращение маятника за два периода продольных колебаний) при обратном к орбитальному вращению. Для траектории, образ которой изображен на рис. 1, *б*, — область колебания маятника возле положения равновесия маятника с постоянной длиной штанги $\psi = 180^\circ$ (далее для краткости будем называть их просто областями колебаний возле положения равновесия, хотя здесь имеет место установившийся режим колебаний в соизмеримости 1 : 1 — одно колебание маятника за один период продольных колебаний). Для рис. 1, *в* — область вторичного резонанса для резонанса 1 : 2 прямого вращения. На рис. 1, *г* — область резонанса 1 : 1 прямого вращения.

Аналогичная картина изменения траекторий имеет место и для неизмененного шага интегрирования при незначительных изменениях начальных данных. На рис. 2 для параметров системы $z = 0.2$, $k = 0.002 \text{ с}^{-1}$, $\xi = 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ показан фазовый портрет траекторий с начальными данными $L_0 = 0.006p$ и $\psi_0 = 0.01^\circ \cdot i$, где i изменяется от 0 до 16. Шаг интегрирования при расчете брался равным $h_g = \pi/(521 \cdot k)$. Здесь притягивающими областями для траекторий есть области резонансов 1 : 1 обратного вращения; 3 : 2 прямого вращения и области колебаний возле положений равновесия $\psi = 0$, $\psi = 180^\circ$. Изменения шага интегрирования и другой масштаб изменений начальных данных не изменяют здраво приведенной на рис. 2 картины.

На рис. 3 для параметров системы $z = 0.8$, $k = 0.01 \text{ с}^{-1}$, $\xi = 0.0005 \text{ с}^{-1}$ показан образ фазовой траектории с начальными данными $L_0 = 0.04$, $\psi_0 =$

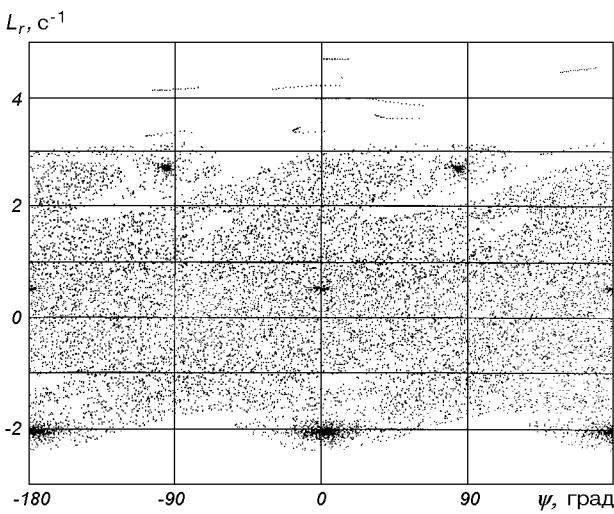


Рис. 2. Фазовый портрет траекторий для параметров системы $z = 0.2$, $k = 0.002 \text{ с}^{-1}$, $\xi = 10^{-5} \text{ с}^{-1}$

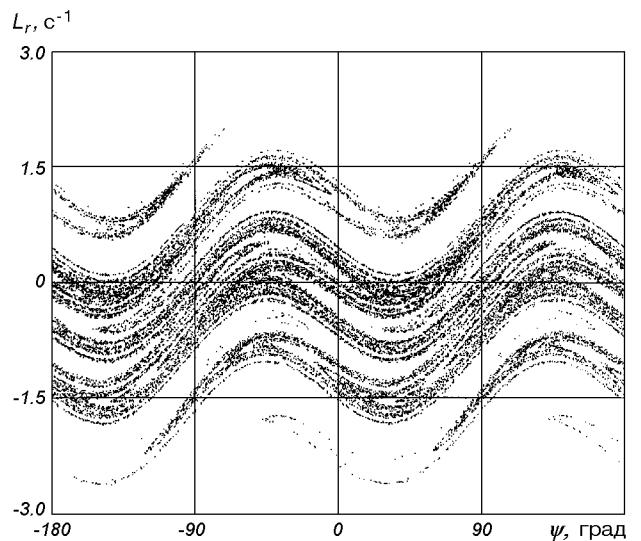


Рис. 3. Фазовый портрет траекторий для параметров системы $z = 0.8$, $k = 0.01 \text{ с}^{-1}$, $\xi = 0.0005 \text{ с}^{-1}$

= 0. Здесь притягивающее траектории множество имеет сложную структуру, причем движение в этой области, в отличие от движения в ранее рассмотренных притягивающих областях, носит нерегулярный (случайный) характер. Эта область устойчива к изменениям начальных условий, шага интегрирования и к малым вариациям параметров системы.

АНАЛИЗ ДВИЖЕНИЙ И ИХ ОБРАЗЫ

Предложенный в работе [5] образ хаотических движений, связывающий нелинейный резонанс с образом пространственной воронки, а его вторичные резонансы — со складками поверхности этой воронки, позволяет объяснить поведение траекторий и при воздействии на систему диссипативных сил.

При отсутствии диссипативных сил хаотическая траектория движения будет проходить каскады первичных, вторичных и т. д. резонансов («каскад трамплинов») то увеличивая, то уменьшая энергию углового движения маятника. Всю область хаотических движений как область перекрытия нелинейных резонансов можно также представить как некоторую большую воронку. Вообще говоря, хаотической траектории доступна вся область хаотических движений, и в силу теоремы Пуанкаре о возвращении траектория будет постоянно возвращаться к каждой своей точке. Исключение из этой области составляют лишь области траекторий с начальными данными, соответствующими достаточно точной настройке на резонанс невысокого порядка продольных и угловых движений маятника (находящиеся на дне резонансной воронки) и траектории маятниковых колебаний возле положения равновесия. Картина движения напоминает движение шарика в рулетке. При отсутствии трения шарик постоянно бы двигался по тарелке рулетки, заскакивая в лунки, но не оставаясь в них. Лишь при определенных начальных параметрах движения шарика он не сможет покинуть лунку.

Воздействие диссипативных сил всегда направлено на уменьшение энергии угловых движений маятника ($\xi\omega_0 r^2$ можно рассматривать как консервативное воздействие). Хаотическая траектория, как и в случае отсутствия диссипативных сил, проходя через каскады резонансов, то увеличивает, то уменьшает энергию угловых движений. Однако при воздействии диссипативных сил становится возможным попадание траектории в область нелинейного резонанса (в неперекрывающуюся часть резонансной воронки) или в области колебаний возле положений равновесия. При некоторых параметрах

систем эта возможность в конечном счете и должна реализоваться. Попав в резонанс, траектория там и останется «вечно», если резонанс может обеспечить подкачуку энергии углового движения равную ее рассеиванию диссипативными силами за период движения. Устойчивость движения в этом случае обусловлена локальным энергетическим минимумом резонансной траектории. Картина движения (рис. 1, 2) действительно подобна рулетке, где шарик случайным образом оказывается в одной из лунок. Только образ лунки не соответствует наблюдаемому движению. Здесь подходит образ именно воронки (воронки, подобной водовороту), когда траектория может быть либо затянута в эту воронку, либо выброшена из нее с существенным приращением энергии.

При увеличении воздействия диссипативных сил (увеличении коэффициента вязкого трения ξ), уменьшается количество резонансов, способных обеспечить соответствующую подкачуку энергии и устойчивость резонансной траектории (рис. 2). При этом сохраняются лишь резонансы низкого порядка, такие как 3:2, 1:1, 1:2. На рис. 4, а для параметров системы $z = 0.8$, $k = 0.02 \text{ c}^{-1}$, $\xi = 0.0001 \text{ c}^{-1}$ показаны фазовые портреты траекторий с начальными данными $L_0 = 41\rho\omega_0$, $\psi_0 = 60^\circ + i$, где i изменяется от 1° до 30° с шагом 1° . Здесь к перечисленным резонансам добавился резонанс 1:4.

Дальнейшее увеличение диссипативных сил приводит к тому, что единственными притягивающими множествами остаются области колебаний возле положений равновесия $\psi = 0$, $\psi = \pi$. Так, любая траектория движения системы при ее параметрах $z = 0.8$, $k = 0.02 \text{ c}^{-1}$ и при $\xi > 0.001 \text{ c}^{-1}$ достаточно быстро попадает в область колебаний возле положений равновесия. На рис. 4, б для параметров системы $z = 0.8$, $k = 0.02 \text{ c}^{-1}$, $\xi = 0.0004 \text{ c}^{-1}$ изображены фазовые портреты траекторий с начальными данными $L_0 = 0.0079 - \rho\omega_0$, $\psi_0 = -180^\circ + i$, где i изменяется от 1° до 360° с шагом 1° . Здесь еще некоторые траектории попадают и остаются в резонансных воронках резонансов 1:1 и 1:2. Рис. 4, в (при $\xi = 0.0009 \text{ c}^{-1}$) построен аналогично рис. 4, б. Здесь уже не наблюдается устойчивых резонансных траекторий. На рис. 4, б, в отчетливо видны изменения характера траекторий при разных значениях кинетического момента (угловой скорости) движения маятника. Для больших угловых скоростей в траекториях отчетливо проявляется их непрерывная зависимость от начальных данных (малое изменение начальных данных приводит к малому изменению траектории — кривые в верхних частях рисунков). При приближении к притягивающим множествам наблюдается эффект их пе-

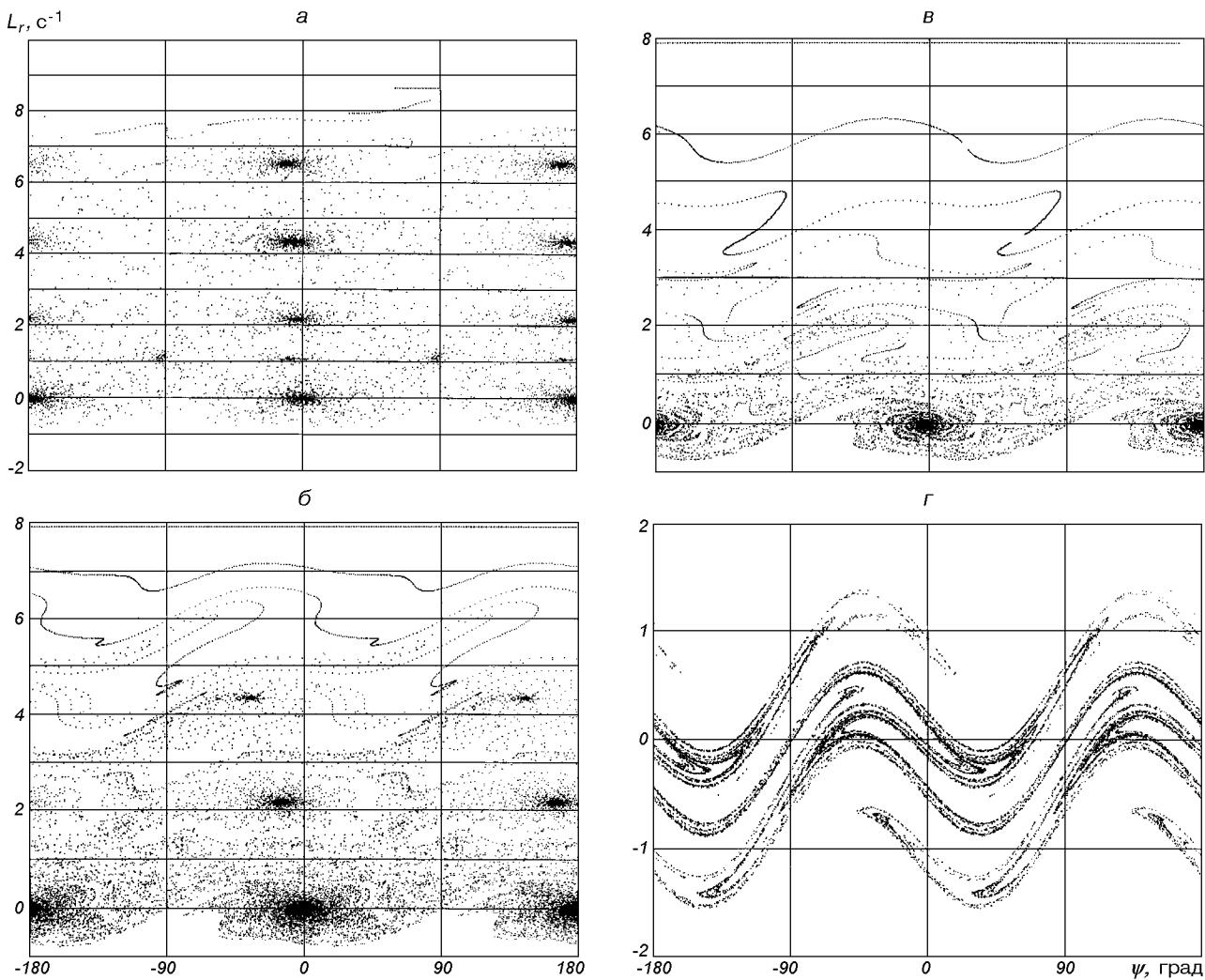


Рис. 4. Фазовый портрет траекторий: a — для параметров системы $z = 0.8, k = 0.02 \text{ c}^{-1}, \xi = 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; b — $z = 0.8, k = 0.02 \text{ c}^{-1}, \xi = 0.0004 \text{ c}^{-1}$; c — $z = 0.8, k = 0.02 \text{ c}^{-1}, \xi = 0.0009 \text{ c}^{-1}$; d — $z = 0.8, k = 0.01 \text{ c}^{-1}, \xi = 0.001 \text{ c}^{-1}$

ремешивания. Это можно объяснить тем, что при достаточно больших угловых скоростях возможная подкачка энергии внутренними силами на периоде продольных колебаний существенно меньше рассеивания энергии диссипативными силами. Линейная зависимость диссипативных воздействий от угловой скорости приводит к уменьшению рассеивания энергии при уменьшении угловой скорости. Сохранение резонансов и говорит о сравнимости возможных подкачек энергии с их рассеиванием. В этом случае сохраняется возможность «перескакивания» траектории через разделители движений из одного резонанса к другому. Здесь можно предложить следующий образ движений. Воздействие диссипативных сил можно представить как поток, направленный с внешних границ хаотической воронки к

центру этой воронки — положениям равновесия, и напор которого линейно зависит от энергии вращательных движений маятника — от высоты над центром воронки. При определенных параметрах этот поток полностью определяет характер движения воображаемого шарика — поток его несет. При ослаблении напора потока при приближении к центру хаотической воронки поток делает завихрение над резонансными воронками (рис. 4, б, в) но еще полностью определяет характер движения. При дальнейшем ослаблении потока он уже не в состоянии вынести воображаемый шарик из глубокой резонансной воронки (рис. 4, б) и не в состоянии «покрыть» разделители движений возле положений равновесия (рис. 4, б, в).

При определенных параметрах системы, таких

как $z = 0.8$, $k = 0.01 \text{ c}^{-1}$ и $z = 0.9$, $k = 0.02 \text{ c}^{-1}$, колебательные режимы движений возле положений равновесия при отсутствии диссипативных сил невозможны (при любых начальных данных траектория переходит во вращательный режим движения). В этом случае при достаточно большом параметре ξ , таком, что уже не существует устойчивых движений в резонансных воронках, единственным притягивающим множеством может быть так называемый «странный аттрактор» (рис. 3). В движении по странному аттрактору траектория проходит каскады разделителей движений, иногда достигая своего максимального значения энергии, но под действием диссипативных сил опять возвращается в область, близкую к положению равновесия. На рис. 3 отчетливо видны «языки» прорыва траектории к ее максимальным значениям энергии. На рис. 4, g показано изменение странного аттрактора при увеличении диссипативных воздействий — $\xi = 0.001 \text{ c}^{-1}$ ($z = 0.8$, $k = 0.01 \text{ c}^{-1}$). При $\xi = 0.002 \text{ c}^{-1}$ для тех же параметров системы притягивающим множеством является резонансное колебание возле положения равновесия.

Для параметров системы $z = 0.9$, $k = 0.02 \text{ c}^{-1}$ не удалось обнаружить странного аттрактора при различных значениях ξ . Здесь, при увеличении ξ всегда существуют устойчивые резонансные движения возле положения равновесия. Проведенный анализ позволяет предположить, что наличие странных аттракторов связано с отсутствием в движении системы устойчивых траекторий и ограниченностью области движений. В этом смысле возможно построение математических критерии существования странных аттракторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Явление детерминированного хаоса в динамике механических систем должно вызвать дискуссию о направлениях развития и задачах теоретической механики. Это явление позволяет и иначе взглянуть на историю развития механики.

Детерминированное описание движения механических систем, определяемое законами Ньютона, фактически сводит задачу определения движения механической системы в случае известных законов взаимодействия тел к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Начиная от анаграммы Ньютона о полезности решения дифференциальных уравнений, развитие классической (ニュートン) механики в значительной степени связано с развитием математических методов анализа дифференциальных уравнений. Описанию ис-

тории попыток человечества воспользоваться детерминированностью движения для его расчета, т. е. попыткам проинтегрировать дифференциальные уравнения движения, можно предпослать эпиграф — «боги смеются». Достаточно просмотреть историю развития небесной механики и историю исследований задачи динамики твердого тела — одних из основных прикладных проблем теоретической механики. В небесной механике основной задачей является задача n тел, т. е. изучение движения n материальных точек, притягивающих друг друга по закону Ньютона. Эта задача полностью решена только в случае $n = 2$. При $n \geq 3$, несмотря на громадную работу выдающихся механиков в течение веков, «могли быть сколь-нибудь изучены лишь немногие частные случаи движения» [7]. В задаче движения твердого тела — четырех материальных точек с неизменными расстояниями между ними — несмотря на огромную проделанную работу, исследованы лишь частные случаи движения. От всевозможных способов и приемов интегрирования в явном виде дифференциальных уравнений и создания многочисленных новых функций до доказательства теорем о невозможности проинтегрировать данные дифференциальные уравнения. От построения всевозможных рядов, дающих решение дифференциальным уравнениям, до доказательства теорем о расходимости этих рядов. Казалось бы, развитие современной вычислительной техники снимает остроту проблемы интегрирования дифференциальных уравнений динамики. Но именно это развитие и позволило определить явление детерминированного хаоса, которое ставит под сомнение ценность всех расчетных моделей (моделей, стремящихся кполноте учета всех факторов динамики и предназначенные для проверки работоспособности механических систем и точного предсказания их движения) если заранее не определены режимы движений, а значит и основные их закономерности. Представляется, что проведенные исследования хаотических движений орбитального маятника наглядно демонстрируют тщетность попыток построения аналитического (точного или приближенного) решения уравнений движения методами современного математического анализа.

В послевоенном бурном развитии механики, и в частности механики космического полета, часто первостепенное значение придается развитию математических методов анализа уравнений движения. Доминирующая в настоящее время в Москве школа математиков-механиков фактически сводит теоретическую механику к особой математической теории. Представляется, что явление детерминированного хаоса еще раз подтверждает, что прогресс

механики связан в первую очередь с развитием искусства моделирования динамики механических систем, составной частью которого (и только) являются методы Лагранжа и Гамильтона. Представляется, что понимание ограниченности математических методов возвращает классическую механику к физике, где интуиция исследователя, его неформальное искусство моделирования и хорошо продуманный эксперимент дают гораздо больше, чем математические теории динамических систем. Здесь ни в коем случае не ставится под сомнение необходимость развития, или, тем более, полезность математических теорий динамических систем. Необходимо только видеть за громадностью стройных рядов математических выкладок малость наших познаний, понимать, что мы работаем лишь в рамках частных моделей, чтобы не абсолютизировать отдельные методы исследований до «истинной» науки. Представляется, что нужно смириться с тем, что на любом этапе развития науки будут существовать неразрешимые проблемы, и с тем, что человеческий разум ограничен (на современном этапе он уже не в состоянии освоить выработанных знаний даже одной ветви науки), чтобы стремиться не противопоставлять, а сопрягать методы и результаты исследований.

Детерминизм ньютоновой механики приобретает существенно ограниченный смысл, если вспомнить, что одной из основных задач механики является определение силовых воздействий на движение тел. Известно, что эти воздействия могут зависеть не только от механического движения тел системы, но и от других физических процессов (например, от солнечной активности). Представляется, что те, кто знаком с историей развития классической механики, и в частности, с исследованием двух выше названных ее классических проблем, понимают, что вводить детерминизм в качестве принципа ньютоновой механики [1] не нужно.

Проведенные исследования показывают, что во многих механических системах существуют режимы движения которые могут наблюдаться только как случайные движения, а при наличие в системе диссипативных сил — и как необратимые. Стремление траекторий движения к резонансным воронкам, а системы — к синхронизации движений, выдвигают еще одну проблему. Дело в том, что к одним и тем же резонансным режимам движения системы могут привести различные законы взаимодействия тел. Вообще говоря, этих законов может быть бесконечное множество, и задача определения сил взаимодействия тел по их движению в синхронных режимах может не иметь однозначного решения. Вспомнив гипотезу А. М. Молчанова [2] о

неизбежной резонансности эволюционно развитых колебательных систем и его гипотезу о том, что кеплерово движение — резонанс 1:1 — может быть также результатом эволюции, можно представить грандиозность задач стоящих перед теоретической механикой в связи с исследованием явления детерминированного хаоса. Сейчас по крайней мере можно утверждать, что представление о том, что закон Ньютона всемирного тяготения непосредственно следует из законов движения небесных тел Кеплера, имеющееся в некоторых учебниках по механике, неверно.

Представляется, что синхронные режимы движений найдут еще более широкое применение на практике как наиболее энергосберегающие режимы. Особый интерес представляет тот факт, что медленные изменения частоты продольных (задающих) колебаний в синхронном режиме приводят к синхронным изменениям частоты вращательных движений.

Хаотические режимы движения могут быть использованы для создания высокочувствительных измерительных устройств. Проходя возле «разделителей движений» — положений неустойчивого равновесия, — траектория системы может изменяться от малейшего воздействия. Поскольку траектории движений имеют случайный характер, то результатом внешнего малого воздействия будет изменение функции распределения. В этой связи можно утверждать, что не смотря на то, что построить «теорию рулетки», дающую выгоды отдельному игроку, в общем случае нельзя, в каждом конкретном случае построение такой теории возможно. Это связано с тем, что каждая конкретная рулетка не идеальна, а следовательно, функция распределения не будет симметричной. Более того, если бы было возможно создать идеальную рулетку, то учет положений Луны и Солнца позволил бы игроку получить дополнительные преимущества в игре. Здесь проявляется то противоречие, что чем идиальней случайный процесс, тем более он чувствителен к внешним воздействиям.

Закончить эти дискуссионные рассуждения о проблемах теоретической механики в связи с явлением детерминированного хаоса хотелось бы следующей картиной. Представим себе множество частиц как-то взаимодействующих между собой и находящихся в беспорядочном движении (типа броуновского). Механическая энергия системы с одной стороны рассеивается, переходя в другие виды энергии, а с другой стороны «подкачивается» из других видов энергии. И представим, что в этом хаосе движений по каким-то причинам, например, из-за доминирующей массы, или просто случайно,

появляется задающая частота — достаточно длительное почти периодическое движение. Тогда при определенных условиях из хаоса движений образуется стройный порядок синхронных движений, причем соизмеримости движений будут пронизывать все движение частиц, и могут проявляться самым неожиданным образом и различными соотношениями (типа соизмеримостей в движении планет Солнечной системы [2, 9]). Добавим к этой картине мазок случайности конкретной синхронизации. Не это ли путь к многообразию существующего?

Работа выполнена при поддержке INTAS, грант № 99-01096.

1. Арнольд В. И. Математические методы классической механики.—3-е изд. — М.: Наука, 1983.—472 с.
2. Белецкий В. В. Очерки о движении космических тел.—2-е изд. — М.: Наука, 1977.—430 с.
3. Берже П.. Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. О детерминированном подходе к турбулентности. — М.: Мир, 1991.—386 с.
4. Пироженко А. В. Хаотические режимы движения в динамике космических тросовых систем. 1. Анализ проблемы // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 2/3.—С. 83—89.
5. Пироженко А. В. Хаотические режимы движения в динамике космических тросовых систем. 2. Механический образ явления // Космічна наука і технологія.—2001.—7,

№ 2/3.—С. 90—99.

6. Субботин М. Ф. Введение в теоретическую астрономию. — М.: Наука, 1968.—800 с.
7. Шустер Г. Детерминированный хаос. Введение. — М.: Мир, 1988.—240 с.
8. Lorenz E. N. Deterministic nonperiodic flow // J. Atmos. Sci.—1963.—20.—Р. 130.
9. Molchanov A. M. The resonant structure of the solar system. The law of planetary distances // Icarus.—1968.—8, N 2.—Р. 203—215.

CHAOTIC MOTIONS IN THE DYNAMICS OF SPACE TETHERED SYSTEMS.

3. INFLUENCE OF ENERGY DISSIPATION

A. V. Pirozhenko

The determined-chaos phenomenon in the dynamics of space tethered systems under the action of exterior dissipative forces is examined with the help of the numerical integration of the model problem equations of motion of an orbital pendulum with a periodically varying boom length. The dissipative forces are simulated as forces of viscous friction with the exterior medium. We show that the random synchronization of motions strange attractors may exist. Mechanical images of stochastic motions under the action of dissipative forces are constructed. The determined-chaos phenomenon is analyzed from the point of view of the history and problems of the classical mechanics.

УДК 629.7

В. В. Каракун, В. Г. Лозовик, В. Н. Мельник, Е. К. Кундеревич

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

Нестационарная задача взаимодействия акустического излучения ракет-носителей с двухступенным гироскопом

Надійшла до редакції 26.10.99

Розкривається механізм пружної взаємодії акустичного випромінювання ракет-носіїв із двохступеневим поплавковим датчиком кутових швидкостей та аналізуються умови виникнення акустичної девіації приладу.

Одним из основных направлений оптимизации полетов ракет-носителей (РН) следует признать эффективность использования аэродинамических маневров в атмосферах планет — торможение, захват воздушной средой и др., — а также повышение точности приборов командно-измерительного комплекса.

Стартовая масса современных ракет может достигать сотен тонн, поэтому для осуществления всех предусмотренных программой маневров носителя необходимо наличие мощных двигательных установок. К двигателям большой тяги следует отнести жидкотопливные и ядерные. Они обеспечивают требуемое приращение скорости в единицу времени.

Вместе с тем на границе струи, вытекающей из сопла двигателя со сверхзвуковой скоростью, обычно образуется зона турбулентного потока, которая генерирует в окружающую среду волны различной частоты. Толщина этой турбулентной зоны, и следовательно, предельные масштабы распространяющихся вниз по потоку вихрей непрерывно увеличиваются по мере удаления от среза сопла.

Интенсивность шума, создаваемого такой струей, пропорциональна ее средней скорости в степени 6...8. При этом мощность акустического излучения составляет 0.4...0.8 % механической мощности двигателей. Таким образом, увеличение тяги двигателей РН приводит к неизбежному увеличению сум-

марного уровня акустической нагрузки как на корпус ракеты, так и на приборы управления и бортовую аппаратуру.

Особо следует отметить отклонение от паспортных характеристик механических систем, содержащих носители кинетических моментов (гироскопы). При совместном действии кинематического и звукового возмущающих воздействий они приобретают свойства, которые существенно снижают точность их показаний и надежность в целом.

Проиллюстрируем сказанное применительно к серийному поплавковому гироскопическому датчику угловых скоростей типа ДУСУ2-6АС, предназначенному для использования на летательных аппаратах длительного действия либо в блоке демпфирующих гироскопов (БДГ), либо в качестве чувствительного элемента трехосной гиростабилизированной платформы (ГСП). Прибор конструктивно состоит из гироузла, передаточного механизма, демпфера, моментного датчика и сильфона. Внутреннее пространство между поплавком и корпусом прибора заполнено тяжелой органической жидкостью, что позволяет не только уменьшить сухое трение на выходной оси, но и повысить устойчивость гироскопа к внешним механическим воздействиям.

Прошедшая внутрь прибора акустическая волна генерирует в элементах конструкции множество форм колебаний, в том числе и резонансных. Воз-

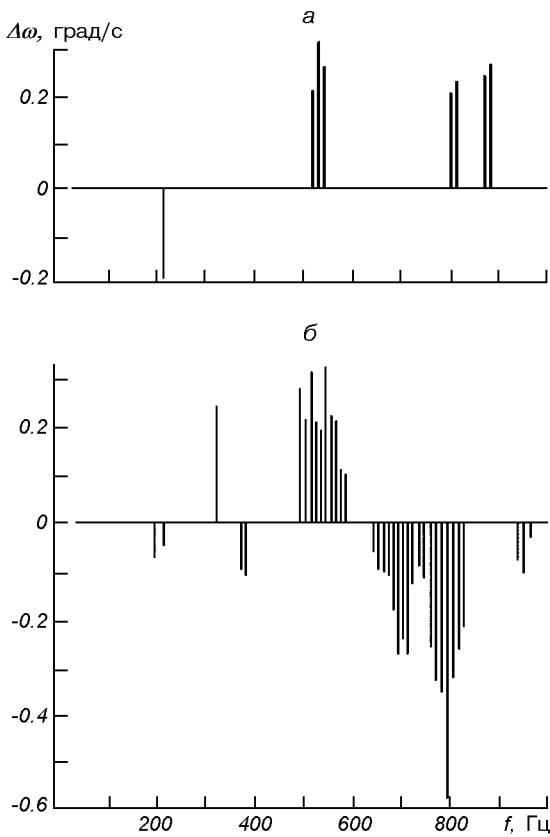


Рис. 1. Погрешности ДУСУ при акустическом воздействии 161 дБ: *а* — сдвиг нуля ДУСУ при отключенном гиромоторе, *б* — погрешности при включенном гиромоторе

никающие в элементах конструкции подвеса волновые процессы приводят к сдвигу нуля выходного сигнала прибора (рис. 1), что является инструментальной погрешностью. С другой стороны, они приводят к возникновению погрешности измерений, вызванной трансляцией энергии звукового поля непосредственно к гироскопу не только через опоры (подобно звуковому мостику), но и через среду, окружающую поплавок. Вследствие этого подвижная часть прибора будет перемещаться в сторону распространяющейся волны давления как абсолютно твердое тело, нагружая выходную ось и увеличивая момент сил сухого трения. Генерируемая на поверхности поплавка акустическая вибрация в условиях качающегося основания, в свою очередь, приведет к появлению возмущающих моментов сил инерции Кориолиса, и в итоге — к появлению «ложного» выходного сигнала (рис. 2). Как видно, при уровне звукового излучения 161 дБ в выходном сигнале ДУСУ наблюдается целый спектр погрешностей, величина которых значительно превышает его порог чувствительности ($0.09^{\circ}/\text{с}$).

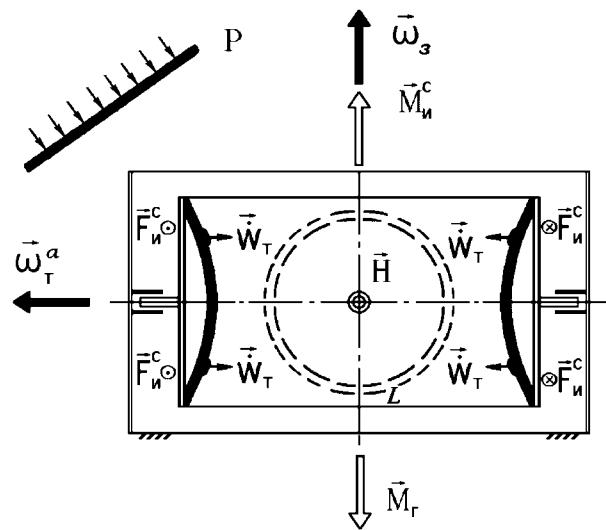


Рис. 2. Влияние акустической вибрации торцов на погрешность ДУСУ

Жидкость, в которую погружен гироскоп, не может одновременно осуществлять функцию уменьшения сил сухого трения на выходной оси и звукоизоляционные функции, так как является лучшим проводником звука, чем газообразная среда. Кроме того, в замкнутом цилиндрическом объеме с жидкостью при акустическом нагружении будут иметь место также зоны существенного усиления звукового поля, так называемые каустики, которые привнесут ряд особенностей в динамику прибора [1].

Таким образом, гироскоп в поплавковом исполнении все же нуждается в «акустическом комфорте» и, как показывают исследования, эта задача является непростой.

Характер и степень влияния акустического излучения, равно как и механические модели возмущенного движения, зависят от соотношения габаритов изделия и половины длины звуковой волны. Если величина этого соотношения близка к единице, то акустическая нагрузка может быть приравнена к равномерно распределенной, а механическая модель — к твердому телу на упругих связях. Если же габаритный размер в несколько раз превышает половину длины акустической волны, то звуковая нагрузка должна рассматриваться как волновое воздействие, а вся конструкция — как система с распределенными параметрами.

Изгибное движение торцов поплавка со скоростью $\dot{W}_T(t)$, очевидно, является относительным по отношению к корпусу прибора — наружному цилинду (рис. 2). Поворачиваясь вместе с РН, дат-

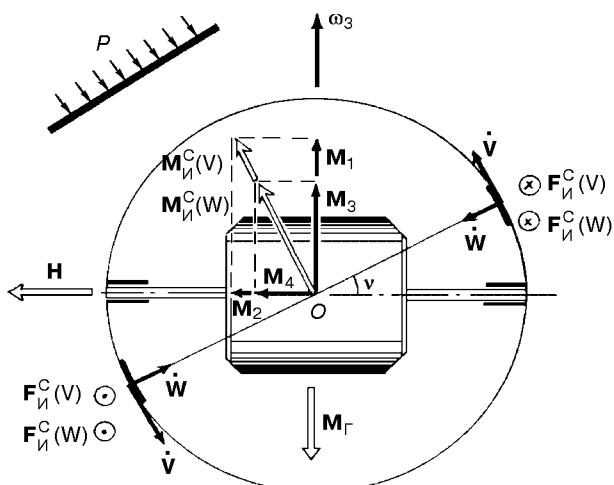


Рис. 3. Влияние перемещений элементов боковой поверхности поплавка на девиацию главной оси

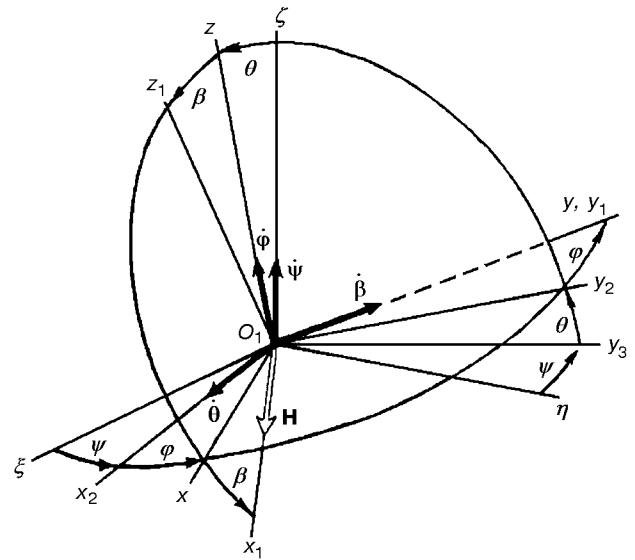


Рис. 4. Выбор системы координат: $O_1\xi\eta\xi'$ — опорная; $O_1x_1y_1z_1$ — жестко связанная с корпусом РН

чик угловых скоростей будет совершать переносное угловое движение, и это послужит причиной появления пары сил инерции Кориолиса F_I^C с моментом

$$M_I^C(t) = LW_C(t) \int dm = \\ = 2m_T L \omega_3 \dot{W}_T(t) \sin[\omega_3, \hat{\vec{W}}_T(t)],$$

где m_T — масса торцевой пластины поплавка.

Рассуждая аналогично, можно установить влияние акустической вибрации цилиндрической части поплавка на погрешность прибора (рис. 3). Здесь $V(t)$ и $W(t)$ — касательная и радиальная составляющие упругих перемещений, которые приводят к появлению возмущающих моментов

$$M_I^C(V) = \int 2RW_C dm = \frac{4J_{II}\omega_3 \dot{V}(t)}{R} \sin\nu, \\ M_I^C(W) = \frac{4J_{II}\omega_3 \dot{W}(t) \sin[\omega_3, \hat{\vec{W}}(t)]}{R},$$

где R , m_{II} , J_{II} — соответственно радиус, масса и момент инерции поплавка с ротором.

Проанализируем возмущенное движение подвижной части ДУСУ при совместном действии на него акустического излучения и кинематического воздействия.

В качестве опорной (стартовой) выберем систему координат $O_1\xi\eta\xi'$, а угловое положение корпуса ракеты-носителя зададим с помощью углов Эйлера (рис. 4). Систему координат $O_1x_1y_1z_1$ жестко связаем

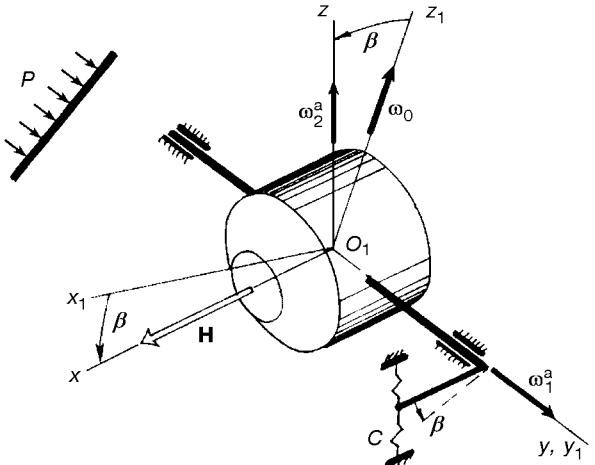


Рис. 5. Система координат, связанная с поплавком

с поплавком (рис. 5). Тогда будут иметь место очевидные соотношения:

$$\omega_x = \dot{\psi} \sin\theta \sin\phi + \theta \cos\phi, \\ \omega_y = \dot{\psi} \sin\theta \cos\phi - \theta \sin\phi, \\ \omega_z = \dot{\psi} \cos\theta + \dot{\phi} + \omega_0,$$

где ω_0 — измеряемая угловая скорость; $\psi(t)$, $\theta(t)$, $\phi(t)$ — соответственно углы рыскания, тангенса и собственного вращения.

Значения угловых скоростей системы координат, связанной с поплавком, определяются формулами

$$\omega_{x_1} = \omega_x \cos\beta - \omega_z \sin\beta,$$

$$\omega_{y_1} = \omega_y + \dot{\beta},$$

$$\omega_{z_1} = \omega_x \sin\beta + \omega_z \cos\beta.$$

Степень влияния кинематического возмущения ω_z можно сразу оценить, если заменить ω_z на $\omega_z \cos\beta$. Тогда

$$\omega^a \approx \frac{2\omega_z \cos\beta}{HR} [m_T R L \dot{W}_T(t) + J_\Pi [\dot{V}(t) + \pi \dot{W}(t)]].$$

Роль кинематических воздействий ω_x и ω_z выясняется путем представления этих величин суперпозицией проекций на оси O_{x_1} и O_{z_1} . Очевидно, что составляющие $(\omega_x)_{x_1}$ и $(\omega_z)_{x_1}$ не будут оказывать влияния на динамику гироскопа, так как совпадают с осью фигуры. В то же время компоненты $(\omega_x)_{z_1}$ и $(\omega_z)_{z_1}$ приведут к возникновению погрешности гироскопа, величина которой определяется соотношением

$$\begin{aligned} \omega_1^a(t) &\approx \frac{2(\omega_x \sin\beta + \omega_z \cos\beta)}{HR} \times \\ &\times [m_T R L \dot{W}_T(t) + J_\Pi [\dot{V}(t) + \pi \dot{W}(t)]]. \end{aligned}$$

Вектор угловой скорости $\omega_1^a(t)$ направлен вдоль выходной оси прибора (рис. 5).

Особо следует остановиться на анализе влияния угловой скорости ω_y . Очевидно, что совокупное ее действие с изгибным движением торцов поплавка образует мгновенно винтовое движение, параметры которого можно вычислить. Оно будет оказывать положительное влияние на прибор, так как приведет к уменьшению трения на выходной оси.

В совокупности с перемещениями боковой поверхности поплавка угловая скорость ω_y с тангенциальной скоростью $\dot{V}(t)$ приведут к появлению сил инерции Кориолиса, линии действия которых пересекают центр подвеса O_1 и, таким образом, не создают момента (рис. 3).

В отличие от этого, радиальные перемещения элементов боковой поверхности со скоростью $\dot{W}(t)$ приведут к появлению пары сил инерции Кориолиса с моментом M_i^c , вектор которого будет направлен перпендикулярно к плоскости рисунка на читателя (рис. 5). В соответствии с теоремой Резаля поплавок будет прецессировать вокруг входной оси с угловой скоростью ω_2^a , вызывая появление гироскопического момента, который уравновесит M_i^c :

$$\mathbf{M}_\Gamma = -\mathbf{M}_i^c.$$

Отсюда легко установить значение скорости прецессии

$$\omega_2^a = \frac{M_i^c}{H \sin(H, \omega_2^a)} = \frac{4J_\Pi \omega_y \dot{W}(t)}{HR},$$

где $\dot{W} = \dot{W}(P, \omega, t)$. Если раскрыть значение скорости $\dot{W}(t)$ радиального перемещения элементов боковой поверхности поплавка, а также воспользоваться соотношениями для представления угловой скорости ω_y через углы Эйлера, то можно провести качественную и количественную оценку этого явления.

Таким образом, составляющие ω_x и ω_z угловой скорости движения корпуса РН будут способствовать проявлению влияния акустического излучения и приведут к дополнительному повороту подвижной части относительно выходной оси с угловой скоростью $\omega_1^a(t)$. Составляющая ω_y приведет, с одной стороны, к уменьшению трения в цапфах, но с другой — к дополнительной прецессии (в пределах люфта) относительно входной оси и нагружению опор. Остается оценить, какой эффект преобладает. Если поплавок имеет нулевую плавучесть, то будет, очевидно, преобладать негативное влияние скорости ω_y . При отрицательной плавучести нужны дополнительные оценки. В дальнейшем будем предполагать, что результирующее влияние этой скорости равно нулю, и обратим внимание только на параметры ω_x и ω_z .

Запишем дифференциальное уравнение движения ДУСУ в форме [2] с учетом полученных соотношений:

$$\begin{aligned} B\ddot{\beta} + R &[[(\omega_z + \omega_2^a \cos\beta)^2 - \omega_x^2] \sin\beta \cos\beta - \\ &- \omega_x (\omega_z + \omega_2^a \cos\beta) \cos 2\beta] + \\ &+ H [\omega_x \sin\beta + (\omega_z + \omega_2^a \cos\beta) \cos\beta] + \\ &+ B(\dot{\omega}_y + \dot{\omega}_1^a) + c\beta + b\dot{\beta} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где J_x, J_y, J_z — моменты инерции поплавка; J, J_0 — полярный и экваториальный моменты инерции ротора;

$$B = J_0 + J_y; \quad R = J_0 + J_z - J_x.$$

Ограничимся рассмотрением только прецессионного движения. Тогда выражение (1) упростится:

$$\begin{aligned} c\beta &= -H\omega_z \cos\beta - H\omega_x \sin\beta - B\dot{\omega}_y - \\ &- H\omega_2^a \cos^2\beta - B\dot{\omega}_1^a, \end{aligned} \quad (2)$$

и из него несложно определить угол поворота подвижной части ДУСУ:

$$\beta = -\frac{H\omega_z \cos\beta}{c} - \frac{H\omega_x \sin\beta}{c} - \frac{B\dot{\omega}_y}{c} -$$

$$-\frac{H\omega_2^a \cos^2 \beta}{c} - \frac{B\dot{\omega}_1^a}{c}. \quad (3)$$

Смысл первых трех слагаемых в правой части этого выражения известен: $(H\omega_z \cos \beta)/c$ — полезный сигнал, пропорциональный измеряемой угловой скорости ω_z ; $(H\omega_x \sin \beta)/c$ — методическая погрешность прибора, обусловленная проявлением перекрестной угловой скорости ω_x ; $B\dot{\omega}_y/c$ — погрешность, вызванная влиянием углового ускорения $\dot{\omega}_y$ вокруг выходной оси.

Два последних слагаемых в правой части формулы (3) получены при теоретическом рассмотрении дифракции звуковых волн на упругом подвесе гироскопа. Конечно, некоторые упрощения, принятые при построении моделей, не позволили учесть все особенности явления, однако можно сделать вполне определенные выводы о структуре акустической девиации и разработке мер по ее устранению.

Угловая скорость ω_2^a в предпоследнем слагаемом по направлению совпадает с входной осью гироскопа. Реагируя на нее, ДУСУ выдает сигнал, соответствующий «ложной» угловой скорости. Это есть акустическая погрешность прибора. Значение этого слагаемого значительно больше, чем других слагаемых, за исключением полезного сигнала $H\omega_z \cos \beta$.

Ускорение $\dot{\omega}_1^a$ в последнем слагаемом выражения (3) увеличивает погрешность измерений, обусловленную инерционными свойствами схемы.

Если положить величину измеряемой угловой скорости равной нулю ($\omega_0 = 0$), можно определить сдвиг нуля прибора, обусловленный воздействием звуковых полей.

Таким образом, акустическая погрешность может быть определена выражением

$$\beta^a = \beta_1^a + \beta_2^a = \frac{H}{c} \omega_2^a \cos \beta + \frac{B}{c} \dot{\omega}_1^a. \quad (4)$$

С учетом полученных ранее соотношений эти формулы могут быть записаны более полно:

$$\beta_1^a = \frac{H}{c} \omega_2^a \cos \beta = \frac{4J_{\Pi} \omega_y \cos \beta \dot{W}(t)}{cR}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \beta_2^a &= \frac{2B}{cHR} \left[[\dot{\omega}_x \sin \beta + \dot{\omega}_z \cos \beta + \dot{\beta}(\omega_x \cos \beta - \omega_z \sin \beta)] \times \right. \\ &\times [m_T R L \dot{W}_T(t) + J_{\Pi} (\dot{V}(t) + \pi \dot{W}(t))] + \\ &+ (\omega_x \sin \beta + \omega_z \cos \beta) \times \\ &\times [m_T R L \ddot{W}_T(t) + J_{\Pi} (\ddot{V}(t) + \pi \ddot{W}(t))]. \end{aligned} \quad (6)$$

Соотношения (5) и (6) позволяют оценивать акустическую погрешность. Необходимо только за-

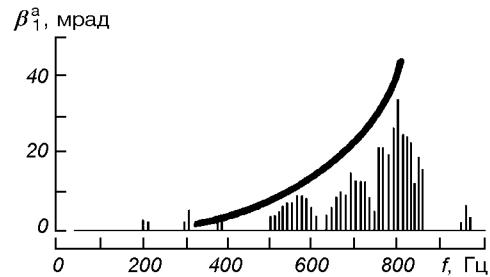


Рис. 6. Систематическая погрешность ДУСУ при акустическом излучении 165 дБ: сплошная линия — расчеты; дискретная — систематическая составляющая, полученная опытным путем

дать кинематические возмущения $\omega_x(t)$, $\omega_y(t)$, $\omega_z(t)$ (или углы рыскания, тангажа и крена), а также установить закон изгибного движения торцов поплавка $W_T(t)$ и закон перемещения элементов его боковой поверхности $V(t)$ и $W(t)$ при акустическом воздействии.

Числовой анализ в основном подтвердил изложенные результаты. Так, за исключением случайных выбросов на частотах 200 Гц, 300 Гц и 380 Гц, акустической девиации ДУСУ (как рассчитанной, так и экспериментальной) практически нет. Начиная с частоты 500 Гц до 850 Гц, она увеличивается по параболическому закону (рис. 6).

Различия графиков в диапазоне 850—1000 Гц объясняются тем, что при расчетах не были учтены торцы поплавка, которые имеют малый импеданс в направлении нормали к поверхности. Кроме того, структура акустического поля может изменяться в пространстве и во времени по иной схеме, чем принятая.

1. Каракун В. В., Лозовик В. Г., Потапова Е. Р., Мельник В. Н. Многомерные задачи нестационарной упругости подвеса поплавкового гироскопа / Под ред. В. В. Каракуна. — Киев: «Корнейчук», 2000.—128 с.

2. Лунц Я. Л. Ошибки гироскопических приборов. — Л.: Судостроение, 1968.—232 с.

NON-STATIONARY PROBLEM OF THE INTERACTION OF ACOUSTIC RADIATION FROM ROCKET CARRIERS WITH TWO-SEDATE GYROSCOPE

V. V. Karachun, V. G. Lozovik, V. N. Melnik, E. K. Kunderevich

The mechanism of elastic interaction of the acoustic radiation from rocket carriers with two-sedate floating gauge of angular speed is revealed, and the conditions under which the acoustic deviation occurs in the device are analyzed.

УДК 629.78

В. В. Авдєєв

Дніпропетровський національний університет

Побудова групи із двох супутників без використання рушійної установки

Надійшла до редакції 22.01.01

Досліджена залежність від проектних параметрів тривалості побудови групи із основного і відокремлюваного від нього допоміжного супутників Землі в околі однієї орбіти та інтервалу часу до першої корекції відстані між ними.

У порівнянні з одночім космічним апаратом (КА) взаємоузгоджений рух основного і допоміжного супутників (ОС, ДС) надає ряд переваг, зокрема у розширенні вимірювальної бази та зони покриття, а також у появі можливості автономним шляхом визначити параметри руху КА [2, 4]. Побудова групи із ОС і ДС і підтримання протягом періоду експлуатації їхнього заданого відносного положення вимагають такого вибору проектних параметрів із урахуванням їхніх можливих відхилень від номінальних значень і непостійності збурювальних факторів, при якому ймовірність зіткнення КА не перевищить заданого значення, а також мінімізації бортової енергії для періодичних корекцій орбіти.

Одним із варіантів побудови групи із ОС і ДС є його відокремлення від ОС пружинним або пневматичним механізмом. Вплив параметрів відокремлення (величини приросту швидкості ДС V_s та її напряму) на ймовірність зіткнення КА шляхом моделювання руху групи визначається в роботі [5]. Плоский відносний рух двох КА, відстань між якими обмежується невагомою нерозтяжною ниткою, із урахуванням опору атмосфери досліджується у [3]. Для різних значень співвідношення між гравітаційними і аеродинамічними силами отримано кінцеві аналітичні вирази координат вектора відносного положення КА й умови переходу до зв'язаного руху. Аналогічний за характером залежності відстані між КА від поточного часу (але без коливальних складових) наближений вираз отримано в роботі [1]. Визначено початкове відносне

положення ДС, що забезпечує найбільшу тривалість інтервалу до чергової корекції його орбіти.

Побудову групи будемо вважати закінченою, коли ДС входить до діапазону робочої відстані (ДРВ) між КА (l_1, l_2). Тривалості входження ДС до ДРВ і перебування у ньому до першої корекції відстані між КА будемо визначати числом витків ОС у незбуреному русі n_f та n_c відповідно. У даній роботі поставлена задача провести аналіз залежностей n_f та n_c від типу групи (ОС—ДС, ДС—ОС), параметрів КА, висоти орбіти, ДРВ, величини додаткової абсолютної швидкості V_s , що надається ДС механізмом його відокремлення від ОС, та її напряму, який визначається кутом β між вектором V_s і трансверсаллю в момент відокремлення t_s (рис. 1). Середня висота майже кругових орбіт складає 400 ... 2600 км, відстань між КА — 50...2000 км, відношення маси ДС до маси ОС $k < 0.2$ і балістичних коефіцієнтів $b_d/b_o > 1$. Швидкість V_s надається у площині орбіти ОС, її величина не перевищує 5 м/с; КА розглядаються як матеріальні точки.

Для прийнятих припущень з похибкою не більше кількох процентів відстань між КА в залежності від числа витків ОС у незбуреному русі n [1]:

$$l(n) = 2\pi n r_0 [1 - \sqrt{x^3} - 3\rho r_0 (b_d x^2 - b_o) n], \quad (1)$$

де r_0 — середній радіус орбіти ОС на витку відокремлення ДС, ρ — щільність атмосфери, x — відношення початкових середніх радіусів орбіт після

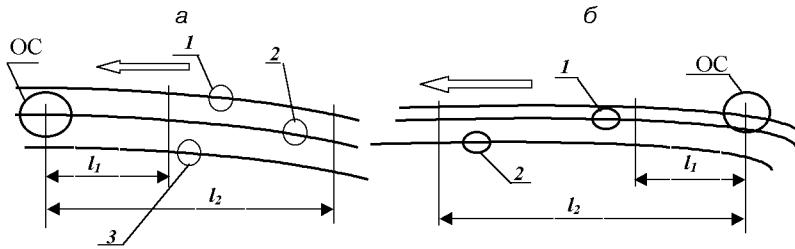


Рис. 1. Зміна відстані між КА при перебуванні ДС у ДРВ: а — група ОС—ДС ($-\pi/2 < \beta < \pi/2$); б — група ДС—ОС ($\pi/2 < \beta < 3\pi/2$); 1, 2, 3 — послідовні положення ДС

відокремлення, $x = r_0^0(V_s, \beta)/r_0^a(V_s, \beta)$.

Перший доданок в (1) визначає вплив на відстань між КА різниці початкових періодів обертання, що утворилася в результаті відокремлення ДС від ОС, другий — вплив аеродинамічного опору. Якщо прийняти до уваги, що додаткова швидкість V_s суттєво менша за швидкість КА $V(t_s)$, то залежність функції x від параметрів відокремлення V_s і β шляхом нескладних перетворень (інтеграл площин, вектор Лапласа, піввісь еліптичної орбіти) можна привести до вигляду

$$x(V_s, \beta) = 1 - 2(1 + k)\sqrt{r_0/\mu} V_s \cos \beta, \quad (2)$$

де μ — гравітаційний параметр Землі. Як видно з (2), для прийнятих припущень $|x - 1| < 0.001$, тому шляхом представлення виразу (1) в околі $x = 1$ двома членами ряду Тейлора оцінка відстані ОС—ДС з додатковою похибкою не більше 0.5 % може бути виражена через параметри відокремлення таким чином:

$$\begin{aligned} l(n) &= 3\pi n r_0 [(1 - x)(1 + 4\pi n r_0 b_d \rho) - 2\pi n r_0 \Delta b \rho] = \\ &= 6\pi n \sqrt{r_0^3} \left[\frac{1 + k}{\sqrt{\mu}} V_s \cos \beta - \pi \rho \sqrt{r_0} \Delta b n \right], \end{aligned} \quad (3)$$

де $\Delta b = b_d - b_o$. У виразі (3) другий доданок множника при $1 - x$ не враховується, тому що він на кілька порядків менший за одиницю, навіть якщо інтервал між корекціями відстані ОС—ДС досягає п'яти років (обмеження n).

Поведінка функції (3) при наявності аеродинамічного опору ($\rho \neq 0$) визначається взаємним розташуванням КА. Якщо ОС рухається попереду ДС ($\cos \beta > 0$, отже: $x < 1$, $l(n) > 0$), то напрям дії факторів різниці початкових періодів обертання і аеродинамічного опору протилежний (група ОС—ДС), у протилежному разі ($\cos \beta < 0$, отже: $x > 1$, $l(n) < 0$) напрям дії цих факторів буде однаковим (група ДС—ОС). Розглянемо ці групи окремо.

При побудові групи ОС—ДС обмеження знизу величини додаткової швидкості V_s , що надається ДС механізмом відокремлення, отримаємо шляхом визначення максимуму функції (3), який, очевидно, не може бути меншим за відстань l_1 від ОС до

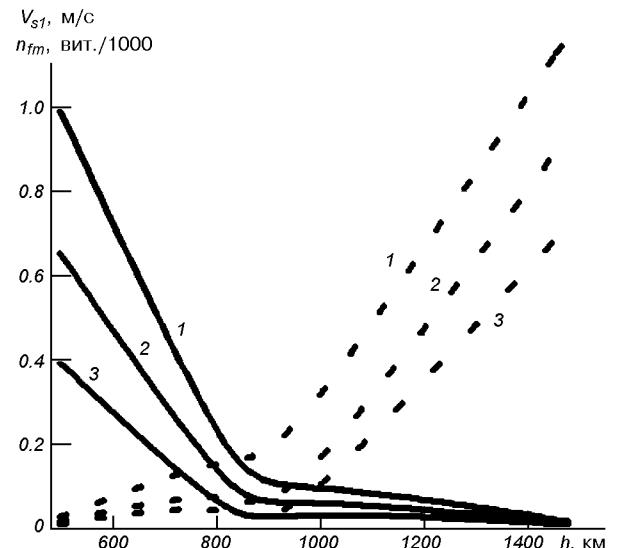


Рис. 2. Обмеження знизу додаткової швидкості V_{s1} ДС при відокремленні і найбільша тривалість n_{fm} побудови групи ОС—ДС при наявності аеродинамічного опору; $F_0 = 200$, $k = 0.1$, $\Delta b = 0.071 \text{ м}^2/\text{кг}$, $l_1 = 100 \text{ км}$, $\beta = 0$; 1, 2, 3 — для ρ_{min} , ρ і ρ_{max} відповідно

початку ДРВ (рис. 1):

$$V_{s1} = \frac{0.82}{(1 + k) |\cos \beta|} \sqrt{\mu l_1 \rho \Delta b / r_0}. \quad (4)$$

Результату (4) відповідає максимальне значення вираженої числом витків тривалості побудови групи

$$n_{fm} = \frac{0.41}{\pi r_0} \sqrt{l_1 / (\rho \Delta b)}. \quad (5)$$

Як видно із виразів (4), (5), при збільшенні висоти орбіти h обмеження V_{s1} додаткової швидкості ДС зменшується, а найбільше значення тривалості побудови групи n_{fm} збільшується (рис. 2). У подальшому величини (4), (5) будуть використані для отримання залежностей вибраних характеристик побудови групи КА n_f та n_c від додаткової швидкості V_s .

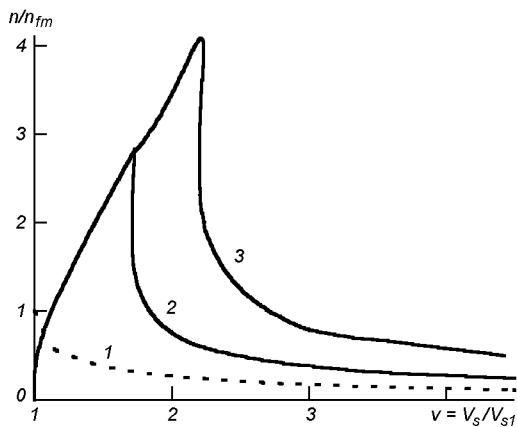


Рис. 3. Відносні тривалості n_f / n_{fm} (крива 1) входження ДС до ДРВ й перебування у ньому до першої корекції відстані (n_c / n_{fm}) для групи ОС—ДС при наявності аеродинамічного опору: 2 — $l_1/l_2 = 3$, 3 — $l_1/l_2 = 5$

Згідно з (3)—(5) тривалість побудови групи ОС—ДС при $V_s > V_{s1}$ становить

$$n_f = n_{fm}(\nu - \sqrt{\nu^2 - 1}), \quad \nu > 1, \quad (6)$$

де $\nu = V_s / V_{s1}$.

Характер залежності інтервалу часу до першої корекції відстані між КА від відношення швидкостей ν визначається тим, через яке обмеження ДРВ (l_1 чи l_2) ДС виходить із нього (3)—(5):

$$n_c = \begin{cases} 2n_{fm}\sqrt{\nu^2 - 1} & \text{при } \nu \leq V_{s2}/V_{s1}, \\ n_{fm}(\sqrt{\nu^2 - 1} - \sqrt{\nu^2 - l_2/l_1}) & \text{при } \nu > V_{s2}/V_{s1}, \end{cases} \quad (7)$$

де V_{s2} — значення V_s , при якому максимум відстані між КА дорівнює l_2 ,

$$V_{s2} = \frac{0.82}{(1+k)\cos\beta} \sqrt{\mu l_2 \rho \Delta b / r_0}. \quad (8)$$

Як видно із (7), (8), при переході швидкості V_s через значення V_{s2} тривалість перебування ДС у ДРВ до першої корекції відстані між КА зменшується у два рази, $V_{s2}/V_{s1} = \sqrt{l_2/l_1}$ (4), (8), (рис. 3). Таким чином при збільшенні додаткової швидкості ДС, що надана йому при відокремленні від ОС, від V_{s1} до V_{s2} має місце зменшення тривалості побудови групи і збільшення інтервалу часу до першої корекції відстані між КА. Отже, швидкість V_{s2} можна прийняти за оптимальну з точки зору вибраних критеріїв (мінімум n_f , максимум n_c):

$$n_f(V_{s2}) = n_{fm} \left(\sqrt{\frac{l_2}{l_1}} - \sqrt{\frac{l_2}{l_1} - 1} \right),$$

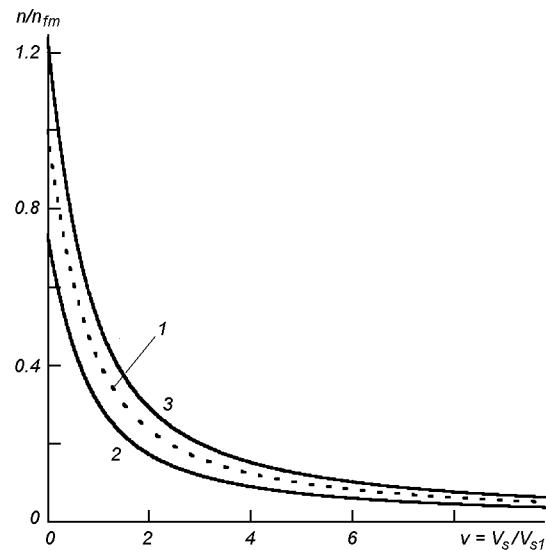


Рис. 4. Відносні тривалості n_f / n_{fm} (крива 1) входження ДС до ДРВ й перебування у ньому до першої корекції відстані n_c / n_{fm} для групи ДС—ОС при наявності аеродинамічного опору: 2 — $l_2/l_1 = 3$, 3 — $l_2/l_1 = 5$

$$n_c(V_{s2}) = 2n_{fm} \sqrt{\frac{l_2}{l_1} - 1}. \quad (9)$$

При побудові групи ДС—ОС ($\cos\beta < 0$), як було зазначено вище, напрям дії факторів різниці початкових періодів обертання і аеродинамічного опору однаковий, в результаті чого знак відносної швидкості ДС не змінюється, тому його вхід до ДРВ можливий, на відміну від групи ОС—ДС, при довільно малих значеннях приросту швидкості V_s . Незважаючи на це, величини (4), (5) також можуть бути використані для отримання функцій $n_f(\nu)$ та $n_c(\nu)$:

$$\begin{aligned} n_f(\nu) &= n_{fm}(\sqrt{\nu^2 + 1} - \nu), \\ n_c(\nu) &= n_f(\nu) \left(\sqrt{\frac{l_2}{l_1}} - 1 \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Як видно із (10), для групи цього типу тривалості побудови групи і перебування ДС у ДРВ до першої корекції однакові (рис. 4) з точністю до постійного множника, який залежить від розташування і розмірів ДРВ (l_1 , l_2).

При відсутності аеродинамічного опору ($\rho = 0$), незалежно від типу групи згідно з виразом (3):

$$\begin{aligned} n_f(V_s) &= \sqrt{\frac{\mu}{r_0^3}} \frac{l_1}{6\pi(1+k)V_s |\cos\beta|}, \\ n_c(V_s) &= n_f(V_s) \left(\frac{l_2}{l_1} - 1 \right), \end{aligned}$$

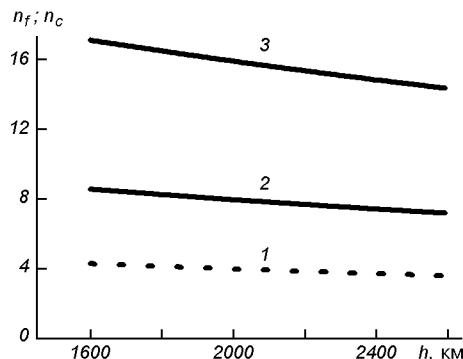


Рис. 5. Тривалості n_f (крива 1) входження ДС до ДРВ й перебування у ньому до першої корекції відстані n_c при відсутності аеродинамічного опору: 2 — $l_2/l_1 = 3$, 3 — $l_2/l_1 = 5$; $k = 0.1$, $V_s = 1 \text{ м/с}$, $l_1 = 100 \text{ км}$, $\beta = 0$

тобто, як і для групи ДС—ОС при $\rho \neq 0$, вибрані характеристики процесу, однакові (рис. 5) з точністю до постійного множника, що також визначається величинами l_1 , l_2 .

Проведений аналіз дає можливість визначити особливості впливу проектних параметрів (r_0 , Δb , k , l_1 , l_2 , V_s , β) і щільності атмосфери ρ на тривалість n_f побудови групи та інтервал часу n_c перебування у ДРВ ДС до першої корекції його орбіти. При наявності аеродинамічного опору у випадку групи типу ОС—ДС оптимальне (мінімум n_f , максимум n_c) значення додаткової абсолютної швидкості V_s , що отримує ДС при відокремленні

від ОС, дає вираз (8), при цьому величини n_f та n_c розраховуються згідно з (9). При відсутності аеродинамічного опору для груп обох типів, а також для групи ДС—ОС незалежно від аеродинамічного опору оптимальне значення V_s досягається на її верхньому обмеженні, якщо пріоритет має характеристика процесу побудови групи n_f , і на нижньому — якщо n_c .

1. Авдеев В. В. Оцінка деформації структури супутник-субсупутник під впливом опору атмосфери // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 5/6.—С. 30—33.
2. Грош К. Б., Ліллестрэнд Р. Л. Автономная навигация спутника, основанная на выбрасывании искусственного зонда // Механика: Сб. переводов иностр. статей. — М.: Мир, 1968.—№ 1.—С. 20—36.
3. Докучаев Л. В., Ефименко Г. Г. Влияние атмосферы на относительное движение связки двух тел на орбите // Космич. исследования.—1972.—10, вып. 1.—С. 57—65.
4. Порфирьев Л. Ф., Смирнов В. В., Кузнецов В. И. Аналитические оценки автономных методов определения орбит. — М.: Машиностроение, 1987.—280 с.
5. Компанієць Е., Сметанін І. Group injection of spacecrafcts // 46th Intern. astronautical congress. — Oslo, Norway, 1995.—Р. 119.

BUILDING A GROUP OF TWO SATELLITES WITHOUT USING AN ON-BOARD THRUSTER

V. V. Avdeev

We investigate the dependence on the design parameters of the time it takes to form a group consisting of the main satellite and the auxiliary one separated from it which both move in almost the same orbit as well as the time interval before the first correction of the distance between the satellites.

УДК 533.27

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

Інститут технічної механіки НАНУ—НКАУ, Дніпропетровськ

Моделирование
радиационной
подветренных
поверхностей
космических
аппаратов
на
в
ионосфере
Земли
электризации
полярной
орбиты

Надійшла до редакції 19.03.01

Розроблено методологію фізичного моделювання радіаційної електризації підвітряних поверхонь елементів конструкції космічних апаратів авроральними електронами при надзвуковому обтіканні їх іоносферною плазмою на низьких та середніх висотах. За результатами стендових, чисельних експериментів та натурних вимірювань визначено рівні заряджання, величини рівноважних потенціалів в залежності від співвідношення концентрацій високогенергійних електронів та позитивних іонів у близькому сліді за тілом і у незбурений плазмі.

На полярной орбите в околосземной плазме условия функционирования космических аппаратов (КА) существенно отличаются от взаимодействия их с окружающей средой на экваториальной, геостационарной и высокоэллиптической орбитах. В области полярного каспа в отличие от экваториальных широт КА испытывают воздействие высокоэнергичных авроральных электронов с температурой $T_{eh} \geq 3$ кэВ, захваченных в радиационных поясах и распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля к Земле (рис. 1) [40]. На низких и средних высотах в отличие от геостационарной и высокоэллиптической орбит зарядно-разрядные процессы, накопление и нейтрализация зарядов на диэлектрических поверхностях КА протекают в условиях сверхзвукового обтекания элементов конструкций и систем аппарата ионосферной плазмой, когда $V_{is} \ll U_\infty \ll V_{es}$ и $R_{KA} \gg \lambda_{ds}$ (здесь $U_\infty \approx 7.5$ км/с — орбитальная скорость КА, V_{is} , V_{es} — тепловые скорости ионов и электронов «холодной» плазмы, R_{KA} — характерный размер элемента конструкции КА, λ_{ds} — дебаевский радиус невозмущенной плазмы).

Заряжение малых спутников DMSP F6 и F7 (Defense Meteorological Satellite Program) на поляр-

ной орбите в авроральной плазме на высоте $h = 840$ км с наклонением орбиты $\theta_H = 99^\circ$ и спутника F13 ($h = 840$ км, $40^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$) до потенциалов

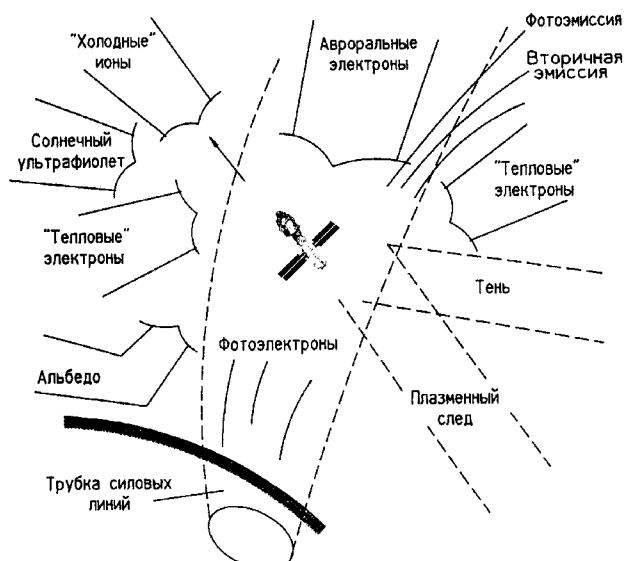


Рис. 1. Взаимодействие КА с авроральной плазмой на полярной орбите

-462 и -459 В наблюдалось при следующих условиях функционирования КА [29, 33]:

- ночная сторона (в тени Земли),
- концентрация ионов холодной плазмы $n_{\text{is}} < 10^4 \text{ см}^{-3}$,
- интегральный поток высокогенергичных авроральных электронов на три порядка превышал максимальный поток ионов $n_{i\infty}$.

Поверхность спутников покрыта многослойным теплозащитным материалом, верхний слой которого — тефлон, а нижняя сторона, обращенная к раме платформы, алюминизирована.

В работе [37] развита приближенная теория переноса зарядов на подветренную поверхность в ближнем следе электродинамически большого ($R \gg \lambda_{\text{ds}}$) диэлектрического тела при сверхзвуковом обтекании его авроральной разреженной плазмой. В основу механизма заряжания положен барьерный эффект, индуцированный близким следом.

Результаты численного моделирования процессов заряжания и сорбции тока микроспутником в ближнем следе большого ($R/\lambda_{\text{ds}} \approx 40$) заряженного ($-\Phi_w \gg 10$) плоского тела представлены в работе [56]. Моделировались условия заряжания в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании пластины на полярной орбите ($h \approx 300$ км).

В работе [31] экспериментально исследована структура электростатического поля и сорбция ионного тока малым электродом, заряженным от -1 до -7 кВ, в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании большого ($R/\lambda_{\text{ds}} \approx 75$) слабо заряженного ($-\Phi_w \leq 1$) диска.

Физическое моделирование и экспериментальное исследование особенностей, процессов радиационной электризации элементов конструкций и фрагментов КА в условиях сверхзвукового обтекания их потоком разреженной плазмы в лабораторных условиях практически не проводилось. Трудности физического моделирования радиационной электризации КА в авроральной плазме сопряжены с необходимостью моделирования структуры сверхзвукового обтекания тела при синхронном облучении его диэлектрических поверхностей потоками высокогенергичных ($T_{\text{eh}} \geq 3$ кэВ) электронов и электромагнитного излучения солнечного спектра. Речь идет о специализированной установке, сочетающей свойства плазменной аэродинамической трубы и электродинамического стенда, в замкнутом объеме которого моделируются условия радиационной электризации КА на полярной орбите. Сложность проведения таких исследований обусловлена необходимостью реализации условий, удовлетворяющих одновременно требованиям плазмодинамического и

электрофизического моделирования.

Плазмодинамический аспект моделирования электрорадиационного воздействия окружающей среды на КА основан на подобии взаимодействия в системе «КА — плазма» для реального тела и модели. Плазмодинамическое взаимодействие характеризуют шесть параметров подобия [3]

$$\begin{aligned} L_1 &= S_{\text{ei}} = \frac{U_{\infty}}{\sqrt{2kT_e/M_i}}, \\ L_2 &= R_d = \frac{R}{\lambda_d}, \quad L_3 = \Phi_w = \frac{e\varphi_w}{kT_e}, \\ L_4 &= \frac{T_e}{T_i}, \quad L_5 = \frac{R}{\rho_i}, \quad L_6 = \frac{R}{\rho_e}, \end{aligned} \quad (1)$$

где U_{∞} — скорость движения тела, $T_{\text{e,i}}$ — температура электронов и ионов, M_i — масса ионов, R — характерный размер тела, λ_d — дебаевский радиус невозмущенной плазмы, e — заряд электрона, φ_w — потенциал поверхности тела, $\rho_{i,e}$ — ларморовский радиус ионов и электронов.

Электрофизический аспект проблемы электрорадиационного взаимодействия основан на подобии электрических и магнитных полей в диэлектрических материалах наружных поверхностей КА при воздействии на них частиц «горячей» плазмы, его характеризуют пять параметров подобия [4]:

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{gE}{n_{\text{eh}}V_{\text{eh}}}, \quad \Pi_2 = \frac{\varepsilon E}{n_{\text{eh}}V_{\text{eh}}\tau}, \\ \Pi_3 &= \frac{n_{\text{eh}}\Lambda_{\text{eh}}}{\varepsilon E}, \quad \Pi_4 = \frac{H}{n_{\text{eh}}V_{\text{eh}}\Lambda_{\text{eh}}}, \\ \Pi_5 &= \frac{\tau E}{\mu \Lambda_{\text{eh}} H}, \end{aligned} \quad (2)$$

где Λ_{eh} — длина пробега заряженных частиц в материале, τ — характерное время процесса, g — удельная проводимость материала, E и H — напряженности электрического и магнитного полей в материале, n_{eh} и V_{eh} — концентрация и скорость «сторонних» заряженных частиц, внесенных в диэлектрик [11].

Шесть параметров подобия плазмодинамического взаимодействия (1), параметр геометрического моделирования $\beta_M = R_M / R_{\text{KA}}$ (R_M — характерный размер модели), число Кнудсена $Kn = \lambda_{ii} / R$ (λ_{ii} — средняя длина свободного пробега для ион-ионных столкновений) и пять параметров электрофизического подобия (2) определяют требования к точности и чистоте физического модельного эксперимента и позволяют сформулировать критериальные

соотношения, устанавливающие связь между параметрами взаимодействия в системе «КА—плазма» в модельном эксперименте и в натурных условиях на орбите [23, 27].

При условии адекватности процесса накопления заряда, достижении одного и того же значения пробивного электрического поля и использовании на стенде идентичных реальных материалов и покрытий элементов конструкций КА ($g_m = g$, $\epsilon_m = \epsilon$, $\mu_m = \mu$, $\Lambda_m = \Lambda$) из (2) следуют соотношения

$$V_{eh} n_{eh} = V_{eh}^{(M)} n_{eh}^M, \quad W_{eh} = W_{eh}^{(M)} \quad (3)$$

для плотности тока и энергии высокoenергичных электронов.

В авроральной зоне на ночной стороне в тени Земли, когда током фотоэлектронов можно пренебречь, равновесный потенциал диэлектрика на подветренной стороне элемента поверхности КА, микроспутника или скафандра космонавта в ближнем следе за КА определяется из баланса потоков высокoenергичных авроральных электронов и заряженных частиц «холодной» ионосферной плазмы:

$$\sum j_\alpha(\varphi_w) = j_{es} - (j_{is} + j_{a_{es}} + j_{b_{es}} + j_{ie}) = 0, \quad (4)$$

где j_{es} — плотность потока облучающих поверхность электронов ($\alpha = s, h$, индекс s относится к медленным «холодным», h — к высокoenергичным, авроральным электронам), j_{is} — плотность потока «холодных» ионов, $j_{a_{es}}$ — плотность потока вторичных электронов, $j_{b_{es}}$ — плотность потока обратно рассеянных электронов, j_{ie} — плотность тока ионно-электронной эмиссии.

При электрорадиационном воздействии авроральной плазмы основная доля тока на поверхность КА переносится электронами с энергией $1 \leq W_{eh} \leq 30$ кэВ. Плотность тока авроральных электронов на полярной орбите $j_{eh} \approx 1 \dots 10$ нА/см² [33, 29]. В ближнем следе за КА плотность авроральных электронов остается практически постоянной ($j_{eh} = \text{const}$) [56]. Их энергия значительно превосходит энергию ионов и электронов «холодной» ионосферной плазмы. Наличие в следе за КА «горячих» электронов приводит к выметанию «холодных» электронов. Они почти полностью исключаются из высоковольтной области ближнего следа.

Собирание «холодных» электронов $j_{es} = en_{es}(\sqrt{kT_{es}/2\pi m_e}) \exp(e\varphi_w/kT_{es})$ отрицательно заряженным КА ($-\Phi_w \gg 10$) пренебрежимо мало.

Радиационная электризация КА на полярной орбите в тени Земли и высоковольтная зарядка микроспутников, подветренных диэлектрических по-

верхностей в ближнем следе за телом происходит при сверхзвуковом обтекании в среде, обедненной положительными ионами и электронами «холодной» плазмы. Уравнение баланса потока заряженных частиц для элемента поверхности на подветренной стороне в ближнем следе за телом имеет вид

$$\sum j_\alpha(\varphi_w) = (1 - \sigma_{eh}) en_{eh} \sqrt{\frac{kT_{eh}}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\varphi_w}{kT_{eh}}\right) - (1 + \gamma_i) j_{iw} = 0, \quad (5)$$

где σ_{eh} — коэффициент вторичной электронной эмиссии «горячих» авроральных электронов, γ_i — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии, j_{iw} — плотность ионного тока.

Физическое моделирование радиационной электризации в ближнем следе за КА на полярной орбите в тени Земли сводится к воспроизведению в стендовых условиях (при использовании образцов или фрагментов элементов конструкций из идентичных реальных диэлектрических материалов и покрытий) натурных значений диапазона энергии и плотности тока авроральных электронов, ионного тока и тока вторичной ионно-электронной эмиссии.

Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде, системы которого позволяют моделировать и имитировать режимы движения, условия сверхзвукового обтекания КА ионосферной плазмой на высотах от 150 до 1000 км и воздействие комплекса факторов космического пространства, включая авроральные электроны с энергиями в диапазоне от 0.1 до 35 кэВ. Схема стендла показана на рис. 2, а. Применение в качестве рабочего тела газов с молекулярной массой от 2 до 131 позволяет при различных режимах работы источника с саморазгоном плазмы моделировать обтекание КА с помощью стационарных высокоскоростных потоков ионизированного газа с минимальными градиентами плотности в осевом и радиальном направлениях рабочей части струи с широким диапазоном значений параметров: $U_\infty \approx 4.5 \dots 80$ км/с, $n_{\alpha\infty} = 10^{10} \dots 10^{17}$ м⁻³, $T_{es} = 1.0 \dots 4.0$ эВ, $T_{is}/T_{es} = 0.1 \dots 0.3$, $2.1 \leq U_\infty / \sqrt{2k T_{es}/M_i} \leq 15.6$. Здесь U_∞ , $n_{\alpha\infty}$ — массовая скорость и концентрация заряженных частиц невозмущенного плазменного потока, T_{is} , M_i — температура и масса ионов.

Для регистрации электромагнитного излучения, сопровождающего разрядные процессы на поверхности диэлектрика плазмодинамический стенд с рабочей камерой диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м оснащен измерительными СВЧ-установками диапазона от 3 до 40 ГГц, электронной пушкой с

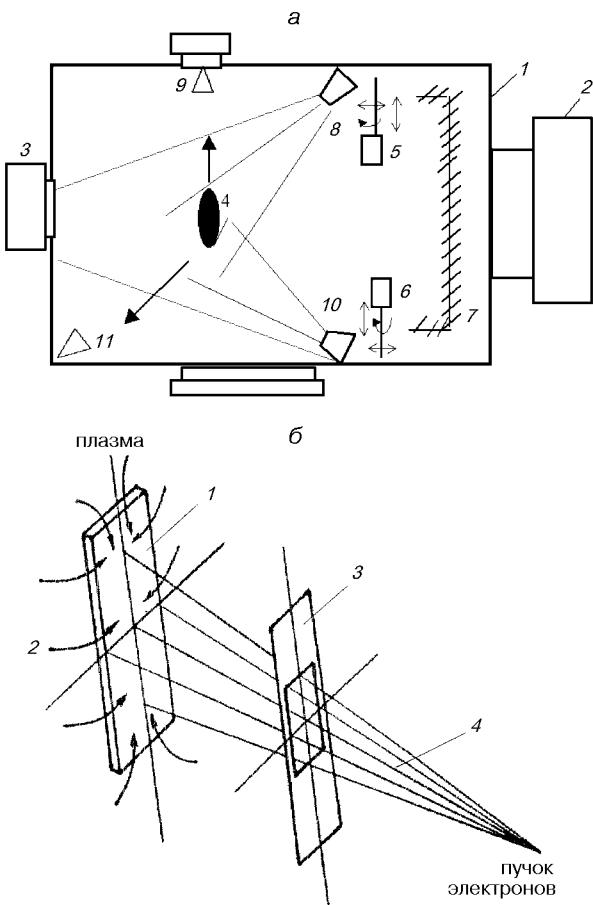


Рис. 2. Схема плазмоэлектродинамического стенда (а): 1 — вакуумная камера, 2 — система откачки, 3 — генератор сверхзвуковых плазменных потоков, 4 — модель элемента конструкции космического аппарата, 5, 6 — системы диагностики, 7 — криопанели (LN_2), 8 — электронная пушка, 9, 11 — антенны СВЧ — систем, 10 — источник ультрафиолетового излучения и схема облучения модели элемента конструкции КА (б): 1 — модель, 2 — сверхзвуковой поток разреженной плазмы, 3 — коллиматор, 4 — пучок высокоэнергетических электронов

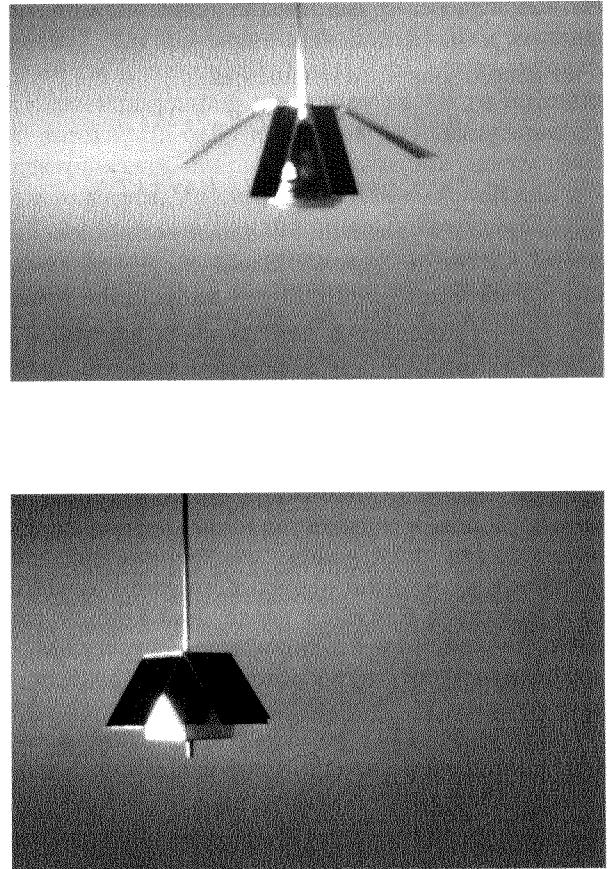


Рис. 3. Картина обтекания моделей КА «Попредження» (а) и «Микроспутник» (б) сверхзвуковым потоком разреженной плазмы (масштаб 1:30)

энергией частиц в диапазоне от 0.1 до 35 кэВ и плотностью потока высокоэнергичных электронов от 0.01 до 100 нА/см², источником электромагнитного излучения солнечного спектра с λ_ν от 115 до 700 нм при плотности потока от 0.01 до 0.1 Вт/см². При скорости откачки около 100 м³/с в камере стенда в рабочих условиях реализуется разрежение до 10^{-4} Па. Картину обтекания моделей КА «Попредження» и «Микроспутник» (масштаб 1:30) сверхзвуковым потоком разреженной плазмы N_2^+ иллюстрируют рис. 3, а и б соответственно.

В экспериментах по ионосферной газодинамике при исследовании сверхзвукового обтекания тел

существенное значение для структуры ближнего следа, распределения заряженных частиц имеет наличие в рабочей камере медленных ионов, образующихся в результате перезарядки высокоскоростных ионов потока плазмы на остаточном газе. Эти ионы играют роль фона для основного потока и могут значительно изменять структуру возмущенной зоны около тела, если их концентрация соизмерима с концентрацией быстрых ионов потока. Качество моделирования при исследовании структуры следа за телом в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы характеризуется отношением $n_f/n_{i\infty}$, где n_f — концентрация медленных ионов.

Концентрация n_f пропорциональна давлению газа в рабочей камере. В работе [45] для оценки минимальных и максимальных значений $n_f/n_{i\infty}$ предложено использовать соотношения

$$(n_f/n_{i\infty})_{\min} = \pi p_n Q_a^+ R_\Pi / (2kT_n) \quad (6)$$

и

$$(n_f/n_{i\infty})_{\max} = p_n S_n Q_a^+ R_\Pi / (4\sqrt{\pi} k T_n), \quad (7)$$

полученные из уравнения баланса возникновения и потерь частиц в потоке. Здесь p_n — давление в рабочей камере, $S_n = U_\infty / V_n$ — скоростное отношение, T_n — температура нейтральных частиц, R_Π — радиус потока, Q_a^+ — дифференциальное сечение перезарядки ионов потока плазмы на остаточном газе.

С другой стороны, в работе [18] в качестве верхнего предела возможной концентрации медленных ионов в невозмущенном потоке принята концентрация электронов, измеренная по электронному току на зонд непосредственно у поверхности пластины в ближнем следе, или концентрация ионов, собираемых изолированной пластиной, экранированной от непосредственного воздействия струи плазмы.

В работах [6, 14] с помощью модифицированного многоэлектродного зонда, ориентированного параллельно вектору скорости потока $n_{i\infty} \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, установлено, что средняя энергия медленных ионов примерно равна средней энергии электронов, а их концентрация при давлении в вакуумной камере ниже $6.5 \cdot 10^{-3}$ Па составляет менее 10 % от концентрации быстрых ионов. Эта величина принята в работе [6] в качестве допустимой при проведении экспериментов по ионосферной газодинамике. Установлено также, что концентрация медленных ионов убывает вдоль оси потока.

В работе [44] при $n_{i\infty} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ в качестве предельного значения для давления в рабочей камере принято $3.3 \cdot 10^{-3}$ Па и $n_f/n_{i\infty} \leq 0.3$. Значение концентрации медленных ионов в плазменных газодинамических трубах в зависимости от давления в вакуумной камере приведены на рис. 4. Точки 1 характеризуют условия в камере работы [18], 2 — в плазменной газодинамической трубе ONERA [44], 3, 4 — значения, измеренные по электронному и ионному токам в ближнем следе за телом в работе [15], точки 5 соответствуют работе [6], 6, 7 — максимально возможные значения концентрации медленных ионов, измеренные по электронному и ионному току и вычисленные по (6) для $n_{i\infty}$, равной $7 \cdot 10^9$ и $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (азот) на плазмогазодинамическом стенде данной работы.

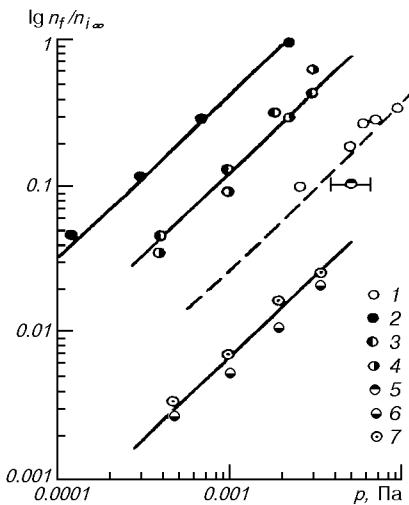


Рис. 4. Концентрации медленных ионов в плазменных газодинамических трубах (обозначения см. в тексте)

Для оценки $n_f/n_{i\infty}$ по (6) и (7) использовались значения параметров тяжелых частиц, измеренные в [24]. По данным рис. 4 при исследовании структуры ближнего следа в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы рабочий диапазон $n_f/n_{i\infty} \leq 0.1$ определен значениями давлений в рабочей камере ниже 0.001 Па [23].

Точность моделирования при исследовании структуры возмущенной зоны около КА в ионосфере в значительной мере характеризуется также расходностью потока плазмы на стенде. Это означает не только угол расходности потока плазмы в целом, но и расходность области взаимодействия размером $(R + \lambda_d)/X$ (X — расстояние между телом и источником плазмы). Способность моделировать режим обтекания большого тела ($R/\lambda_d \geq 10^2$) характеризует отношение X/λ_d (λ_d определен на уровне тела) [32].

При исследовании структуры ближнего следа за телом в потоках синтезированной плазменными ускорителями плазмы необходима проверка подобия структуры возмущенной зоны. Теоретически существование подобия установлено в работах [2, 3], экспериментально — в [16]. Тем не менее на стенде существенное влияние имеет геометрия используемого потока и условия на поверхности тела. Поэтому для проверки подобия структуры возмущенной зоны измерения проводят в сечении струи радиуса $R \leq 0.3R_\Pi$ с равномерным распределением параметров и минимальными градиентами по потоку [21, 41].

При сверхзвуковом обтекании диэлектрического тела бесстолкновительной незамагнеченной плазмой на подветренной поверхности формируется отрицательный равновесный потенциал Φ_w , величина которого в значительной степени определяется параметрами S_{ei} и R_{ds} и достигает значений $\Phi_w^{\max} \approx \approx 15$ [43].

Номинальные значения этих масштабных коэффициентов при среднем уровне солнечной активности, вычисленные для элементов конструкций с характерным размером $R_m = 0.5$ м и $U_\infty = 7.5$ км/с на высотах от 300 до 1000 км лежат в пределах $3.3 \leq S_{ei} \leq 6.0$, $30 \leq R/\lambda_{ds} \leq 208$ [23].

Лабораторная плазма существенно неизотермична. Поэтому на практике при физическом моделировании режима и условий сверхзвукового обтекания элементов конструкций КА в ионосфере целесообразно ориентироваться на температуру электронов $T_{es}^{(M)}$ потока «холодной» плазмы, генерируемой в лабораторных условиях. При заданном отношении температур электронов $T_{es}^{(M)}/T_{es} = \xi_m$ масштабный коэффициент R_{ds} позволяет получить соотношение для концентрации заряженных частиц:

$$n_{i\infty}^{(M)} / n_{i\infty} = \xi_m \quad (8)$$

а масштабный коэффициент $S_{ei} = U_\infty / \sqrt{2kT_{es}/M_i}$ при $M_i^{(M)}/M_i = b_m$ — соотношение для массовой скорости потока «холодной» плазмы:

$$U_\infty^{(M)}/U_\infty = (\xi_m / b_m)^{0.5}. \quad (9)$$

Основным компонентом ионосферной плазмы на высотах от 300 до 1000 км являются ионы атомарного кислорода. Сравнительный анализ потенциалов ионизации, коэффициентов вторичной ионно-электронной эмиссии положительных ионов различных газов на поверхностях большинства материалов свидетельствует о том, что по значениям этих параметров к ионам атомарного кислорода и смеси $O_2^+ + O^+$ наиболее близки значения γ_i ионов смеси $N_2^+ + N^+$ [1, 10, 12, 35].

С учетом номинальных значений параметров ионосферной плазмы на высотах h от 300 до 1000 км при среднем уровне солнечной активности [23], критериальных соотношений (7), (8) при $\xi_m \geq 5$ для ионов N_2^+ ($b_m = 1.75$) следует, что $n_{i\infty}^{(M)}$ изменяется от 10^5 до 10^7 см $^{-3}$, а $U_\infty^{(M)} \geq 12.7$ км.

При сверхзвуковом обтекании тел, покрытых диэлектриком, наблюдается неравномерное распределение равновесного потенциала по поверхности. Поэтому для реализации в физическом эксперименте неоднородной структуры поверхности в каче-

стве модели элемента конструкции КА использовались металлические пластины (Al, нержавеющая сталь 12Х18 Н10Т) длиной $L = 45$ см, шириной $2R = 16$ см и толщиной $\delta \approx 0.1$ см, ориентированные перпендикулярно к вектору скорости набегающего потока. На одну из сторон пластины нанесено диэлектрическое покрытие. В качестве диэлектрика использовались: углепластик ВПС-7 толщиной $\delta \approx 1.8$ мм и терморадиационное покрытие ТР-СО-11: слой эмали (окись цинка + метасиликат калия) толщиной $\delta \approx 0.12$ мм нанесен на покрытие $\delta \approx 0.8$ мм из белой эмали АК-512. Взаимодействие такой модели с потоком разреженной плазмы ближе к реальной ситуации сверхзвукового обтекания элемента конструкции, полностью или частично покрытого диэлектриком (например, панель СБ), в ионосфере, чем обтекание однородно заряженной проводящей пластины.

Схему проведения эксперимента по радиационной электризации диэлектрических материалов и покрытий на подветренных поверхностях при сверхзвуковом обтекании КА в авроральной зоне ионосферы иллюстрирует рис. 2, б. Коллиматор 3 позволяет выделить из пучка высокоэнергичных электронов 4 узконаправленную часть, облучающую только подветренную сторону пластины. В качестве подветренной и фронтальной сторон попаременно использовались металл и диэлектрик.

На рис. 5 представлена типичная циклограмма зарядно-разрядных процессов на подветренной стороне изолированной пластины. Участок А циклограммы соответствует облучению и заряжанию подветренной стороны пластины высокоэнергичными электронами с плотностью тока $j_{eh} = 10$ нА/см 2 и энергией W_{eh} от 5 до 15 кэВ в отсутствие сверхзвукового обтекания ($n_{i\infty} \approx 0$). Участок В характеризует зарядно-разрядные процессы на поверхности подветренной стороны при синхронном облучении высокоэнергичными электронами и обтекании сверхзвуковым потоком разреженной плазмы. Участок С иллюстрирует нейтрализацию остаточного заряда на подветренной поверхности после отключения пучка высокоэнергичных электронов $j_{eh} = 0$ при сверхзвуковом обтекании.

При регистрации циклограмм зарядно-разрядных процессов применялась бортовая система бесконтактного измерения и контроля напряженности электрического поля «Зонд—Заряд». На участках В и С циклограммы рис. 5 потенциал на подветренной стороне при сверхзвуковом обтекании пластины изменяется от значений $-\Phi_w \gg 10$ до $1 \leq -\Phi_w \leq 10$. При этом изменяется и режим сбивания положительных ионов. Согласно оценкам

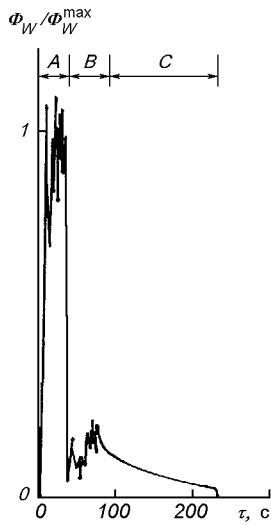


Рис. 5. Циклограмма зарядно-разрядных процессов на подветренной стороне элемента конструкции КА

работы [55] режиму $1 \leq -\Phi_w \leq 10$ соответствуют значения параметра $\xi = d_{sh}/R = 0.8\Phi_w^{3/4}/S_{ei}^{0.5}R_d \ll 1$ (d_{sh} — толщина слоя на фронтальной стороне пластины), а режиму $-\Phi_w \gg 10$ — значения $\xi \approx 1$. Для изолированной двухсторонней (металл — диэлектрик) пластины в отсутствие авроральных электронов реализуется режим «тонкого слоя» $-\Phi_w \leq 10$. При наличии авроральных электронов в следе на фронтальной стороне реализуется режим «тонкого слоя», а на подветренной — режим «толстого слоя» ($-\Phi_w \gg 10$).

Плотность потока ионов на подветренную поверхность формируют две группы ионов: I группа, распределение частиц которой определяется режимом сверхзвукового обтекания при $-\Phi_w \leq 10$, условно — режимом «квазинейтрального» обтекания [7], II группа, ионы которой проникают в область ближнего следа за счет ускорения электрическим полем, создаваемым зарядом $-\Phi_w \gg 10$ на подветренной стороне:

$$j_{iw} = j_{i\infty}^I + j_{i\Phi}^{II}.$$

Обтекание плоского тела сверхзвуковым потоком разреженной плазмы при $-\Phi_w \leq 10$ и $S_{ei} \gg 1$ исследовано теоретически и экспериментально (в стендовых условиях и в ионосфере) многими авторами [2, 17, 50]. Результаты измерений распределения концентрации ионов в ближнем следе за плоским телом при $R_{ds} \geq 100$ немногочисленны и относятся в основном к ИСЗ, стабилизированным вращением

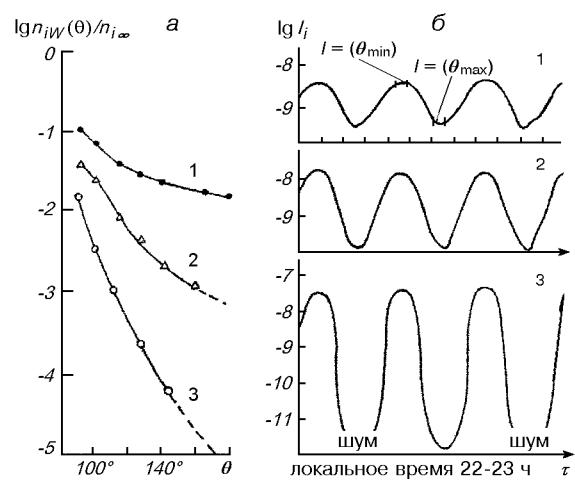


Рис. 6. Радиальные профили нормированного ионного тока на подветренной поверхности ИСЗ «Эксплорер-31» (а) и ионный ток на подветренной поверхности ИСЗ S3-2 (б) (обозначения см. в тексте)

вокруг оси симметрии, ортогональной вектору скорости набегающего потока [7, 47, 50]. Измерения выполнены с помощью электрических зондов, установленных на поверхности КА или вынесенных на штангах.

На рис. 6, а показаны радиальные профили нормированного ионного тока $n_{iw}/n_{i\infty} = I_i(\theta)/I_i(0)$, измеренные на подветренной поверхности ИСЗ «Эксплорер-31» на высотах: 1 — от 700 до 930 км, 2 — от 600 до 900 км, 3 — от 520 до 570 км. Полярная орбита с наклонением около 80° геомагнитной широты. ИСЗ «Эксплорер-31» — цилиндр радиусом $R \approx 40$ см. Штриховые линии соответствуют экстраполированным значениям $n_i(\theta)/n_{i\infty}$. Измеренные величины $n_{iw}/n_{i\infty} = I_i(\theta)/I_i(0)$ соответствуют следующим значениям параметров плазмы: $I = R_{ds} = 20$, $S_{ei} = 4.8$, $\Phi_w = -4.6$, $T_e/T_i = 1.09$, $M_i = 12$; 2 — $R_{ds} = 19$, $S_{ei} = 3.9$, $\Phi_w = -3.1$, $T_e/T_i = 1.06$, $M_i = 12.6$; 3 — $R_{ds} = 56$, $S_{ei} = 5.8$, $\Phi_w = -3.6$, $T_e/T_i = 1.28$, $M_i = 16$ [7, 50]. Из рис. 6, а следует: 1 — $n_{iw}/n_{i\infty} = I_i(180)/I_i(0) \approx 0.11$, 2 — 0.015, 3 — $5 \cdot 10^{-4}$.

Рис. 6, б иллюстрирует изменение ионного тока $I_i(\theta)$ на подветренной поверхности в ближнем следе ИСЗ S3-2 на высотах h : 1 — от 1056 до 1096 км, 2 — от 477 до 510 км, 3 — от 317 до 338 км (экваториальные и средние широты, локальное время $\tau = 22.5 \pm 0.5$ ч). ИСЗ S3-2 имеет форму параллелепипеда [51]. Измеренные значения $n_{iw}/n_{i\infty}$: 1 — 0.1, 2 — 0.01, 3 — 0.0001 соответствуют следую-

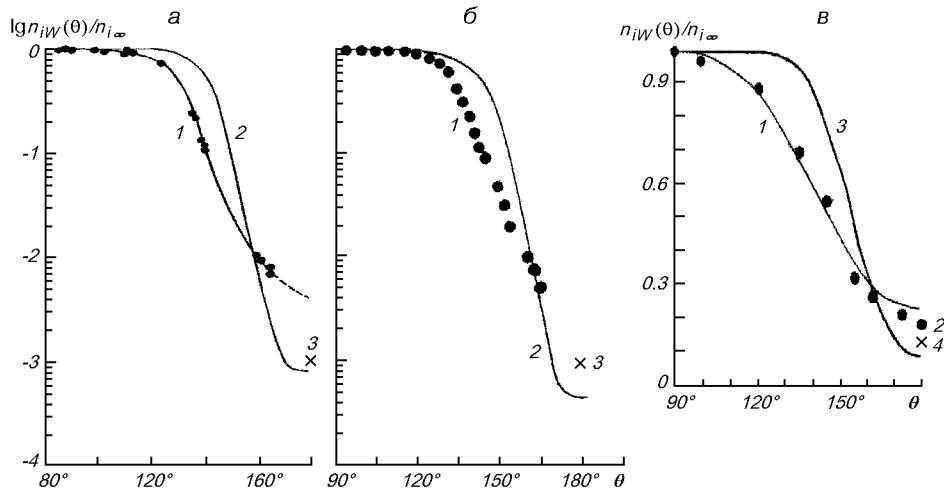


Рис. 7. Радиальные профили плотности ионов в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании большого плоского тела: *а* — «Эксплорер-С(АЕ-С)», $h = 250\ldots410$ км; *б* — «Эксплорер-С(АЕ-С)», $h = 276\ldots313$ км; *в* — цилиндр $R/\lambda_d = 126$, $S_i = 4.1$

щим значениям параметра R_{d_s} : 1 — $R_{d_s} \leq 20$, 2 — $30 \leq R_{d_s} \leq 45$, 3 — $R_{d_s} \geq 45$.

Радиальные значения нормированного ионного тока $n_{iW}/n_{i\infty} = I_i(\theta)/I_i(0)$, измеренные цилиндрическим зондом в ближнем следе на расстоянии $z/R \approx 1.5$ от поверхности спутника «Эксплорер-С (АЕ-С)» показаны точками на кривой 1 рис. 7, *а* и *б*. Измерения выполнены в ночное время на высотах от 250 до 410 км (экваториальные широты). ИСЗ «Эксплорер-С (АЕ-С)» — параллелепипед [48, 49]. Штриховая часть кривой 1 на рис. 7, *а* — экстраполированная зависимость $n_{iW}(\theta)/n_{i\infty}$. Точки на кривой 1 соответствуют значениям $210 \leq R_{d_s} \leq 247$ м и $2.7 \leq -\Phi_w \leq 7.4$; кривая 2 — расчетные значения нормированного ионного тока данной работы, полученные с использованием подхода [25, 26] и интегральных выражений для j_{iW} (плоское тело) из [22]. Точка 3 — расчетные значения из работы [7]. Аналогичные распределения, измеренные на высотах от 276 до 313 км при $S_i = 8.04$, $R/\lambda_{d_s} = 135.7$ и $-\Phi_w = 9.6$ иллюстрирует рис. 7, *б*. Обозначения — те же, что и на рис. 7, *а*.

Экспериментальные исследования структуры ближнего следа за большим ($R/\lambda_{d_s} \geq 100$) плоским телом (проводящий цилиндр) проведены в [22]. В данной работе диапазон значений R/λ_d расширен посредством использования моделей — пластин и цилиндров — длиной $L = 35$ см и поперечным размером (радиусом) $R = 1.0$, 3.1 и 5.0 см. Это позволило для моделей, ориентированных перпен-

дикулярно к вектору скорости набегающего потока разреженной плазмы (N_2^+), в рабочем сечении с концентрацией $n_{i\infty} \approx 3.7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ реализовать при $S_{ei} \approx 4.1$, $T_i/T_e \approx 0.25$ и $-\Phi_w \leq 10$ значения параметра $R/\lambda_{d_s} = 21.3$, 44.7 и 127.

Влияние точной формы тела оказывается только в непосредственной близости от подветренной поверхности для $t \leq S_{ei}^{-2/3}$ ($t = z/RS_{ei}$, z — расстояние от центра модели — цилиндра — вниз по потоку). Поэтому для контроля подобия структуры и распределения концентрации в ближнем следе в непосредственной близости от подветренной поверхности использовались пластина и цилиндр с поперечным размером $R = 5$ см. В частности, при $U_\infty \approx 8.6$ км/с, $n_{i\infty} \approx 2.8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $R_{d_s} \approx 11.4$, $S_{ei} \approx 3.4$, $-\Phi_w \leq 10$ и рабочем давлении в вакуумной камере $2.5 \cdot 10^{-4}$ Па структура ближнего следа идентична распределению ионов в следе за цилиндром при $-\Phi_w = 1$ и 20 работы [13]. Измерения в работе [13] проведены в потоках плазмы азота и аргона при значениях $n_{i\infty}$ от 10^7 до 10^8 см^{-3} , $S_{ei} = 6.2$, $R_{d_s} \approx 8$, T_{e_s} от 1 до 3.5 эВ и рабочем давлении от $2.7 \cdot 10^{-3}$ до $5.5 \cdot 10^{-3}$ Па. Идентичность структуры ближнего следа свидетельствует о пренебрежимо слабом влиянии медленных ионов на распределение заряженных частиц при сверхзвуковом обтекании плоского тела в данной работе. При $R/\lambda_{d_s} \leq 10$, $-\Phi_w \leq 20$ и $T_e/T_i \gg 1$ в ближнем следе за плоским телом наблюдается исчезающий при перемещении вдоль по потоку пик ионного тока.

Область повышенной концентрации ионов на оси следа локализована на участке $2 \leq z/R \leq 4$, за которым вновь наблюдается равномерное заполнение ионами зоны разрежения.

Параметры потока плазмы в ближнем следе за телом измерялись с помощью подвижных электрических зондов трех типов: одиночного цилиндрического зонда, плоского зонда с рабочей поверхностью диаметром 3.5 мм, выполненного из молибдена, цилиндрического зонда, выполненного в виде термоанемометра с рабочей частью, изготовленной из вольфрамовой нити диаметром 0.06 мм и длиной 6.5, и многоэлектродного зонда-анализатора. Одиночный цилиндрический зонд изготовлен из молибденовой нити диаметром 0.09 мм и длиной 4 мм. При измерениях особое внимание уделялось чистоте зонда: непосредственно перед измерениями рабочая поверхность зонда подвергалась интенсивной бомбардировке ионами и электронами плазмы.

Радиальные профили плотности ионов в ближнем следе за большим ($R/\lambda_{ds} \approx 100$) цилиндром в сечении $z/R \approx 1.8$ показаны на рис. 7, в. Кривая 1 — численное решение задачи обтекания диэлектрического цилиндра при $S_{ei} = 4$, $R/\lambda_{ds} \approx 100$ работы [53]. Точки 2 — результаты измерений данной работы $S_{ei} = 4.1$, $R/\lambda_{ds} \approx 126$ и $-\Phi_w \approx 5$. Кривая 3 — численное решение данной работы. Точка 4 — расчетные значения n_i работы [46] для дискретной модели обтекания большого плоского тела.

Изменение нормированной $n_{iw}/n_{i\infty} = I_i(\text{след})/I_{i\infty}$ плотности потока ионов вдоль оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого ($R_{ds} \geq 100$) плоского тела иллюстрирует рис. 8, а. Здесь $I_i(\text{след})/I_{i\infty}$ — отношение возмущенного ионного тока к его невозмущенному значению в том же сечении. Кривая 1 рис. 8, а характеризует численное решение для распределения ионов в ближнем следе за плоским телом в «нейтральном» приближении из [7], кривые 2, 3 — численное решение для дискретной модели плоского обтекания тел сверхзвуковым потоком разреженной плазмы при $T_e/T_i = 1$ и 4 [8, 17], кривая 4 — численное решение данной работы с использованием подхода [25, 26] и интегральных выражений для j_{iw} из [39] при $S_{ei} = 4.1$, $R/\lambda_{ds} = 126$ и $-\Phi_w = 10$. Точки 5 — результаты измерений в ближнем следе за цилиндром данной работы для $S_{ei} = 4.1$, $R/\lambda_{ds} = 126$ и $-\Phi_w \approx 10.3$, $T_e/T_i \approx 4$. Точки 6 и 7 — численные данные работы [56] при $R/\lambda_{ds} \approx 40$, $-\Phi_w \approx 0$ и 20 соответственно; точки 8, 9, 10 — результаты измерений на ИСЗ «Эксплорер-С» (AE-C) при $R/\lambda_{ds} = 116.3$, 135.7, 162.5 и 102–174, $-\Phi_w \leq 10$ и $5.9 \leq S_{ei} \leq 8.04$. Точки 11 — значения n_i , измеренные на спутнике S3-2 при $R_{ds} \geq 45$, $-\Phi_w \approx 10$ [51]. Точки 12 — результаты измерения n_i в ближнем следе за КА «Спейс-Шаттл» ($R_{ds} \approx 2 \cdot 10^3$,

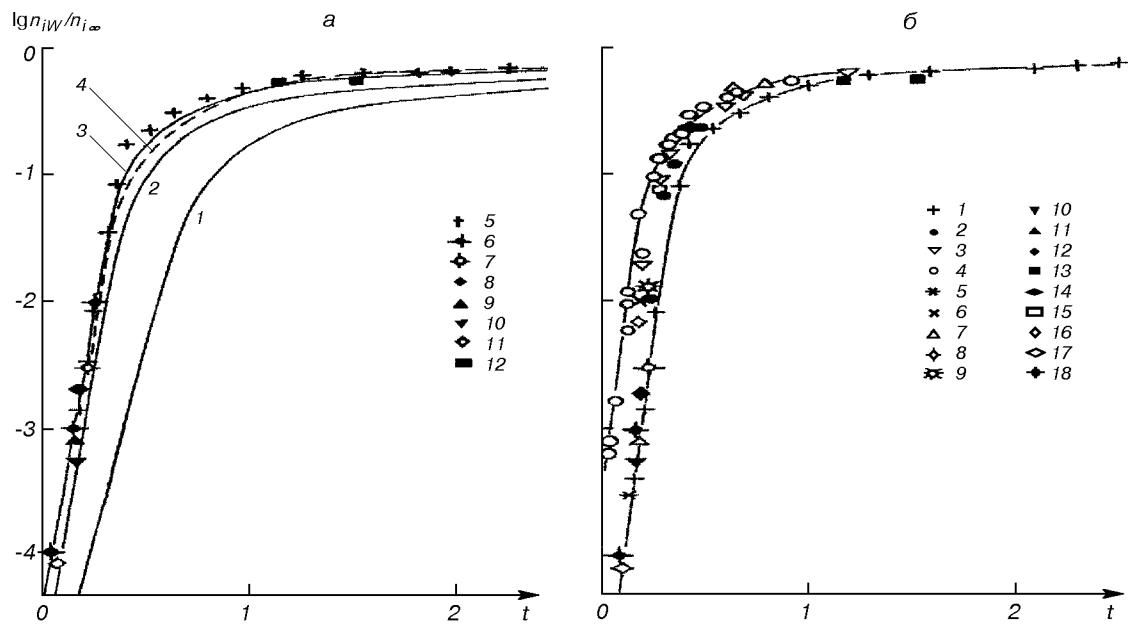


Рис. 8. Нормированная плотность потока ионов на оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого плоского тела (обозначения см. в тексте)

$S_{ei} \approx 3.35$ [42, 46]. При переходе от цилиндра к пластине введением эффективного радиуса $R_{\phi} \approx R\sqrt{1 + 0.5(R/z)^2}$ [7] внесены поправки, учитывающие форму тела.

На рис. 8, б приведены результаты стендовых модельных и натурных спутниковых измерений плотности ионов в ближнем следе $n_i(t)$ при сверхзвуковом обтекании пластины разреженной плазмой при $9 \leq R/\lambda_{d_s} \leq 200$ и $-\Phi_w \leq 10$. Для $t \geq S_{ei}^{-2/3}$ значения $n_i(t)$ даны с учетом перехода от цилиндра к пластине.

Точки 1, 2, 3, 4 — результаты измерений $n_i(t)$ в ближнем следе за пластиной данной работы при $S_{ei} \approx 4.1$, $-\Phi_w \leq 10$ и $R/\lambda_{d_s} = 126, 44.7, 21.3, 8.6$ соответственно. Точки 5, 6 — данные измерений $n_i(t)$ на ИСЗ «Эксплорер-31» (5 — R_{d_s} от 85.7 до 114.3, h от 519 до 567 км, $S_i \approx 6.5$, 6 — R_{d_s} от 19 до 20, h от 630 до 690 км, $S_i \approx 4.0$) [23, 49]. Точки 7 — лабораторные измерения [13] при $S_{ei} \approx 6.2$, $-\Phi_w \approx 20$ и $R_{d_s} \approx 8.0$, 8 и 9 — значения $n_i(t)$, измеренные на спутнике «Эксплорер-С (AE-C)» при $S_i \approx 6$, R_{d_s} от 102 до 174 и R_d от 37 до 89. Точки 10, 11, 12 — результаты, полученные на ИСЗ «Эксплорер-С (AE-C)» при $R_{d_s} = 135.7, 162.5$ и 116.3 [48, 49], 13 — измерения в следе за «Спейс-Шаттлом» ($R_d \approx 2000$) в работах [42, 46], 14 — расчетное значение n_i в ближнем следе за диэлектрическим цилиндром из [53], 15—17 — результаты измерений на S3-2 при $25 \leq R_{d_s} \leq 55$ и $3 \leq S_i \leq 8$ [51]. Точки 18 — численные данные работы [56] при $S_i = 8$, $R_{d_s} = 40$, $-\Phi_w \approx 0$ и 20.

С учетом специфики влияния степени неизотермичности плазмы на распределение плотности заряженных частиц в ближнем следе [8, 34] данные рис. 8, а, б свидетельствуют о том, что дискретная модель плоского обтекания тел точнее характеризует результаты измерений n_i на оси следа при $-\Phi_w \leq 10$ и $z/R \leq 5$.

Сравнение результатов стендовых и натурных измерений свидетельствует о соответствии измеренных распределений плотности заряженных частиц теоретическим моделям ближнего следа, что по сути и служит критерием точности моделирования структуры возмущенной зоны, ближнего следа при сверхзвуковом обтекании плоского тела в лабораторной плазме и в ионосфере.

Плотность потока ионов «холодной» плазмы, захваченных электрическим полем заряда, возникающего при облучении подветренной поверхности высокогенеричными авроральными электронами, за-

висит от потенциала Φ_w , размера пластины R/λ_d и ионно-звукового числа Maxa S_{ei} .

При $\xi \geq 1$ — режим толстого слоя — для диапазона значений $3 \leq S_{ei} \leq 6$, типичных для высот от 300 до 1000 км [23], в соответствии с оценками работ [37] для $R/\lambda_{d_s} \gg 1$ и [56] для $R/\lambda_{d_s} \geq 40$ плотность потока ионов из плазмы ближнего следа за плоским телом на его подветренную поверхность (пластина, цилиндр) определяется из условия: $j_{\infty}^{(I)}/j_{\Phi}^{(II)} \ll 1$. Ток на подветренную поверхность определяется в основном II группой ионов $j_w \approx j_{\Phi}^{(II)}$. Плотность потока ионов в таком случае может быть определена в рамках теории собирания тока электрическим зондом в разреженной плазме. При большом экранирующем слое $r_c/R > \Phi_w^{0.5}/S_{ei}$ и $\Phi_w/S_{ei}^2 \gg 1$ ток ионов на подветренную поверхность равен току на зонд в неподвижной плазме. В соответствии с теорией собирания ионного тока цилиндрическим зондом (пластины) [23, 36] плотность потока ионов на подветренную поверхность может быть представлена в виде

$$j_w = e n_{i_w} \left(\frac{k T_{es}}{2 \pi M_i} \right)^{0.5} i_i^+ (\Phi_w, R_{d_s}, S_{ei}, T_e / T_i), \quad (10)$$

где i_i^+ — безразмерный ионный ток, расчетные значения которого для $T_e/T_i = 1$ и 0 приведены в [23, 36]. Определение n_i по (10) сопряжено с необходимостью применения итерационной процедуры. Применение модифицированных теорий зондового тока [20, 52] позволяет несколько упростить итерационную процедуру для широкого диапазона R/λ_d и Φ_w . Согласно модифицированной теории ионного тока на цилиндрический зонд [20]

$$j_w = 0.4 e n_{i_w} \left(\frac{2 k T_e}{M_i} \right)^{0.5} F_i^+ (\Phi_w, S_{ei}, r_c/R), \quad (11)$$

где r_c — радиус приэлектродного слоя, n_{i_w} — концентрация ионов в ближнем следе, F_i^+ — безразмерный ток на зонд. Значения F_i^+ приведены в [20, 23].

Отношение r_c/R определяется по значению функции

$$\beta_*^2(r_c/R) = 1.468 \cdot 10^{-5} \frac{l \varphi_w^{3/2}}{R I_i \sqrt{M_i/m_e}} \left(1 + \frac{2.66}{\sqrt{\Phi_w}} \right), \quad (12)$$

где R — радиус, l — длина рабочей части зонда.

Функция β_* затабулирована в [23, 38]. Найденные значения r_c/R позволяют для фиксированного Φ_w определить концентрацию ионов n_{i_w} на подветренной стороне диэлектрика в ближнем следе при

сверхзвуковом обтекании плоского тела. Погрешность определения n_i по сравнению с теорией Лафрамбуаза при $T_i/T_e \ll 1$ не более 25 % [52]. Полученные таким образом значения n_i могут быть использованы в качестве первого приближения в итерационной процедуре вычисления n_i с применением точных теорий ионного тока на зонд. Связь между точной и модифицированной теориями — между параметрами R/λ_{d_s} и r_c/R — может быть установлена с помощью соотношения

$$\beta_*^2(r_c/R) = \frac{8\sqrt{\pi}}{9} \frac{\Phi_w^{3/2}}{(R/\lambda_{d_s})^2 i_i^+} \left(1 + \frac{2.66}{\sqrt{\Phi_w}} \right). \quad (13)$$

При $\xi < 1$ в соответствии с представлениями работы [55] соприятие ионного тока на подветренную поверхность заряженной пластины, ориентированной перпендикулярно к вектору скорости набегающего потока, определяется соотношением

$$j_w \approx C_w(\xi) e n_{i_\infty} U_\infty. \quad (14)$$

Значения функции $C_w(\xi)$ для $0.05 \leq \xi \leq 0.37$ и $S_{ei} = 5.66$ приведены в [55]. Из (10) и (13) следует $F_i^+ \approx 2.5C_w(\xi)S_{ei} \approx 14.1C_w(\xi)$.

Экспериментальные исследования радиационной электризации подветренных поверхностей авроральными электронами проводились в сверхзвуковых потоках разреженной плазмы N_2^+ с концентрацией заряженных частиц n_{i_∞} от $1.6 \cdot 10^5$ до $5.7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ при T_e от 1.0 до 1.7 эВ и значениях скорости $U_\infty \approx 8.4$ и 11.9 км/с ($S_{ei} \approx 3.1$ и 4.3 , $4.2 \leq R/\lambda_{d_s} \leq 25.7$).

Пластина ($2R \approx 16 \text{ см}$) установлена на расстоянии $X \approx 180 \text{ см}$ от среза источника плазмы в сечении струи $R_{ii} \approx 25 \text{ см}$, радиус среза ускорителя $r_{ii} \approx 6.5 \text{ см}$.

В качестве эталонного образца использовалась изолированная пластина Al, одна сторона которой покрыта диэлектриком. Это обусловлено следующими обстоятельствами:

- измеренная зависимость $\varphi_w^{Al} = \varphi_w(W_{eh})$ при облучении изолированной пластины пучком высокоэнергичных электронов в диапазоне $1 \leq W_e \leq 20 \text{ кэВ}$ практически линейна;
- значения равновесных потенциалов $\varphi_{w_p}^{Al}$ при $W_{eh} = 5$ и 8 кэВ с погрешностью не более $\pm 3 \%$ совпадают с результатами измерений работы [4];
- в рассматриваемом диапазоне энергий W_{eh} от 1 до 20 кэВ для Al и Al_2O_2 имеются обширные хорошо согласующиеся между собой данные о

значениях и зависимостях коэффициентов вторичной электронной эмиссии $\sigma_{eh} = \sigma_{eh}(W_{eh})$ и вторичной ионно-электронной эмиссии $\gamma_{N_2^+}$ [5, 9, 12, 19, 30, 35, 54];

- уровни заряжания, величины равновесного потенциала φ_w на участках А и В циклограммы при одних и тех же условиях облучения высокоэнергичными электронами и сверхзвукового обтекания «холодной» плазмой определяются эмиссионными процессами — значениями коэффициентов σ_{eh} , γ_i и плотностью потока ионов j_{iw} .

Сравнение циклограмм зарядно-разрядных процессов для Al и углепластика ВПС-7 свидетельствует о равенстве (с погрешностью $\leq 5 \%$) величины равновесных потенциалов на участках А и В в диапазоне энергий W_{eh} от 5 до 15 кэВ при одних и тех же условиях эксперимента. Это позволяет говорить об идентичности эмиссионных процессов и равенстве коэффициентов σ_{eh} и γ_i для одного и того же сорта ионов «холодной» плазмы, а также о равенстве плотности ионного тока на подветренную сторону пластины j_{iw} .

Для любого диэлектрика величина коэффициента вторичной эмиссии σ_{eh}^{Al} может быть определена по участку А циклограммы с использованием линейной части зависимости $\varphi_w^{Al}(W_{eh})$, условия $\varphi_w^{(A)}(W_{eh}^{(1)}) = \varphi_w^{(A)}(W_{eh}^{(2)})$ и данных для зависимости $\sigma_{eh}^{Al}(W_{eh})$ [5, 19, 30, 54]. Откуда $\sigma_{eh}^{Al}(W_{eh}^{(1)}) = \sigma_{w_{eh}}^{Al}(W_{eh}^{(2)})$.

Если для участка В циклограмм $\varphi_w^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \neq \varphi_w^{(B)}(W_{eh}^{(2)})$, то посредством реализации режимов облучения пластины Al или диэлектрика пучком высокоэнергичных электронов с $W_{eh}^{(1)} \neq W_{eh}^{(2)}$ в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы при $n_{i_\infty} = \text{const}$, $T_e = \text{const}$, $U_\infty = \text{const}$, $M_i = \text{const}$ ($S_{ei} = \text{const}$, $R/\lambda_{d_s} = \text{const}$) так, чтобы $\varphi_w^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \approx \varphi_w^{(B)}(W_{eh}^{(2)})$, из соотношения (5) для Al можно оценить величину $j_{iw} = j_{iw}(\Phi_w, R/\lambda_{d_s}, S_{ei})$, а также $j_{iw}^{(Al)} \approx j_{iw}^{(D)}$. Выполнение этого условия позволяет из (5), записанного для диэлектрика при $W_{eh}^{(2)}$, оценить величину коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии $\gamma_i^{(Al)}(\Phi_w^{(B)})$. Такая процедура применялась при анализе циклограмм ТР-СО-11.

В экспериментах роль фронтальной и подветренной сторон поочередно выполняли Al и ВПС-7, Al и ТР-СО-11, нержавеющая сталь 12Х18Н10Т и ВПС-7. На подветренной стороне пластины устанавливался равновесный потенциал $-\varphi_w > 200 \text{ В}$, а на фронтальной стороне $\varphi_f \ll \varphi_w$. При $S_{ei} \approx 4.3$, $R/\lambda_d \leq 25.7$ и T_e от 1.0 до 1.7 эВ в ближнем следе

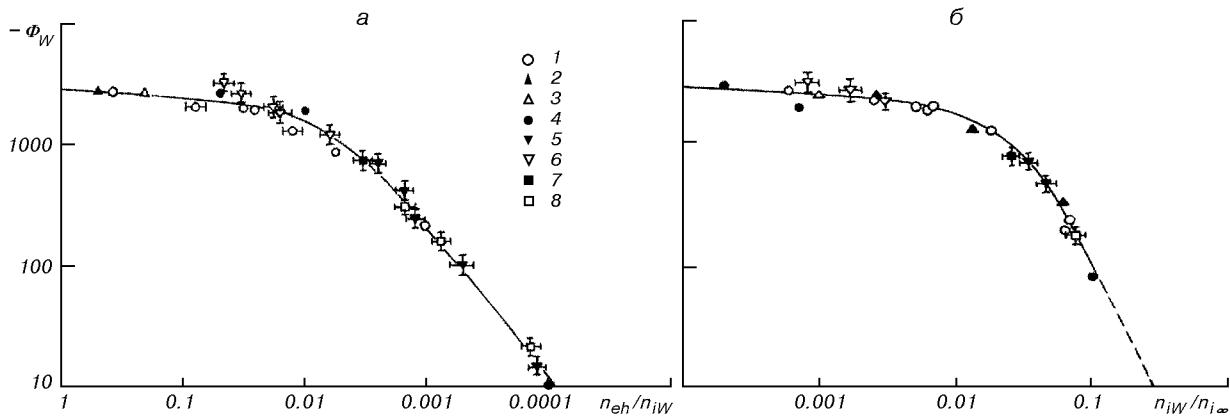


Рис. 9. Равновесный потенциал подветренной поверхности элемента конструкции КА при сверхзвуковом обтекании потоком разреженной плазмы

на подветренной стороне пластины реализован режим «толстого» слоя ($\xi \geq 1$), что позволило для интерпретации результатов измерения j_{iw} и n_{iw} использовать соотношения (11), (12).

Заряжение подветренной стороны происходит в области «холодной» плазмы с пониженной концентрацией положительных ионов, что характерно и для заряжания элементов конструкций КА на полярной орбите наочной стороне в тени Земли. Это обстоятельство было использовано при построении зависимостей равновесного потенциала φ_w на подветренной стороне пластины от отношения концентраций n_{eh}/n_{iw} и $n_{iw}/n_{i\infty}$, представленных на рис. 9. Кроме результатов физического моделирования электризации подветренной поверхности в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании пластины потоком разреженной плазмы данной работы и численного моделирования работы [56] на рис. 9 точками 1, 2 и 3 приведены данные электризации поверхности спутников серии DMSP F6, 7 и 13 в авроральной плазме на полярной орбите наочной стороне в тени Земли из [29, 33]. Точки 4 – расчетные значения Φ_w из [56], 5, 6, 7 и 8 – результаты измерений данной работы для алюминия, ВСП-7, ТР-СО-11 и нержавеющей стали 12Х18Н10Т соответственно. Необходимо отметить, что измерения на F6 и 7 выполнены при воздействии авроральных электронов с энергиями $W_{eh} \approx 4.2, 10.1$ и 14.4 кэВ, а F13 при $W_{eh} = 2.99, 9.64$ и 31.3 кэВ [29, 33]. В численных экспериментах работы [56] $W_{eh} \approx 5$, в стендовых экспериментах данной работы $W_{eh} \approx 5, 10$ и 15 кэВ. При анализе измерений на спутниках F 6 и F7 принято $n_{i\infty} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, F 13 – $n_{i\infty} \approx 1.1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, T_{es} от 0.18

до 0.2 эВ [9]. Штрихами на рис. 9 показан разброс измеренных значений $-\Phi_w$.

Предельные значения $n_{eh}/n_{iW} \approx 10^{-4}$ соответствуют численным оценкам уровня заряжания микроспутника в следе за пластиной на полярной орбите [28, 56].

Представленные на рис. 9 зависимости $\Phi_w = \Phi_w(n_{eh}/n_{ih})$ и $\Phi_w = \Phi_w(n_{iw}/n_{i\infty})$ – здесь $n_{eh}/n_{iW} \approx 10^{-4} j_{eh}/j_{iw}$ и $n_{iw}/n_{i\infty} \approx j_{iw}/j_{i\infty}$ – в совокупности с данными рис. 8 – $n_{iw}(t)/n_{i\infty}$ – позволяют прогнозировать уровни заряжания, потенциалы КА на очной стороне в тени Земли, на поверхностях малых тел (микроспутники, скафандры астронавтов и т. п.), подветренных поверхностях в ближнем следе при сверхзвуковом плоском обтекании элементов конструкций космических аппаратов ионосферной плазмой на полярной орбите.

1. Акишин А. И., Новиков Л. С. Эмиссионные процессы при воздействии на материалы факторов космической среды // Космическая технология и материаловедение. — М.: Наука, 1982.—С. 85–89.
2. Альперт Я. Л. Волны и искусственные тела в приземной плазме. — М.: Наука, 1974.—214 с.
3. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. — М.: Наука, 1964.—384 с.
4. Антонов В. М., Пономаренко А. Г. Лабораторные исследования эффектов электризации космических аппаратов. — Новосибирск: Наука, 1992.—115 с.
5. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969.—408 с.
6. Гродзовский Г. Л., Никитин В. Е., Скворцов В. В. Проблема взаимодействия аппаратов с ионосферой // Физика и применение плазменных ускорителей. — Минск: Наука и техника, 1974.—С. 290–308.
7. Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В. Ионосферная аэrodинамика // Успехи физических наук.—

- 1969.—99, № 1.—С. 3—49.
8. Гуревич А. В., Смирнова В. В. Обтекание плоских тел сверхзвуковым потоком разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия.—1970.—10, № 3.—С. 402—407.
 9. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.—272 с.
 10. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. — М.: Мир, 1967.—507 с.
 11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Физмат, 1959.—523 с.
 12. Мак—Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М.: Мир, 1967.—832 с.
 13. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование распределения ионного тока в следе за цилиндрическими и сферическими телами в потоке аргоновой и азотной плазмы // Ученые записки ЦАГИ.—1970.—1, № 5.—С. 39—43.
 14. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование медленных ионов потока разреженной плазмы при помощи многоэлектродного зонда // Ученые записки ЦАГИ.—1973.—4, № 3.—С. 32—36.
 15. Оран У., Самир Ю., Стоун Н. Медленные ионы в плазменных аэродинамических трубах // Ракетная техника и космонавтика.—1976.—14, № 8.—С. 180—181.
 16. Скворцов В. В., Носачев Л. В. Некоторые результаты исследования возмущений, вносимых телами в поток разреженной плазмы // Космические исследования.—1968.—6, № 6.—С. 855—859.
 17. Смирнова В. В. Дискретная модель плоского обтекания тел потоком разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия.—1971.—11, № 2.—С. 230—237.
 18. Хестер С., Сонин А. Лабораторные исследования следа за ионосферными спутниками // Ракетная техника и космонавтика.—1970.—8, № 6.—С. 125—135.
 19. Хилл Дж. Р., Уиппл Э. К. Электризация больших конструкций в космосе применительно к проблеме космических полетов под солнечным парусом // Аэрокосмическая техника.—1986.—№ 3.—С. 122—131.
 20. Шарфман И., Талбот У. Использование ионных зондов в условиях сверхзвукового потока плазмы // Ракетная техника и космонавтика.—1970.—8, № 6.—С. 97—104.
 21. Шувалов В. А. Обтекание сферы потоком неравновесной разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия.—1979.—19, № 6.—С. 994—1000.
 22. Шувалов В. А. Структура ближнего следа за цилиндром в потоке разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия.—1980.—20, № 3.—С. 425—429.
 23. Шувалов В. А. Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. — Киев: Наук. думка, 1995.—180 с.
 24. Шувалов В. А., Губин В. В. Об определении степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами // Теплофизика высоких температур.—1978.—16, № 4.—С. 688—692.
 25. Шувалов В. А., Зельдина Э. А. О влиянии распределения плотности ионов на структуру электростатического поля в следе за спутниками // Геомагнетизм и аэрономия.—1975.—15, № 4.—С. 627—632.
 26. Шувалов В. А., Зельдина Э. А. О структуре электростатического поля в следе за сферой в потоке равновесной плазмы низкой плотности // Геомагнетизм и аэрономия.—1976.—16, № 4.—С. 603—607.
 27. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В. Моделирование радиационной электризации космических аппаратов в ионосфере и магнитосфере // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 5/6.—С. 28—35.
 28. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В., Токмак Н. А. Нейтрализация высоковольтных зарядов на поверхности диэлектрика потоками плазмы и электромагнитного излучения // Физика плазмы и плазменные технологии ФППТ-2. — Минск: Инт-молекулярной и атомной физики АН Беларуси, 1997.—Т. 3.—С. 432—435.
 29. Anderson P. C., Koons H. C. Spacecraft charging anomaly a low-altitude satellite in an Aurora // J. Spacecraft and Rockets.—1996.—33, N 5.—P. 734—738.
 30. Davies R. E., Dennison J. R. Evolution of secondary electron emission characteristics of spacecraft surface // J. Spacecraft and Rockets.—1998.—34, N 4.—P. 571—574.
 31. Enloe C. L., Cooke D. J., Meassick S. et. al. Ion collection in a spacecraft wake: laboratory simulations // J. Geophys. Res.—1993.—98, N A8.—P. 13635—13644.
 32. Fournier G., Pigache D. Wakes in collisionless plasma // Phys. Fluids.—1975.—18, N 11.—P. 1443—1453.
 33. Gussenhoven M. S., Hardy D. A., Rich F. et al. High-level spacecraft charging in the low-altitude polar auroral environment // J. Geophys. Res.—1985.—90, N A11.—P. 11009—11023.
 34. Isensee U., Lehz W., Maasberg H. A numerical model to calculate the wake structure of a spacecraft under ionospheric conditions // Advance Space Res.—1981.—1, N 2.—P. 409—412.
 35. Knudsen W. C., Harris K. K. Ion-impact-produced secondary electron emission and its effect on space instrumentation mechanism // J. Geophys. Res.—1973.—78, N 7.—P. 1145—1153.
 36. Labramboise J. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probe in a collisionless plasma at rest // Rarefied Gas Dynamics. — N. Y.: Acad. Press, 1965.—Vol. 2.—P. 22—412.
 37. Laframboise J. G., Luo J. High-voltage polar orbit and beam-induced charging of a dielectric spacecraft: a wake-induced barrier effect mechanism // J. Geophys. Res.—1989.—94, N A7.—P. 9033—9048.
 38. Langmuir J., Blodgett K. Currents limited by space charge between coaxial cylinders // Phys. Rev.—1923.—22, N 4.—P. 317—321.
 39. Liu V. C. Ionospheric gas dynamics of satellite and diagnostic probes // Space Sci. Rev.—1969.—9.—P. 423—490.
 40. Martin A. R. A review of spacecraft / plasma interactions and effects of space systems // J. British interplanetary society.—1994.—47.—P. 134—142.
 41. Morgan M. A., Chan C., Allen R. C. A laboratory study of the electron temperature in the near wake of a conducting body // Geophys. Res. Letters.—1987.—14, N 11.—P. 1170—1173.
 42. Murphy G. B., Reasoner D. L., Tribble A., et. al. The plasma wake of the Shuttle orbiter // J. Geophys. Res.—1989.—94, N A6.—P. 6866—6872.
 43. Parker L. W. Differential charging and sheath asymmetry of nonconducting spacecraft due to plasma flows // J. Geophys. Res.—1978.—83, N A10.—P. 4873—4880.
 44. Pigache D. A laboratory simulation of the ionospheric plasma // AJAA Paper.—1971.—N 71—608.—P. 13.
 45. Sajben M., Blumenthal D. Experimental study of a rarefied plasma stream and its interaction with simple bodies // AJAA Paper.—1969.—N 69—79.—P. 13.
 46. Samir U., Stone N. A., Wright K. H. On plasma disturbances caused by the motion of the space Shuttle and small satellite: a comparison of in situ observation // J. Geophys. Res.—1986.—91, N A1.—P. 277—285.
 47. Samir V. Bodies in flowing plasma spacecraft measurements // Advance Space Res.—1981.—1, N 2.—P. 373—394.
 48. Samir V., Gordon R., Brace L., Theis R. The near -wake structure of the Atmosphere Explorer C (AE-C) satellite: A parametric investigation // J. Geophys. Res.—1979.—84, N A2.—P. 513—525.
 49. Samir V., Kaufman Y., Brace L., Brinton H. The dependence of ion density in the wake of the AE-C satellite on the radio

- body size to debye length in on $[O^+]$ -dominated plasma // J. Geophys. Res.—1980.—85, N A4.—P. 1769—1772.
50. Samir V., Stone N. Shuttle-era experiments in the area plasma flow interaction with body in space // Acta astronautica.—1980.—7, N 10.—P. 1091—1141.
51. Samir V., Weldman P. J., Rich F., et al. About the parametric interplay between ionic Mach number, body-size and satellite potential in determining the ion depletion in the wake of the S3-2 satellite // J. Geophys. Res.—1981.—86, N A13.—P. 11161—11166.
52. Scharfman W. Comparison of a modified-Langmuir probe analysis with computer solutions of electrostatic probes // Phys. Fluids.—1968.—11, N 4.—P. 689—691.
53. Senbetu L., Henley J. R. Distribution of plasma density and potential around a mesothermal ionosphere object // J. Geophys. Res.—1989.—94, N A5.—P. 5441—5448.
54. Stenglass E. J. Backscattering of kilovolt electrons from solids // Phys. Review.—1954.—54, N 2.—P. 345—358.
55. Wang J., Hastings D. E. Ionospheric plasma flow over large high-voltage space platforms. II: The formation and structure of plasma wake // Phys. Fluids B.—1992.—4, N 6.—P. 1615—1629.
56. Wang J., Lenng P., Garrett H., Murphy G. Multibody-plasma interactions: charging in the wake // J. Spacecraft and Rockets.—1994.—31, N 5.—P. 889—894.

SIMULATION OF RADIATIVE ELECTRIZATION OF SPACECRAFT LEEWARD SURFACES IN THE IONOSPHERE

V. A. Shuvalov, G. S. Kochubey, A. I. Priymak,
V. V. Gubin, N. P. Reznichenko

Methodology is elaborated for the physical modelling of the radiative electrization of leeward surfaces of spacecraft construction elements by auroral electrons in a supersonic flow of ionospheric plasma past the spacecraft at low and middle heights. Based on the results of stand and numerical experiments and measurements on location, we determined the charging levels and the equilibrium potentials as functions of the concentration ratios of high-energy electrons and positive ions in the track immediately behind the body and in the undisturbed plasma.

УДК 533.951

О. К. Черемных, О. С. Бурдо, И. А. Кременецкий, А. С. Парновский

Інститут космічних дослідень НАНУ—НКАУ, Київ

К теории МГД-волн во внутренней магнитосфере Земли

Надійшла до редакції 11.09.00

Розглянуто низькочастотні збурення плазми в магнітосферній плазмі, що задовільняють нерівності

$$\frac{|\nabla\psi \cdot \nabla X|}{|\nabla\psi|}, \frac{|(\mathbf{B} \times \nabla\psi) \cdot \nabla X|}{|\mathbf{B}| |\nabla\psi|} > \frac{|X|}{b}, \frac{|\mathbf{B} \cdot \nabla X|}{|\mathbf{B}|},$$

де X — будь-який компонент вектора зміщення плазми, \mathbf{B} — магнітне поле, ψ — мітка магнітної поверхні, b — характерний просторовий масштаб зміни рівноважних величин. З рівнянь ідеальної магнітної гідродинаміки, використовуючи загальні властивості диференціальних операторів у довільній потоковій системі координат, умови балонності збурень і модель дипольного магнітного поля Землі, отримана система рівняння малих коливань, що описує як дрібномасштабні, так і крупномасштабні збурення. Показано, що у наближенні «холодної» плазми отримані рівняння описують торoidalальні і полоїдальні альвенівські моди. Встановлено, що при врахуванні скінченного тиску в магнітосферній плазмі реалізується додаткова гілка повільних магнітозвукових коливань, яка «зачіплюється» з полоїдальною альвенівською модою. Досліджено стійкість балонних збурень. Показано, що із збільшенням тиску полоїдальні альвенівські моди переходят в нестійкий режим. За допомогою енергетичного принципу і рівнін малих коливань досліджено стійкість цих мод. Проаналізовано залежність межі стійкості полоїдальних альвенівських мод від величини і профілю тиску і параметра Мак-Ілвайна. Приведено числові оцінки для типових значень плазмових параметрів і радіальних профілів тиску магнітосферної плазми.

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма, удержанная в магнитном поле Земли, является существенно неравновесной средой. Поэтому в соответствии с общими представлениями теории плазменных колебаний в ней возможно возбуждение коллективных степеней свободы, т.е. развитие колебаний и неустойчивостей. Ввиду большой важности этих процессов, происходящих в ближнем космосе, необходимо знать, какие именно колебания и неустойчивости могут реализоваться в магнитосферной плазме и к каким последствиям они могут приводить. Именно этим обстоятельством объясняется то большое внимание, которое в течение достаточно продолжительного времени уделяется проблеме МГД-колебаний магнитосферной плазмы. В последние годы эта проблема стала крайне актуальной для предсказания «космической погоды» в ближнем космосе.

Значительная часть современных исследований

по теории магнитосферных МГД-волн проводится численными методами. Вместе с тем разрабатываются и аналитические подходы [5, 14, 15], с помощью которых удается выявить важные закономерности, характеризующие процесс генерации колебаний магнитосферной плазмы. В настоящее время стало очевидно [3, 9], что картина гидромагнитных колебаний магнитосферной плазмы достаточно существенно отличается от той, которая предсказывается в модели плоского плазменного слоя, окруженного ионосферами. Поэтому представляется актуальным разработать подходы для исследования МГД-колебаний, которые корректно учитывают специфику магнитосферы Земли, а именно трехмерность магнитного поля, протекание магнитосферных токов, наличие «горячих» частиц, связь магнитосферных процессов с ионосферными и т. д. Одновременно также идет переоценка представлений о влиянии равновесных параметров магнитосферной плазмы на МГД-колебания, и, прежде

всего, параметра β — отношения давления плазмы к давлению магнитного поля. Если ранее считалось, что давление практически не влияет на колебания, то сейчас установлено [3, 15], что давление в ряде случаев генерирует и определяет устойчивость МГД-колебаний магнитосферной плазмы. Например, магнитосферные колебания с большими азимутальными числами связывают с пульсациями Pc4 и Pc5, наблюдаемыми наочной стороне магнитосферы в областях с повышенным давлением [12]. В связи с этим резко активизировались исследования [2, 3, 5, 9, 14–17] по теории желобковых и баллонных мод в магнитосферной плазме с большим β .

В данной работе анализируется проблема генерации МГД-колебаний в плазме с конечным давлением в околоземной магнитной ловушке. Ранее, как отмечалось выше, этот вопрос изучался аналитически и численно многими авторами. Задача в общем случае является сложной и не всегда позволяет исследовать вопрос до конца. По этой причине представляется естественным для ее решения использовать хорошо апробированные подходы и модели, чтобы можно было проследить, какие новые эффекты получаются при рассмотрении указанной проблемы.

Ниже, как и в работах [3, 9], мы исследуем проблему генерации МГД-колебаний, используя в качестве модели геомагнитного поля хорошо известную модель дипольного магнитного поля [8]. Кроме того, мы ограничимся рассмотрением только равновесий магнитосферной плазмы, учитывающих тороидальный ток. Для описания МГД-возмущений мы используем баллонное приближение [7, 10], широко используемое в теории высокотемпературной термоядерной плазмы. Это позволит найти аналитически достаточно простые и математически корректные решения. Механизм неустойчивых баллонных мод был впервые предложен в [13] для объяснения явлений, сопровождающих развитие суббури в плазменном слое хвоста магнитосферы. Отметим, что возмущения баллонного типа в последнее время экспериментально наблюдаются при помощи космических аппаратов [18].

Для исследования проблемы генерации МГД-волн большое значение имеет процесс формирования в магнитосфере областей повышенного давления. Однако этот процесс существенно нестационарен, поскольку связан с динамикой солнечного ветра, и может быть описан, по-видимому, только численными методами для простейших моделей. Поэтому в настоящей работе анализ будет ограничен случаем заданного давления плазмы, т. е. будет рассмотрена «силовая» часть процесса.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 мы получим уравнения для описания МГД-возмущений в произвольных осесимметричных магнитных ловушках в потоковой системе координат. С этой целью мы, следуя [7], сведем векторное уравнение малых колебаний для идеальной плазмы к системе дифференциальных уравнений в частных производных. В разделе 3 мы обсудим модель равновесия магнитосферной плазмы и выведем ряд полезных соотношений, которые будем использовать ниже. В разделе 4 мы перепишем ранее полученные уравнения малых колебаний для геометрии дипольного магнитного поля. Здесь же будет описана процедура перехода от произвольных МГД-возмущений к возмущениям баллонного типа. В разделе 5 уравнения малых колебаний для удобства расчетов будут обезразмерены и переписаны в виде производных вдоль силовых линий магнитного поля. В разделе 6 будут исследованы условия возбуждения тороидальных и полоидальных альвеновских мод в приближении «холодной» плазмы. Раздел 7 посвящен анализу мелкомасштабных медленных магнитозвуковых волн. В разделе 8 будут проведены энергетический анализ баллонных возмущений и поиск возмущений, наиболее опасных с точки зрения устойчивости. Здесь же будет получено выражение для потенциальной энергии возмущенного состояния. Раздел 9 посвящен анализу устойчивости желобковых возмущений с помощью полученного выражения для потенциальной энергии. В разделе 10 с помощью результатов энергетического анализа будет получено уравнение малых колебаний для баллонных мод. В разделе 11 с помощью полученного уравнения будет определена граница устойчивости баллонных мод. В разделе 12 обсуждаются полученные результаты. Некоторые важные промежуточные выкладки приведены в Приложении.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В этом разделе будут получены уравнения малых колебаний. Вычисления проводим в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики, пренебрегая диссилиативными процессами, когда справедливо уравнение Эйлера

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c}(\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (1)$$

Учитывая линеаризованные уравнения вморможности магнитного поля

$$\tilde{\mathbf{B}} = \text{rot}(\xi \times \mathbf{B}) \quad (2)$$

и адиабаты

$$\tilde{p} = -\xi \cdot \nabla p - \gamma p \operatorname{div} \xi, \quad (3)$$

а также закон Ампера

$$\tilde{\mathbf{j}} = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \tilde{\mathbf{B}} \quad (4)$$

получаем, что после линеаризации уравнения (1) все возмущенные величины в нем выражаются через вектор смещения ξ элемента объема плазмы, $\mathbf{v} = \partial \xi / \partial t$, и система уравнений (1)–(4) сводится к следующему векторному уравнению

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \nabla(\xi \cdot \nabla p) + \nabla(\gamma p \operatorname{div} \xi) + \frac{1}{4\pi} (\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \tilde{\mathbf{B}}). \quad (5)$$

Здесь использованы общепринятые обозначения: \mathbf{j} — плотность электрического тока, \mathbf{B} — магнитное поле, p и ρ — давление и плотность, γ — показатель адиабаты. Тильдой отмечены возмущенные величины.

Действуя в соответствии с подходом, изложенным в [7], введем вектор \mathbf{T}

$$\mathbf{T} = \tilde{\mathbf{B}} + \frac{(\mathbf{j} \times \nabla \psi)}{|\nabla \psi|^2} (\xi \cdot \nabla \psi), \quad (6)$$

где ψ — некоторая функция, являющаяся постоянной на магнитной поверхности. Выбор этой функции, иногда называемой меткой магнитной поверхности, достаточно произведен. В частности, можно приравнять ψ к тороидальному магнитному потоку или к объему плазмы, заключенному внутри магнитной поверхности. С учетом (6) перепишем (5) в виде

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= (\operatorname{rot} \mathbf{T} \times \mathbf{B}) + \\ &+ \left[\mathbf{j} \times \left(\mathbf{T} - (\mathbf{T} \cdot \nabla \psi) \frac{\nabla \psi}{|\nabla \psi|^2} \right) \right] + \nabla(\gamma p \operatorname{div} \xi) + \\ &+ (\xi \cdot \nabla \psi) \left\{ \nabla p' + |\mathbf{j}|^2 \frac{\nabla \psi}{|\nabla \psi|^2} - \left[\operatorname{rot} \frac{(\mathbf{j} \times \nabla \psi)}{|\nabla \psi|^2} \times \mathbf{B} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $(\dots)' \equiv d(\dots)/d\psi$. Разложим векторы \mathbf{T} и ξ по тройке ортогональных векторов $\nabla \psi$, $(\mathbf{B} \times \nabla \psi)$ и \mathbf{B} :

$$\mathbf{T} = T_1 \nabla \psi + T_2 \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{|\nabla \psi|^2} - T_3 \mathbf{B}, \quad (8)$$

$$\xi = \xi \frac{\nabla \psi}{|\nabla \psi|^2} + \eta \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{|\mathbf{B}|^2} + \tau \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2}. \quad (9)$$

Заметим, что направления $\nabla \psi$, $(\mathbf{B} \times \nabla \psi)$ и \mathbf{B} соответствуют направлениям единичных векторов

\mathbf{e}_ν , \mathbf{e}_φ и \mathbf{e}_μ в геометрии дипольного магнитного поля.

Из (6) и (8) находим

$$T_1 = \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \xi}{|\nabla \psi|^2},$$

$$T_2 = \frac{1}{\alpha_s} [\mathbf{B} \cdot \nabla \eta + (\gamma_s - S) \xi], \quad (10)$$

$$\begin{aligned} T_3 &= \frac{\nabla \psi \cdot \nabla \xi}{|\nabla \psi|^2} + \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{|\mathbf{B}|^2} \cdot \nabla \eta + \\ &+ \frac{\xi}{|\mathbf{B}|^2} [\operatorname{div}(\alpha_s \nabla \psi) + 2 p'], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} S &= \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{|\nabla \psi|^2} \cdot \operatorname{rot} \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{|\nabla \psi|^2}, \\ \alpha_s &= \frac{|\mathbf{B}|^2}{|\nabla \psi|^2}, \quad \gamma_s = \frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}}{|\nabla \psi|^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя (8), (9) и (10) в (7), получаем

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \nabla T_0 + \nabla \psi \left(K \xi \cdot \nabla \psi + \mathbf{B} \cdot \nabla T_1 + T_2 (S - \gamma_s) - \right. \\ &\quad \left. - 2 p' T_3 + |\mathbf{B}|^2 \frac{\nabla \psi \cdot \nabla T_3}{|\nabla \psi|^2} \right) + \\ &+ \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{|\nabla \psi|^2} \cdot \nabla [T_2 \mathbf{B} + T_3 (\mathbf{B} \times \nabla \psi)]. \end{aligned} \quad (12)$$

С помощью двух легко проверяемых равенств

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{|\nabla \psi|^2} &= S \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{|\mathbf{B}|^2} + \\ &+ \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \operatorname{div} \left(\frac{|\mathbf{B}|^2 \nabla \psi}{|\nabla \psi|^2} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\mathbf{j} = \frac{(\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} + \frac{(\mathbf{B} \times \nabla p)}{|\mathbf{B}|^2},$$

а также формул (8)–(10), преобразуем (12) к виду

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{B}|^2 |\nabla \psi|^2} \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \frac{\nabla \psi \cdot \nabla T_3}{|\nabla \psi|^2} + \\ &+ \frac{1}{|\mathbf{B}|^2} \left[\frac{\nabla \psi \cdot \nabla T_0}{|\nabla \psi|^2} - 2 p' T_3 + T_2 (S - \gamma_s) + \right. \\ &\quad \left. + \mathbf{B} \cdot \nabla T_1 + K \xi \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{|\nabla \psi|^2}{|\mathbf{B}|^2} \rho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} &= \frac{\mathbf{B} \times \nabla \psi}{|\mathbf{B}|^2} \cdot \nabla T_0 + \\ &+ \mathbf{B} \cdot \nabla T_2 + (\mathbf{B} \times \nabla \psi) \cdot \nabla T_3, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} = \mathbf{B} \cdot \nabla T_0, \quad (16)$$

где

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

$$K = \frac{\gamma_s}{\alpha_s} (\gamma_s - S) + \frac{p'}{|\mathbf{B}|^2} \frac{\nabla \psi \cdot \nabla (2p + |\mathbf{B}|^2)}{|\nabla \psi|^2}.$$

Уравнения (14)–(16) не зависят от системы координат, поскольку при их получении использовались только общие свойства дифференциальных операторов в произвольной потоковой системе координат. Поэтому они являются точными в том смысле, что они могут быть использованы для описания произвольных низкочастотных возмущений плазмы.

3. МОДЕЛЬ

Полученные уравнения малых колебаний (14)–(16) необходимо согласовать с равновесной плазменной конфигурацией. Поэтому, прежде чем переходить к их анализу, остановимся кратко на проблеме равновесия магнитосферной плазмы.

В настоящее время существует целый ряд аналитических и численных моделей геомагнитного поля, основанных на данных спутниковых измерений [21]. Для того чтобы проиллюстрировать влияние электромагнитных сил и градиента давления на спектр колебаний МГД-волн в магнитосфере Земли и не усложнять рассмотрение интересующих нас проблем, ограничимся простейшей моделью магнитного поля Земли — осесимметричным магнитным диполем с вложенными магнитными поверхностями. Эта модель достаточно удобна при анализе геофизических явлений и хорошо аппроксимирует реальное магнитное поле Земли до расстояний порядка шести земных радиусов. В такой модели структура геомагнитного поля в сферической системе координат r, θ, φ , где r — радиальное расстояние, θ — геомагнитная широта ($\theta = 0$ представляет плоскость магнитного экватора), φ — восточная геомагнитная долгота, задается полоидальным магнитным потоком Ψ

$$\mathbf{B} = (\nabla \varphi \times \nabla \Psi). \quad (18)$$

Полоидальный магнитный поток Ψ имеет вид

$$\Psi = \frac{M \cos^2 \theta}{r}, \quad (19)$$

где M — магнитный дипольный момент Земли, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$. Заметим, что в сферической

системе координат $\nabla \varphi = \mathbf{e}_\varphi / (r \cos \theta)$, а магнитный дипольный момент Земли находится в начале координат и направлен на юг. В рамках выбранной модели компоненты магнитного поля имеют вид

$$B_r = \frac{2M}{r^3} \sin \theta, \quad (20)$$

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

а модуль $|\mathbf{B}|$ магнитного поля равен

$$|\mathbf{B}| = \frac{M \sqrt{a(\theta)}}{r^3}, \quad a(\theta) = 1 + 3 \sin^2 \theta. \quad (21)$$

Считаем конвекцию плазмы в магнитосфере малой ($v = 0$), тогда магнитосферное равновесие может быть аппроксимировано статическим МГД-равновесием

$$\nabla p = \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (22)$$

Из (22) следует, что поперек магнитного поля течет ток с плотностью

$$\mathbf{j}_\perp = c \frac{(\mathbf{B} \times \nabla p)}{|\mathbf{B}|^2}. \quad (23)$$

Кроме перпендикулярного тока (23), вдоль силовых линий магнитного поля может течь продольный ток

$$\mathbf{j}_\parallel = \lambda \mathbf{B}. \quad (24)$$

Он должен быть таким, чтобы выполнялось условие замыкания токов

$$\operatorname{div} (\mathbf{j}_\parallel + \mathbf{j}_\perp) = 0. \quad (25)$$

Ниже мы будем полагать, что фигурирующее в уравнениях (22)–(24) равновесное магнитное поле является безвихревым и мало отличается от поля магнитного диполя в вакууме

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = 0. \quad (26)$$

Тогда из (25) получаем

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \lambda = 2 \nabla |\mathbf{B}| \cdot \frac{(\mathbf{B} \times \nabla p)}{|\mathbf{B}|^3}. \quad (27)$$

Следуя [9], считаем, что равновесный продольный ток отсутствует ($\lambda = 0$), а равновесие в магнитосферной системе обеспечивается в основном за счет тороидального тока

$$\mathbf{j} = j_\varphi(r, \theta) \mathbf{e}_\varphi. \quad (28)$$

Из (18), (27) и (28) вытекают соотношения

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (\mathbf{B} \times \nabla \Psi) \cdot \nabla |\mathbf{B}| = 0, \quad (29)$$

которые будут использованы ниже. При получении (29) было учтено вытекающее из (18) и (22) соотношение

$$p = p(\Psi). \quad (30)$$

Из (22), (23) и (30) следует, что равновесный торoidalный ток j_φ имеет вид

$$j_\varphi = c \frac{dp}{d\Psi} r \cos\theta \quad (31)$$

и связан с распределением частиц в магнитосфере.

В частности, поскольку $\mathbf{B} \cdot \nabla \Psi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_\varphi = 0$, то силовые линии магнитного поля и линии постоянного Ψ совпадают. Поэтому из (31) следует, что величина $dp/d\Psi$ является постоянной вдоль линий магнитного поля и, следовательно, ток (31) имеет максимальное значение на экваторе и, кроме того, выражение (31) правильно описывает восточный и западный кольцевые токи, текущие в магнитосфере [9]. Все изложенное свидетельствует о том, что взятая нами за основу модель магнитостатического равновесия правильно описывает основные наблюдаемые явления.

Помимо модели равновесия, остановимся также на граничных условиях для рассматриваемой задачи. Мы будем полагать, что силовые линии магнитного поля опираются на ионосферу с бесконечной проводимостью. Очевидно, что распределение электронов и ионов по скоростям в таком поле должно быть анизотропным, поскольку в противоположном случае частицы должны уходить вдоль силовых линий магнитного поля и рекомбинировать в ионосфере. Однако в первом приближении можно считать распределения частиц изотропными и использовать уравнения МГД для изотропной плазмы. В данной работе мы, следуя [9], используем именно эту гидродинамическую модель и считаем, что концы силовых линий магнитного поля «вморожены» в ионосферу.

4. РЕДУКЦИЯ УРАВНЕНИЙ

В этом параграфе мы упростим уравнения (14)–(16), используя баллонное приближение.

Полагаем, что метка магнитной поверхности ψ совпадает с полоидальным магнитным потоком

$$\psi = \Psi. \quad (32)$$

Тогда в силу равенств (29) коэффициенты (10), (11) и (17) уравнений малых колебаний существенно упрощаются, поскольку локальный магнитный шир и продольный ток исчезают:

$$S = 0, \quad \gamma_s = 0. \quad (33)$$

С учетом (33) уравнения (14)–(16) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{B}|^2 |\nabla \Psi|^2} \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \frac{\nabla \Psi \cdot \nabla T_3}{|\nabla \Psi|^2} + \\ &+ \frac{1}{|\mathbf{B}|^2} \left[\frac{\nabla \Psi \cdot \nabla T_0}{|\nabla \Psi|^2} - 2 p' T_3 + \mathbf{B} \cdot \nabla T_1 + K \xi \right], \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \frac{|\nabla \Psi|^2}{|\mathbf{B}|^2} \rho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} &= \mathbf{B} \cdot \nabla T_2 + \\ &+ (\mathbf{B} \times \nabla \Psi) \cdot \nabla \left(T_3 + \frac{T_0}{|\mathbf{B}|^2} \right), \end{aligned} \quad (35)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} = \mathbf{B} \cdot \nabla T_0. \quad (36)$$

Уравнения (34)–(36) все еще имеют довольно громоздкий вид, поскольку они описывают произвольные МГД-возмущения. Приближение геометрической оптики для описания интересующих нас пульсаций Рс3-5 (2–100 МГц), длины волн которых соизмеримы с размерами магнитосферы, не применимо. В то же время можно использовать модифицированный вариант этого приближения, полагая, что эйкональное приближение справедливо в направлении, перпендикулярном магнитному полю, а вдоль силовых линий магнитного поля распространяется волновое возмущение. В этом случае возмущения магнитосферной плазмы описываются в терминах поперечных лучей и продольных МГД-волн. Ниже для описания возмущений мы перейдем к приближению $k_\perp \gg 1/bk_{||}$, где b — характерный масштаб изменения равновесных величин. Это приближение, обычно называемое «баллонным», существенно упростит анализ интересующих нас уравнений (34)–(36). В геометрии нашей задачи баллонное приближение обозначает, что любой компонент X вектора смещения удовлетворяет неравенствам

$$\frac{|\nabla \Psi \cdot \nabla X|}{|\nabla \Psi|}, \frac{|(\mathbf{B} \times \nabla \Psi) \cdot \nabla X|}{|\mathbf{B}| |\nabla \Psi|} \gg \frac{|X|}{b}, \frac{|\mathbf{B} \cdot \nabla X|}{|\mathbf{B}|}. \quad (37)$$

Решения уравнений (34)–(36) ищем в эйкональной форме

$$\begin{aligned} \hat{\xi}(\mathbf{r}, t) &= \hat{\xi}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t + iS/\varepsilon), \\ \hat{T}(\mathbf{r}, t) &= \hat{T}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t + iS/\varepsilon), \end{aligned} \quad (38)$$

где $\varepsilon \ll 1$, а величина S удовлетворяет уравнению

$$\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \mathbf{k}_\perp = \nabla S. \quad (39)$$

Амплитуды $\hat{\xi}(\mathbf{r})$ и $\hat{T}(\mathbf{r})$ считаем плавными функциями координат. Видно, что неравенства (37) выполняются за счет малости величины ε .

Подставляя (38) в (34)–(36), получаем

$$\begin{aligned} & \frac{1}{|\mathbf{B}|^2 |\nabla \Psi|^2} \rho \frac{\partial^2 \hat{\xi}}{\partial t^2} = \\ & = \frac{i}{\varepsilon |\mathbf{B}|^2 |\nabla \Psi|^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \hat{T}_3 + \hat{T}_0 + \frac{\nabla \Psi \cdot \nabla \hat{T}_3}{|\nabla \Psi|^2} + \\ & + \frac{1}{|\mathbf{B}|^2} \left(K \hat{\xi} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \hat{T}_1 - 2p' \hat{T}_3 + \frac{\nabla \Psi \cdot \nabla \hat{T}_0}{|\nabla \Psi|^2} \right), \quad (40) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{|\nabla \Psi|^2}{|\mathbf{B}|^2} \rho \frac{\partial^2 \hat{\eta}}{\partial t^2} = \frac{i}{\varepsilon} \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \Psi) \cdot \mathbf{k}_\perp}{|\mathbf{B}|^2} (\hat{T}_0 + |\mathbf{B}|^2 \hat{T}_3) + \\ & + \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \Psi) \cdot \nabla \hat{T}_0}{|\mathbf{B}|^2} + \mathbf{B} \cdot \nabla \hat{T}_2 + (\mathbf{B} \times \nabla \Psi) \cdot \nabla \hat{T}_3, \quad (41) \end{aligned}$$

$$\rho \frac{\partial^2 \hat{\tau}}{\partial t^2} = \mathbf{B} \cdot \nabla \hat{T}_0, \quad (42)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{T}_0 &= \gamma p \left(\operatorname{div} \hat{\xi} + \frac{i}{\varepsilon} \mathbf{k}_\perp \cdot \hat{\xi} \right), \\ \hat{T}_1 &= \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \hat{\xi}}{|\nabla \Psi|^2}, \\ \hat{T}_2 &= \frac{1}{\alpha_s} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \hat{\eta}, \end{aligned} \quad (43)$$

$$\hat{T}_3 = \frac{\hat{T}_0}{\gamma p} + 2\kappa \cdot \hat{\xi} - \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{\hat{\tau}}{|\mathbf{B}|^2} \right) = \operatorname{div} \hat{\xi}_\perp + 2\kappa \cdot \hat{\xi}.$$

Выход выражения для \hat{T}_3 приведен в Приложении.

Опуская в (40) и (41) члены порядка ε , находим

$$T_3 + \frac{T_0}{|\mathbf{B}|^2} = 0. \quad (44)$$

Из (43) и (44) следует

$$\begin{aligned} & \operatorname{div} \hat{\xi} + \frac{i}{\varepsilon} \mathbf{k}_\perp \cdot \hat{\xi}_\perp = \\ & = \frac{|\mathbf{B}|^2}{\gamma p + |\mathbf{B}|^2} \left(\mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{\hat{\tau}}{|\mathbf{B}|^2} \right) - 2\kappa \cdot \hat{\xi} \right), \end{aligned} \quad (45)$$

откуда получаем с точностью до членов порядка ε

$$\mathbf{k}_\perp \cdot \hat{\xi}_\perp = 0. \quad (46)$$

Тогда с нужной для дальнейших вычислений точностью находим

$$\hat{T}_0 = -\hat{T}_3 |\mathbf{B}|^2 =$$

$$= \frac{\gamma p |\mathbf{B}|^2}{\gamma p + |\mathbf{B}|^2} \left(\mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{\hat{\tau}}{|\mathbf{B}|^2} \right) - 2\kappa \cdot \hat{\xi} \right). \quad (47)$$

В следующем порядке уравнение (41) приводится к виду

$$\frac{|\nabla \Psi|^2}{|\mathbf{B}|^2} \rho \frac{\partial^2 \hat{\eta}}{\partial t^2} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \left[\frac{|\nabla \Psi|^2}{|\mathbf{B}|^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \hat{\eta} \right] \quad (48)$$

и описывает тороидальные альвеновские моды [9, 11]. Из (40) и (44) следует

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\nabla \Psi|^2} \rho \frac{\partial^2 \hat{\xi}}{\partial t^2} &= (\mathbf{B} \cdot \nabla) \left[\frac{1}{|\nabla \Psi|^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \hat{\xi} \right] + \\ & + \frac{\nabla \Psi \cdot \nabla (2p + |\mathbf{B}|^2)}{|\mathbf{B}|^2 |\nabla \Psi|^2} (\hat{T}_0 + p' \hat{\xi}). \end{aligned} \quad (49)$$

Уравнение (49) описывает полоидальные альвеновские волны, модифицированные давлением и кривизной силовых линий. Первое слагаемое в правой части уравнения (49) описывает полоидальные альвеновские моды, а второе слагаемое ($\propto \nabla (2p + |\mathbf{B}|^2)$) учитывает эффект «магнитного бугра» (см. подробнее [7]). Это слагаемое может быть приведено к более простому виду. Используя выражение для вектора кривизны силовых линий магнитного поля κ

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{\nabla (2p + |\mathbf{B}|^2)}{2 |\mathbf{B}|^2} - \\ & - \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^4} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \frac{|\mathbf{B}|^2}{2}, \end{aligned} \quad (50)$$

легко показать, что

$$\frac{\nabla \Psi \cdot \nabla (2p + |\mathbf{B}|^2)}{|\mathbf{B}|^2} = 2\kappa \cdot \nabla \Psi, \quad (51)$$

где $\kappa \cdot \nabla \Psi$ — радиальная кривизна магнитного поля. В результате уравнение (49) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{|\nabla \Psi|^2} \frac{\partial^2 \hat{\xi}}{\partial t^2} &= (\mathbf{B} \cdot \nabla) \left[\frac{1}{|\nabla \Psi|^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \hat{\xi} \right] + \\ & + \frac{2\kappa \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} (\hat{T}_0 + p' \hat{\xi}). \end{aligned} \quad (52)$$

Поскольку для рассматриваемой геометрии магнитного поля

$$\begin{aligned} \frac{\kappa \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} &= -\frac{2r}{Ma^2}, \\ \kappa \cdot \xi &= -\frac{2r \hat{\xi}}{Ma^2}, \end{aligned} \quad (53)$$

то окончательно уравнение (52) принимает вид

$$\frac{\omega^2 \rho}{|\nabla \Psi|^2} \hat{\xi} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \left[\frac{1}{|\nabla \Psi|^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \hat{\xi} \right] - \frac{4r}{Ma^2} (\hat{T}_0 + p' \hat{\xi}) = 0, \quad (54)$$

где

$$\hat{T}_0 = \frac{\gamma p |\mathbf{B}|^2}{\gamma p + |\mathbf{B}|^2} \left(\operatorname{div} \frac{\tau \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} + \frac{4r \hat{\xi}}{Ma^2} \right). \quad (55)$$

Из (36), (54) и (55) видно, что магнитозвуковые колебания (36) «зацеплены» с полоидальными альвеновскими модами (54), в то время как тороидальные альвеновские моды описываются отдельным уравнением (48). При устремлении кривизны магнитных силовых линий к нулю ($|k| \rightarrow 0$) зацепление между модами исчезает.

В дальнейшем мы будем опускать символ шляпки над амплитудами возмущений.

5. ДАЛЬНЕЙШЕЕ УПРОЩЕНИЕ УРАВНЕНИЙ МАЛЫХ КОЛЕБАНИЙ

В полученных в предыдущем разделе уравнениях малых колебаний фигурирует оператор $(\mathbf{B} \cdot \nabla)$. Поэтому для описания возмущений удобно перейти к производной вдоль силовой линии магнитного поля, т. е. представить оператор $(\mathbf{B} \cdot \nabla)$ в виде

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) = |\mathbf{B}| \frac{\partial}{\partial l}, \quad (56)$$

где $\partial/\partial l$ — производная вдоль силовой линии магнитного поля. Учитывая, что в выражение для модуля дипольного поля $|\mathbf{B}|$

$$|\mathbf{B}| = \frac{M \sqrt{a}}{r^3} \quad (57)$$

необходимо подставить значение r на силовой линии магнитного поля

$$r(\theta) = L \cos^2 \theta, \quad (58)$$

а также то, что элемент дуги dl магнитной силовой линии имеет вид

$$dl = L \cos \theta \sqrt{a(\theta)} d\theta, \quad (59)$$

окончательно получаем

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) = \frac{M}{L^4 \cos^7 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta}. \quad (60)$$

Вдоль силовой линии магнитного поля величина $|\nabla \Psi|$ имеет вид

$$|\nabla \Psi| = \frac{M}{r^2} \cos \theta \sqrt{a(\theta)} = \frac{M \sqrt{a(\theta)}}{L^2 \cos^3 \theta}. \quad (61)$$

Следуя [9], перейдем в уравнениях (36), (50) и (54) к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} \omega &\rightarrow \frac{\omega}{\omega_A} = \Omega, & \mathbf{B} &\rightarrow \frac{\mathbf{B}}{B_0}, \\ \Psi &\rightarrow \frac{\Psi}{\Psi_0}, & p &\rightarrow \frac{p}{B_0^2}, \end{aligned} \quad (62)$$

где

$$B_0 = \frac{M}{L^3}, \quad \omega_A = \frac{B_0}{L \sqrt{\rho}}. \quad (63)$$

Отметим, что в рассматриваемой модели магнитосферной плазмы с изотропным давлением плотность плазмы является постоянной вдоль силовых линий магнитного поля. Действительно, из уравнения равновесия (22) следует, что давление является постоянным вдоль силовой линии магнитного поля и тогда из соотношения $p/\rho^\gamma = \text{const}$ следует указанное утверждение. Поэтому фигурирующая в (62) альвеновская частота ω_A является постоянной вдоль силовой линии магнитного поля.

Используя (62) и (63), из (36), (50) и (54), получаем

$$\begin{aligned} \Omega^2 \xi + \frac{a(\theta)}{\cos^{13} \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{a(\theta) \cos \theta} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right] - \\ - \frac{4}{a(\theta) \cos^4 \theta} \left(T_0 - \frac{\alpha \beta}{\gamma} \xi \right) = 0, \end{aligned} \quad (64)$$

$$\Omega^2 \eta + \frac{1}{\cos^{13} \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \right) = 0, \quad (65)$$

$$\Omega^2 \tau + \frac{1}{\cos^7 \theta} \frac{\partial T_0}{\partial \theta} = 0. \quad (66)$$

Здесь

$$\begin{aligned} T_0 = & \frac{\beta a(\theta)}{a(\theta) + \beta \cos^{12} \theta} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{\cos^7 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\tau \cos^{12} \theta}{a(\theta)} \right] + \frac{4 \cos^2 \theta}{a^2(\theta)} \xi \right\}, \end{aligned} \quad (67)$$

$$\alpha = -\frac{L}{p} \frac{dp}{dL}, \quad \beta = \gamma p / B_0^2.$$

Полученная система уравнений описывает тороидальные альвеновские волны (смещение элемента объема плазмы по геомагнитной долготе (65)) [9, 11], полоидальные альвеновские моды (смещение по нормали к силовой линии (64)) [2] и медленные магнитозвуковые волны (смещение вдоль силовой линии (66)) [2, 9].

Для изучения спектра альвеновских собственных колебаний магнитных оболочек уравнения (64) —

(66) следует дополнить граничными условиями. Граничные условия на ионосфере в сопряженных точках далее будем считать «жесткими». Под последними, как отмечалось выше, мы будем понимать такие условия, когда ионосфера является идеально проводящей невозмущенной поверхностью, на которой возмущенные величины обращаются в нуль.

6. ТОРОИДАЛЬНЫЕ И ПОЛОИДАЛЬНЫЕ АЛЬВЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ

В данном разделе рассмотрим спектры собственных альвеновских колебаний «холодной» плазмы ($\beta = 0$). В этом приближении ветвь магнитозвуковых волн, описываемая (66), отсутствует, а уравнения (64) и (65), описывающие тороидальные и полоидальные альвеновские моды, принимают вид

$$\Omega^2 \eta + \frac{1}{\cos^{13}\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{\cos\theta} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \right] = 0, \quad (68)$$

$$\Omega^2 \xi + \frac{a(\theta)}{\cos^{13}\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{a(\theta) \cos\theta} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right] = 0. \quad (69)$$

Очевидно, что в силу ограниченности силовых линий магнитосферы уравнения (68) и (69) описывают стоячие волны. Эти уравнения решались численно с использованием стандартного метода «стрельба» с «жесткими» граничными условиями

$$\begin{aligned} \eta(\theta = \theta_{\pm}) &= 0, \\ \xi(\theta = \theta_{\pm}) &= 0, \end{aligned} \quad (70)$$

где θ_+ и θ_- — углы пересечения силовой линии магнитного поля с ионосферами сопряженных полушарий, согласно которым возмущения исчезают в магнитно-сопряженных точках ионосферы на каждой магнитной силовой линии. Соответствующие частоты и продольная структура этих мод приведены на рис. 1. Собственные частоты тороидальной и полоидальной альвеновских волн являются функциями параметра Мак-Илвайна L . Собственные функции ξ и η определяются граничными условиями (70). Эти функции зависят от полоидального угла θ и от параметра Мак-Илвайна L . На рис. 1 изображены собственные частоты для тороидальных и полоидальных альвеновских мод как функции параметра Мак-Илвайна. Видно, что для разных значений номера моды обезразмеренная частота Ω зависит от величины L , которая определяется через значения θ_+ и θ_- . Рис. 1, *a* воспроизводит ранее полученный результат Ченга [9] для

тороидальных альвеновских мод. На рис. 1, *b* приведены частоты полоидальных альвеновских мод [2]. Кривые на рис. 1, *a* получены из решения уравнения (68), впервые приведенного в [9]. Кривые на рис. 1, *b* получены из решения уравнения (69). Видно, что собственные частоты стоячих полоидальных и тороидальных альвеновских мод практически совпадают для гармоник с $k \geq 2$. Существенное различие имеет место только для основной частоты $k = 1$.

На рис. 1 изображены также зависимости смещений η и ξ от угла θ . Предполагалось, что эти смещения, как и в работе [9], обращались в ноль на идеально проводящей ионосфере при значении угла $\theta_+ = 72^\circ$. Рис. 1, *a* воспроизводит результат работы [9] для тороидальных альвеновских мод. На рис. 1, *b* приведена зависимость ξ от θ для полоидальных альвеновских мод, следующая из (69). Видно, что смещения η и ξ для $k \geq 2$ ведут себя практически одинаково. Отличие имеет место только для основной моды, что обусловлено различием структур уравнений (68) и (69).

Для основных мод ($n \sim 1$) уравнения (68), (69) разрешимы только численно. Но для мод с $n > 1$ при помощи ВКБ приближения (см. Приложение 2) можно найти простые аналитические выражения для собственных частот уравнений (68), (69)

$$\Omega_n = \frac{\pi n}{\theta_+ - \int_{\theta_-}^{\theta_+} \cos^7 \theta d\theta}, \quad (71)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

и собственных функций

$$\begin{aligned} \xi_n &= \frac{\sqrt{1 + 3\sin^2\theta}}{\Omega_n \cos^3\theta} \sin \left[\Omega_n \int_{\theta_-}^{\theta} \cos^7 \theta d\theta \right], \\ \eta_n &= \frac{1}{\Omega_n \cos^3\theta} \sin \left[\Omega_n \int_{\theta_-}^{\theta} \cos^7 \theta d\theta \right]. \end{aligned} \quad (72)$$

Можно показать, что аналитические выражения (71)–(72) достаточно хорошо согласуются с численными расчетами даже для значений $n = 1$.

7. МЕДЛЕННЫЕ МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ

Система уравнений (64)–(66) интересна с точки зрения экспериментального исследования пульсаций Рс4 (полоидальных) и Рс5 (обусловленных сжимаемостью плазмы), которые имеют большие величины волнового числа (порядка 50–100) и мелкомасштабно поперечны.

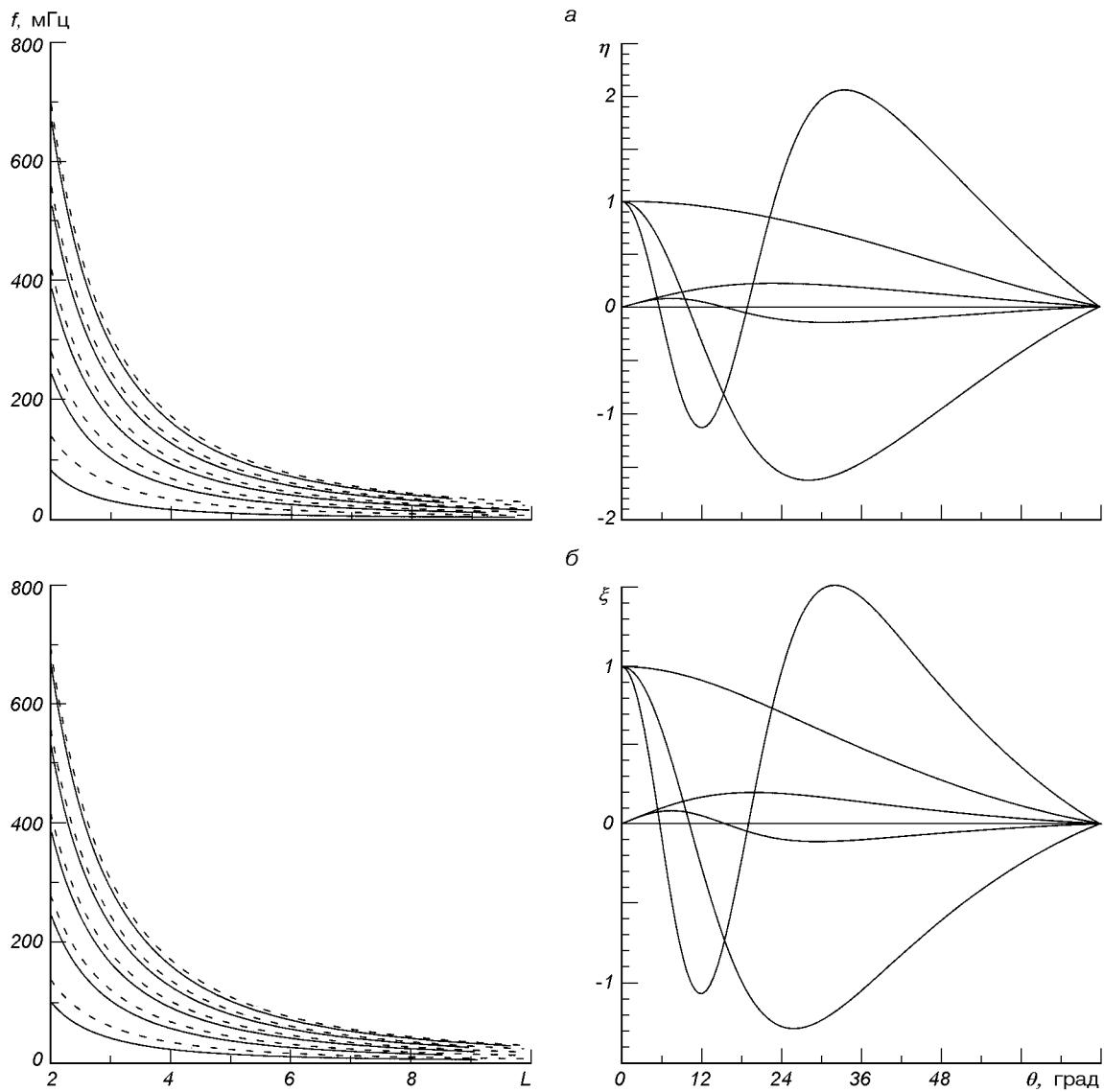


Рис. 1. Собственные частоты f и собственные функции η , ξ тороидальных (а) и полоидальных (б) альвеновских мод

Положив

$$\frac{|\mathbf{B} \cdot \nabla X|}{|\mathbf{B}|} \gg \frac{|X|}{b}, \quad (73)$$

перепишем уравнения (64)–(66), сохранив максимальные производные по углу θ , в виде

$$\Omega^2 \xi + \frac{1}{\cos^4 \theta} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} = 0, \quad (74)$$

$$\Omega^2 \eta + \frac{1}{\cos^4 \theta} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \theta^2} = 0, \quad (75)$$

$$\Omega^2 \tau + \frac{\beta}{\cos^2 \theta} \frac{1}{a(\theta) + \beta \cos^4 \theta} \frac{\partial^2 \tau}{\partial \theta^2} = 0. \quad (76)$$

Видно, что в рассматриваемом приближении полоидальные и тороидальные альвеновские моды описываются одним и тем же уравнением. Собственные частоты этих мод хорошо аппроксимируются дисперсионным соотношением (71). Что касается собственных функций, то они незначительно модифицируются и практически совпадают с собственными функциями (72).

Уравнение (76) описывает мелкомасштабные

медленные магнитозвуковые колебания, которые для больших волновых чисел уже не «зацеплены» с полоидальными альвеновскими модами. Собственные частоты и собственные функции этих возмущений легко находятся ВКБ-методом и имеют вид:

$$\Omega_n = \frac{\sqrt{\beta} \pi n}{\int_{\theta_-}^{\theta_+} \cos \theta \sqrt{a(\theta) + \beta \cos^{12}\theta} d\theta}, \quad (77)$$

$$n = 1, 2, \dots,$$

$$\tau_n = \frac{1}{\sqrt{\Omega_n} \cos \theta \sqrt{\beta [a(\theta) + \beta \cos^{12}\theta]}} \times$$

$$\times \sin \left[\frac{\Omega_n}{\sqrt{\beta}} \int_{\theta_-}^{\theta_+} \cos \theta \sqrt{a(\theta) + \beta \cos^{12}\theta} d\theta \right]. \quad (78)$$

Из формулы (77) следует, что при $\beta \gg 1$ частоты мелкомасштабных медленных магнитозвуковых колебаний не зависят от давления:

$$\Omega_n \approx \pi n / \int_{\theta_-}^{\theta_+} \cos^7 \theta d\theta.$$

На рис. 2 изображены собственные частоты и собственные функции мелкомасштабных магнитозвуковых волн.

8. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП

Как известно, для равновесных плазменных систем наибольшую опасность представляют МГД-неустойчивости, имеющие большой инкремент и поэтому приводящие к быстрой перестройке начально-го (неустойчивого) равновесия.

Ниже мы исследуем устойчивость магнитосферной плазмы относительно возмущений, обусловленных градиентом давления. Такое исследование требует отыскания решений уравнений (64)–(66), которые можно найти лишь в простейших случаях. Известно, однако, что существует метод исследования устойчивости, называемый «энергетическим принципом» [1], который позволяет, не решая МГД-уравнений, выделить наиболее опасные возмущения с точки зрения устойчивости плазменных систем.

Следуя этому методу, умножим уравнение малых колебаний (5) скалярно на ξ , в результате получаем (см. детали в [7]),

$$\rho \xi \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} =$$

$$- \left(\frac{T_0^2}{\gamma p} + |\nabla \Psi|^2 T_1 + \frac{|\mathbf{B}|^2}{|\nabla \Psi|^2} T_2^2 + |\mathbf{B}|^2 T_3^2 - K \xi^2 \right) +$$

$$+ \operatorname{div} [(\xi T_1 + \eta T_2) \mathbf{B}] + \operatorname{div} (T_0 \xi + T_3 |\mathbf{B}|^2 \xi_\perp). \quad (79)$$

После интегрирования (79) по объему плазмы находим выражение для потенциальной энергии возмущенного состояния

$$W = - \frac{1}{2} \int \rho \xi \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} dV =$$

$$= \frac{1}{2} \int \left(\frac{T_0^2}{\gamma p} + |\nabla \Psi|^2 T_1 + \frac{|\mathbf{B}|^2}{|\nabla \Psi|^2} T_2^2 + |\mathbf{B}|^2 T_3^2 - K \xi^2 \right) dV. \quad (80)$$

Полученное выражение с учетом (10), (17) и (50) можно переписать в виде

$$W = \frac{1}{2} \int d\Psi \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left[\frac{|\mathbf{B}|^2}{|\nabla \Psi|^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial l} \right)^2 + |\nabla \Psi|^2 \left(\frac{\partial \eta}{\partial l} \right)^2 + \right.$$

$$+ \gamma p (\operatorname{div} \xi)^2 + |\mathbf{B}|^2 (\operatorname{div} \xi_\perp + 2 \kappa \cdot \xi_\perp)^2 -$$

$$\left. - 2 \frac{\kappa \cdot \nabla p}{|\nabla \Psi|^2} \xi^2 \right]. \quad (81)$$

Здесь $dV = ds dl$ — объем магнитной силовой трубы с поперечным сечением $ds = ds(l)$, l — расстояние вдоль силовой линии магнитного поля. Этой силовой трубке соответствует полоидальный магнитный поток $d\Psi = B(l)ds(l)$, не зависящий от l .

В частности, для гармонического поведения возмущения во времени

$$\xi(\mathbf{r}, t) = \xi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$$

из (80) получаем

$$\omega^2 = \frac{2W}{\int \rho |\xi|^2 dV} \quad (82)$$

и условие устойчивости, соответствующее ограниченности кинетической энергии, сводится к виду

$$W \geq 0.$$

Из (81) следует, что потенциальная энергия возмущенного состояния может стать отрицательной лишь за счет слагаемого $-K \xi^2$. При $K < 0$ система заведомо устойчива. Таким образом, условие

$$K < 0 \quad (83)$$

является простейшим достаточным условием устойчивости плазмы относительно МГД-возмущений любого типа.

Критерий (83) является частным случаем достаточного критерия устойчивости Лили

$$\int \xi^2 K dV < 0, \quad (84)$$

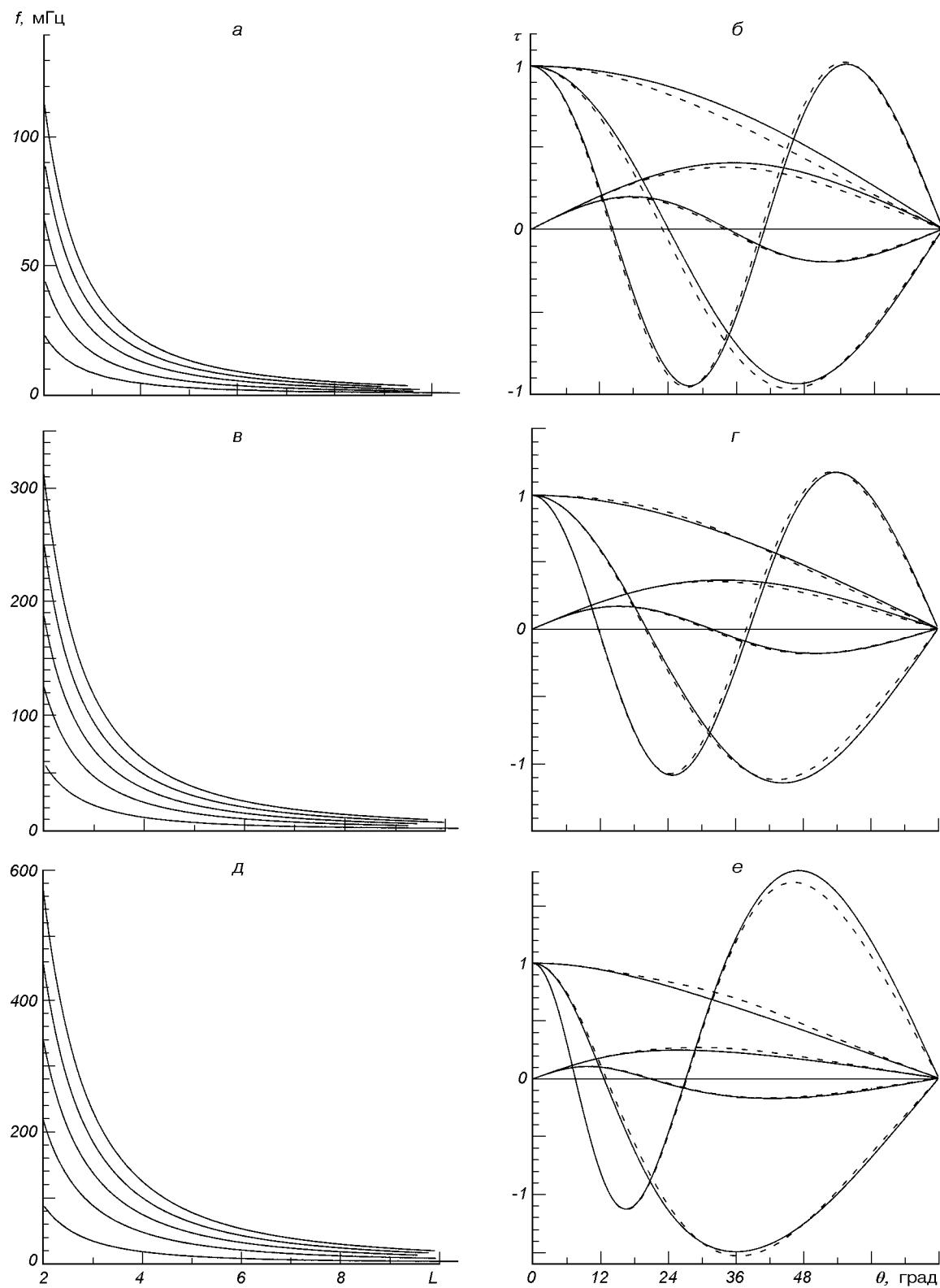


Рис. 2. Собственные частоты f и собственные функции τ мелкомасштабных магнитозвуковых волн при значениях $\beta = 0.1$ (а, б), 1 (в, г) и 10 (д, е). Сплошные линии — численные расчеты, штриховые — ВКБ-приближение

который получается при отбрасывании в (81) неотрицательных слагаемых $\propto T_i^2$.

Для конфигураций только с тороидальным током ($\mathbf{j} \cdot \mathbf{B} = 0$) для устойчивости достаточно, как следует из (17) и (42), чтобы силовая линия была вогнута в сторону увеличения давления, т. е. $\nabla p \cdot (\tau \cdot \nabla) \tau < 0$, где $\tau = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$. Рассматриваемая дипольная конфигурация этому условию не удовлетворяет и поэтому неустойчива относительно возмущений, обусловленных градиентом давления. В пределе «холодной» плазмы ($\beta \propto p \rightarrow 0$) конфигурация устойчива относительно произвольных возмущений. Кроме того, возмущения с $\xi = 0$ всегда устойчивы.

В данном разделе мы хотим исследовать только устойчивость магнитосферной плазмы относительно возмущений, обусловленных градиентом давления, без каких-либо оценок инкремента или частоты колебаний. Для этой же цели нам достаточно минимизировать потенциальную энергию W , не обращая внимания на вклад кинетической энергии. При этом мы, естественно, теряем возможность получить реальную оценку инкремента или вычислить структуру собственных функций возмущений. Ниже мы будем использовать метод, основанный на выборочном отбрасывании заведомо положительных слагаемых в W . Очевидно, что таким методом мы можем получить только необходимые и достаточные условия устойчивости.

Отметим, что одновременно в ноль обращаться все четыре слагаемых T_i^2 не могут. Поэтому реализоваться могут только некоторые частные виды возмущений. Однако функционал (80) можно преобразовать так, что в подынтегральном выражении единственное слагаемое ($\propto \xi^2$), которое может быть отрицательным, изменится. В результате получится новый достаточный критерий устойчивости, аналогичный (83), но менее жесткий.

Ниже, считая ξ , η и τ независимыми переменными, мы последовательно минимизируем вклад от стабилизирующих слагаемых в функционал (80). Начнем с минимизации функционала относительно τ . Поскольку продольная амплитуда возмущения τ присутствует только в слагаемом $\propto T_0^2$, описывающем сжимаемость плазмы, то выражение W может быть минимизировано при фиксированных ξ и η для всех значений τ . Варьируя W относительно τ , получаем

$$\begin{aligned} \delta W \Big|_{\tau} &= \int dV \gamma p \operatorname{div} \xi \left[\mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{\delta \tau}{|\mathbf{B}|^2} \right) \right] = \\ &= \int d\Psi \int_{-\Lambda}^{\Lambda} dl \gamma p \operatorname{div} \xi \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{\delta \tau}{|\mathbf{B}|^2} \right) = 0, \end{aligned} \quad (85)$$

где Λ — расстояние от экваториальной плоскости до ионосферы вдоль силовой линии магнитного поля. Интегрируя (85) по частям

$$\delta W \Big|_{\tau} = - \int d\Psi \int_{-\Lambda}^{\Lambda} dl \gamma p \left(\frac{\partial}{\partial l} \operatorname{div} \xi \right) \frac{\delta \tau}{|\mathbf{B}|^2} = 0, \quad (86)$$

получаем, что наиболее опасными являются возмущения, для которых фактор сжимаемости $\operatorname{div} \xi$ является постоянным вдоль силовых линий магнитного поля

$$\frac{\partial}{\partial l} \operatorname{div} \xi = \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \operatorname{div} \xi}{|\mathbf{B}|} = 0. \quad (87)$$

Отсюда следует, что несжимаемые возмущения плазмы ($\operatorname{div} \xi = 0$) являются только одним из возможных возмущений, минимизирующих потенциал W и приводящих к наиболее устойчивым состояниям.

Уравнение (87) в рассматриваемом случае является достаточно простым

$$\frac{\partial}{\partial l} \left[\operatorname{div} \xi_{\perp} + |\mathbf{B}| \frac{\partial \tau}{\partial l} \frac{\tau}{|\mathbf{B}|^2} \right] = 0$$

и может быть переписано в виде

$$\operatorname{div} \xi_{\perp} + |\mathbf{B}| \frac{\partial \tau}{\partial l} \frac{\tau}{|\mathbf{B}|^2} = C. \quad (88)$$

Константу C найдем с использованием граничных условий для τ . Как отмечалось выше, τ исчезает в точках $l = \pm \Lambda$ на поверхности ионосферы. С учетом этого обстоятельства из (88) получаем

$$\operatorname{div} \xi = \frac{\int_{-\Lambda}^{+\Lambda} \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \operatorname{div} \xi_{\perp}}{\int_{-\Lambda}^{+\Lambda} \frac{dl}{|\mathbf{B}|}} \equiv \langle \operatorname{div} \xi_{\perp} \rangle. \quad (89)$$

В итоге процедура минимизации слагаемого, пропорционального T_0^2 , приводит к следующему результату:

$$\frac{1}{2} \int \gamma p (\operatorname{div} \xi)^2 dV = \frac{1}{2} \int \gamma p \langle \operatorname{div} \xi_{\perp} \rangle^2 dV. \quad (90)$$

Следовательно, минимизация функционала (80) по τ приводит к выражению

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} \int d\Psi \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left[\alpha_s \left(\frac{\partial \xi}{\partial l} \right)^2 - 2 \frac{\kappa \cdot \nabla p}{|\nabla \Psi|^2} \xi^2 \right] + \\ &+ \frac{1}{2} \int d\Psi \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left[|\nabla \Psi|^2 \left(\frac{\partial \eta}{\partial l} \right)^2 + \gamma p \langle \operatorname{div} \xi_{\perp} \rangle^2 + \right. \\ &\quad \left. + |\mathbf{B}|^2 (\operatorname{div} \xi_{\perp} + 2\kappa \cdot \xi_{\perp})^2 \right]. \end{aligned} \quad (91)$$

Отметим, что проведенная выше процедура минимизации функционала W относительно τ справедлива для произвольных МГД-возмущений. До сих пор мы нигде не использовали конкретный вид возмущений. Сейчас мы минимизируем функционал относительно η для баллонных возмущений. Используя неравенства (37) и варьируя функционал (80) относительно η , получаем

$$\delta W|_{\eta} = \int d\Psi \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \Psi)}{|\mathbf{B}|^2} \cdot (\nabla \delta \eta) \times \times [\gamma p \langle \operatorname{div} \xi_{\perp} \rangle + |\mathbf{B}|^2 (\operatorname{div} \xi_{\perp} + 2\kappa \cdot \xi_{\perp})] = 0. \quad (92)$$

При получении (92) в соответствии с (37) мы опустили в W малые второго порядка, в том числе и слагаемое $|\mathbf{B}|^2 (\partial \eta / \partial l)^2$. Из (92) получаем условие минимизации функционала по η

$$\gamma p \langle \operatorname{div} \xi_{\perp} \rangle + |\mathbf{B}|^2 (\operatorname{div} \xi_{\perp} + 2\kappa \cdot \xi_{\perp}) = 0. \quad (93)$$

Интегрируя получившееся уравнение вдоль магнитной силовой трубы, находим

$$\langle \operatorname{div} \xi_{\perp} \rangle = \frac{-2 \int_{-\Delta}^{+\Delta} \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \kappa \cdot \xi_{\perp}}{\int_{-\Delta}^{+\Delta} \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left(1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2}\right)}. \quad (94)$$

Подставляя (93) и (94) обратно в (80), получаем следующее выражение для потенциальной энергии возмущенного состояния

$$W = \frac{1}{2} \int d\Psi \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left[\alpha_s \left(\frac{\partial \xi}{\partial l} \right)^2 - 2 \frac{\kappa \cdot \nabla p}{|\nabla \Psi|^2} \xi^2 \right] + + \frac{1}{2} \int d\Psi \frac{4\gamma p \left(\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \kappa \cdot \xi_{\perp} \right)^2}{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left(1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2}\right)}. \quad (95)$$

Это выражение мы будем использовать ниже для исследования устойчивости магнитосферной плазмы.

9. ЖЕЛОБКОВЫЕ МОДЫ

Первое стабилизирующее слагаемое в (95) будет минимально (равно нулю) при $\partial \xi / \partial l \sim \partial \xi / \partial \theta = 0$. Поэтому можно ожидать, что неустойчивыми в первую очередь окажутся возмущения вида

$$\xi = \operatorname{const}(\theta), \quad (96)$$

которые имеют вид желобков, вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля. Обращение в ноль указанного стабилизирующего слагаемого обозна-

чает, что по отношению к возмущениям вида (96) плазма обладает лишь упругостью, обусловленной ее сжимаемостью. Поэтому, если создать достаточно большое давление, направленное в сторону неблагоприятной кривизны силовых линий магнитного поля, то указанные возмущения начнут нарастать во времени.

В магнитосферной плазме Земли желобковые возмущения, казалось бы, должны развиваться в первую очередь, поскольку кривизна магнитного поля имеет неблагоприятное направление. Это, однако, не является достаточным условием для реализации неустойчивости: нужно еще, чтобы возмущения типа желобков относились к классу собственных возмущений плазмы, что не всегда имеет место. В частности, желобковые возмущения отсутствуют, если плазма граничит с хорошо проводящей поверхностью, в нашем случае с ионосферой. Обычно возмущение вида (96) существует в магнитных системах с замкнутыми силовыми линиями магнитного поля, например, в магнитных ловушках для УТС, но не является подходящим для магнитосферного равновесия, поскольку не удовлетворяет требуемым граничным условиям. В то же время, существуют ситуации, когда возмущения $\xi = \operatorname{const}$ могут быть использованы для получения полезных приблизительных результатов. Такая ситуация реализуется в случае, когда граница плазмы лежит достаточно далеко от области возбуждения неустойчивости и имеет место тенденция к локализации возмущений, например, на участке неблагоприятной кривизны градиента давления. В магнитосфере такая ситуация реализуется в экваториальной области, где обусловленное кольцевым током давление максимально.

Теперь, пользуясь полученным выше интегралом потенциальной энергии (95), выведем критерий устойчивости плазмы относительно желобковых мод. После подстановки в него возмущения вида (96), получаем условие устойчивости в виде

$$W = - \int d\Psi \frac{dp}{d\Psi} \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{\kappa \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} + + \int d\Psi 2\gamma p \frac{\left(\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{\kappa \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} \right)^2}{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left(1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2}\right)} > 0. \quad (97)$$

Используя выражение (21) для магнитного поля, (50) для вектора кривизны и условие (22) гидростатического равновесия плазмы, легко показать, что

$$\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{\kappa \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} = \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{\kappa \cdot (\mathbf{B} \times \nabla \varphi)}{|\mathbf{B}|^2}. \quad (98)$$

Умножая κ скалярно на $(\mathbf{B} \times \nabla \varphi) / |\mathbf{B}|^2$, получаем

$$\begin{aligned} \kappa \cdot \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \varphi)}{|\mathbf{B}|^2} &= \\ = \frac{1}{2} \operatorname{div} \frac{(\nabla \varphi \times \mathbf{B})}{|\mathbf{B}|^2} - \frac{1}{2} \frac{dp}{d\Psi} \frac{1}{|\mathbf{B}|^2}. & \end{aligned} \quad (99)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{\kappa \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} &= \frac{1}{2} \frac{dp}{d\Psi} \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{1}{|\mathbf{B}|^2} - \\ - \frac{1}{2} \int \operatorname{div} \frac{(\nabla \varphi \times \mathbf{B})}{|\mathbf{B}|^2} \frac{dl}{|\mathbf{B}|}. & \end{aligned} \quad (100)$$

Введя величину удельного объема U магнитной силовой трубы

$$U = \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \quad (101)$$

(подробнее см. в [4]), перепишем (100) в виде

$$\begin{aligned} \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{\kappa \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} &= \frac{1}{2} \frac{dp}{d\Psi} U \langle |\mathbf{B}|^{-2} \rangle - \\ - \frac{1}{2} \int \operatorname{div} \frac{(\nabla \varphi \times \mathbf{B})}{|\mathbf{B}|^2} \frac{dl}{|\mathbf{B}|}, & \end{aligned} \quad (102)$$

где

$$\langle \dots \rangle \equiv \frac{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} (\dots)}{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|}}. \quad (103)$$

Фигурирующий в (103) второй интеграл можно представить в виде

$$I = \frac{\partial}{\partial \Psi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \int \frac{\operatorname{div} (\nabla \varphi \times \mathbf{B})}{|\mathbf{B}|^2} dV. \quad (104)$$

Здесь интегрирование происходит по объему, ограниченному поверхностями $\varphi = 0$, $\varphi = \varphi$ и $\Psi = 0$, $\Psi = \Psi$. Используя теорему Гаусса, перепишем (104) в виде

$$I = \frac{\partial}{\partial \Psi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \int \frac{(\nabla \varphi \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{n}}{|\mathbf{B}|^2} ds, \quad (105)$$

где теперь интегрирование ведется по поверхности Ψ , а $\mathbf{n} = \nabla \Psi / |\nabla \Psi|$. Поскольку

$$ds = \frac{d\varphi dl |\nabla \Psi|}{|\mathbf{B}|}, \quad (106)$$

то окончательно из (105) получаем

$$\begin{aligned} I &= \frac{\partial}{\partial \Psi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} d\varphi = \frac{dU}{d\Psi} \equiv \dot{U} = \\ &= \frac{\partial}{\partial \Psi} \int \frac{dl}{|\mathbf{B}|}. \end{aligned} \quad (107)$$

Следовательно, равенство (102) можно представить в виде

$$\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{\kappa \cdot \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} = \frac{1}{2} \dot{p} U \langle |\mathbf{B}|^{-2} \rangle - \frac{1}{2} \dot{U}. \quad (108)$$

С учетом (108) критерий устойчивости желобковых мод (97) записывается в явном виде через равновесные величины следующим образом:

$$(\gamma p \dot{U} + \dot{p} U) (\dot{U} - \dot{p} U \langle |\mathbf{B}|^{-2} \rangle) \geq 0. \quad (109)$$

Критерий (109) хорошо известен в теории устойчивости плазмы и впервые был получен Спайсом [20] для желобковой неустойчивости в плазме с конечным значением давления. Легко убедиться, что для рассматриваемой магнитной конфигурации неравенство

$$\dot{U} - \dot{p} U \langle |\mathbf{B}|^2 \rangle \geq 0,$$

или, что то же самое,

$$1 + \frac{\alpha \beta}{4} \int \frac{\cos^{10} \theta d\theta}{a(\theta)} \geq 0 \quad (110)$$

всегда выполняется и поэтому условие

$$\gamma p \dot{U} + \dot{p} U \geq 0, \quad (111)$$

впервые полученное Б. Б. Кадомцевым [4], является необходимым критерием устойчивости плазмы относительно желобковых возмущений. Таким образом, мы показали, что полученный нами интеграл (95) потенциальной энергии возмущенного состояния автоматически включает в себя хорошо известные критерии устойчивости для желобковых мод.

В качестве примера используем критерий (109) для анализа устойчивости рассматриваемой дипольной конфигурации магнитного поля. Для этого перепишем критерий (111) в виде

$$\gamma \geq -\frac{d \ln p}{d \ln U}. \quad (112)$$

Подставляя в выражение (101) для U дипольное магнитное поле \mathbf{B} , элемент длины (59), а также учитывая уравнение силовой линии (58), получаем

$$U = \frac{L^4}{M} \int_{\theta_-}^{\theta_+} \cos^7 \theta d\theta \propto \frac{L^4}{M} \text{const.} \quad (113)$$

Из (113) и (112) получаем условие устойчивости плазмы относительно желобковых возмущений в хорошо известном виде

$$4\gamma > -\frac{d \ln p}{d \ln L} = \alpha.$$

10. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ БАЛЛОНЫХ МОД

При наличии контакта плазмы с идеально проводящими поверхностями, как в нашем случае, собственные колебания плазмы следует искать в виде нежелобковых возмущений ($k_{\parallel} \neq 0$), т. е. в виде баллонных мод. Ранее баллонные моды исследовались во многих работах, однако в основном в приэкваториальной области внутренней магнитосферы Земли. Ниже мы получим уравнение, описывающее границу устойчивости баллонных возмущений как в низкоширотной, так и в высокоширотной областях. Для получения этого уравнения минимизируем интеграл (95).

Дальнейшая минимизация интеграла (95), зависящего от вида функции ξ , эквивалентна известному в классической механике вариационному принципу наименьшего действия

$$W = \int \mathfrak{L} \frac{dl}{|\mathbf{B}|} d\Psi \rightarrow \min, \quad (115)$$

причем l играет роль времени, а $\xi(l)$ — обобщенной координаты. Подынтегральное выражение в (115)

$$\begin{aligned} \mathfrak{L} = & \alpha_s \left(\frac{\partial \xi}{\partial l} \right)^2 - 2 \frac{\kappa \cdot \nabla p}{|\nabla \Psi|^2} \xi^2 + \\ & + 4\gamma p \kappa \cdot \xi_{\perp} \frac{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \kappa \cdot \xi_{\perp}}{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left(1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2} \right)} = \\ & = \alpha_s \left(\frac{\partial \xi}{\partial l} \right)^2 + \frac{4r}{Ma^2} \frac{dp}{d\Psi} \frac{\xi^2}{|\nabla \Psi|^2} + \\ & + \frac{16ypr\xi}{Ma^2} \frac{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{r\xi}{Ma^2}}{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left(1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2} \right)}. \end{aligned} \quad (116)$$

эквивалентно лагранжиану, так что соответствующее уравнение Лагранжа

$$\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \xi} = |\mathbf{B}| \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial (|\mathbf{B}| \partial \xi / \partial l)} \right) \quad (117)$$

имеет вид

$$\begin{aligned} |\mathbf{B}| \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{1}{|\nabla \Psi|^2} |\mathbf{B}| \frac{\partial \xi}{\partial l} \right) = & \frac{4r}{Ma^2} \frac{dp}{d\Psi} \frac{\xi}{|\nabla \Psi|^2} + \\ & + \frac{16ypr}{Ma^2} \frac{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \frac{r\xi}{Ma^2}}{\int \frac{dl}{|\mathbf{B}|} \left(1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2} \right)}. \end{aligned} \quad (118)$$

Обезразмеривая это уравнение в соответствии с (56)–(63), получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{\cos^7 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{a(\theta) \cos \theta} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right] + \frac{4\alpha\beta}{\gamma} \frac{\cos^2 \theta}{a^2(\theta)} \xi = \\ = \frac{16\beta \cos^2 \theta}{a(\theta)} \frac{\langle \frac{\cos^2 \theta}{a^2(\theta)} \xi \rangle}{\langle 1 + \frac{\beta}{a(\theta)} \cos^{12} \theta \rangle}. \end{aligned} \quad (119)$$

Если это уравнение имеет решение, удовлетворяющее граничным условиям

$$\xi(\theta_+) = \xi(\theta_-) = 0, \quad (120)$$

то плазма будет неустойчива; в противном случае имеет место устойчивость.

Если решать полную задачу о собственных колебаниях плазмы, то нужно искать экстремум не потенциальной энергии (115), а функции Лагранжа

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{T} - W, \quad \mathfrak{T} = \int \frac{\rho \xi^2}{2} dV, \quad (121)$$

так что при $\Omega \neq 0$ в уравнение (119) нужно включить дополнительное слагаемое $\propto \Omega^2$. В результате уравнение (119) модифицируется следующим образом:

$$\begin{aligned} \Omega^2 \xi + \frac{a(\theta)}{\cos^{13} \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{a(\theta) \cos \theta} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right] + \frac{4\alpha\beta}{\gamma} \frac{\xi}{a(\theta) \cos^4 \theta} - \\ - \frac{16\beta}{a(\theta) \cos^4 \theta} \frac{\langle \frac{\cos^2 \theta}{a^2(\theta)} \xi \rangle}{\langle 1 + \frac{\beta}{a(\theta)} \cos^{12} \theta \rangle} = 0. \end{aligned} \quad (122)$$

Приведенные рассуждения по поводу уравнения (122), которые повторяют рассуждения работ [16, 17], не совсем последовательны и требуют обоснования. Это можно сделать, основываясь на ранее полученных уравнениях (64)–(66) и результатах энергетического анализа возмущений. Легко видеть, что уравнение (65) для η описывает устойчивые тороидальные альвеновские моды, не «заселленные» с полоидальными альвеновскими модами (64). Поэтому без ограничения общности можно положить $\eta = 0$ и исключить уравнение (65) из рассмотрения. Правомерность этого шага также обоснована в Приложении, где показано, что тороидальные и полоидальные баллонные возмущения распространяются независимо. Что касается уравнений (64) и (66), то, согласно (82), наиболее опасные с точки зрения устойчивости плазмы возмущения описываются системой уравнений

$$\Omega^2 \xi + \frac{a(\theta)}{\cos^{13}\theta} \frac{d}{d\theta} \left[\frac{1}{a(\theta) \cos\theta} \frac{d\xi}{d\theta} \right] - \frac{4}{a(\theta) \cos^4\theta} \left(T_{01} - \frac{\alpha\beta}{\gamma} \xi \right) = 0, \quad (123)$$

$$\frac{\partial T_{01}}{\partial \theta} = 0, \quad (124)$$

где

$$T_{01} = \frac{4\beta}{a(\theta) + \beta \cos^{12}\theta} \frac{\cos^2\theta}{a(\theta)} \xi. \quad (125)$$

Из (124) и (125) следует, что

$$T_{01} = 4\beta \frac{\langle \cos^2\theta \rangle}{\langle 1 + \frac{\beta}{a(\theta)} \cos^{12}\theta \rangle}. \quad (126)$$

Подставляя (126) в (123), получаем уравнение малых колебаний (122). Поясним смысл слагаемых получившегося уравнения. Первое слагаемое описывает инерционные эффекты, второе — эффект искривления силовых линий магнитного поля в возмущениях альвеновского типа, четвертое слагаемое учитывает стабилизирующий эффект, обусловленный сжимаемостью плазмы, и, наконец, третье — дестабилизирующее действие градиента давления («магнитный бугор», см. [7]).

11. ГРАНИЦА УСТОЙЧИВОСТИ БАЛЛОНЫХ МОД

Получившееся уравнение малых колебаний для баллонных мод (122) описывает наиболее опасные возмущения и позволяет выяснить, на какой магнитной оболочке (т. е. при каких значениях θ_+ и θ_-) начнет развиваться неустойчивость при заданном профиле и величине давления.

На рис. 3, *a* в плоскости (α, β) представлены кривые границ устойчивости так называемых сжимаемых мод, для которых справедливо уравнение (122), а пунктирными — границы устойчивости несжимаемых мод, удовлетворяющих дополнительному условию

$$\operatorname{div} \xi \sim \langle \frac{\cos^2\theta}{a^2(\theta)} \xi \rangle = 0 \quad (127)$$

и для которых справедливо уравнение

$$\Omega^2 \xi + \frac{a(\theta)}{\cos^{13}\theta} \frac{d}{d\theta} \left[\frac{1}{a(\theta) \cos\theta} \frac{d\xi}{d\theta} \right] + \frac{4\alpha\beta}{\gamma} \frac{\xi}{a(\theta) \cos^4\theta} = 0. \quad (128)$$

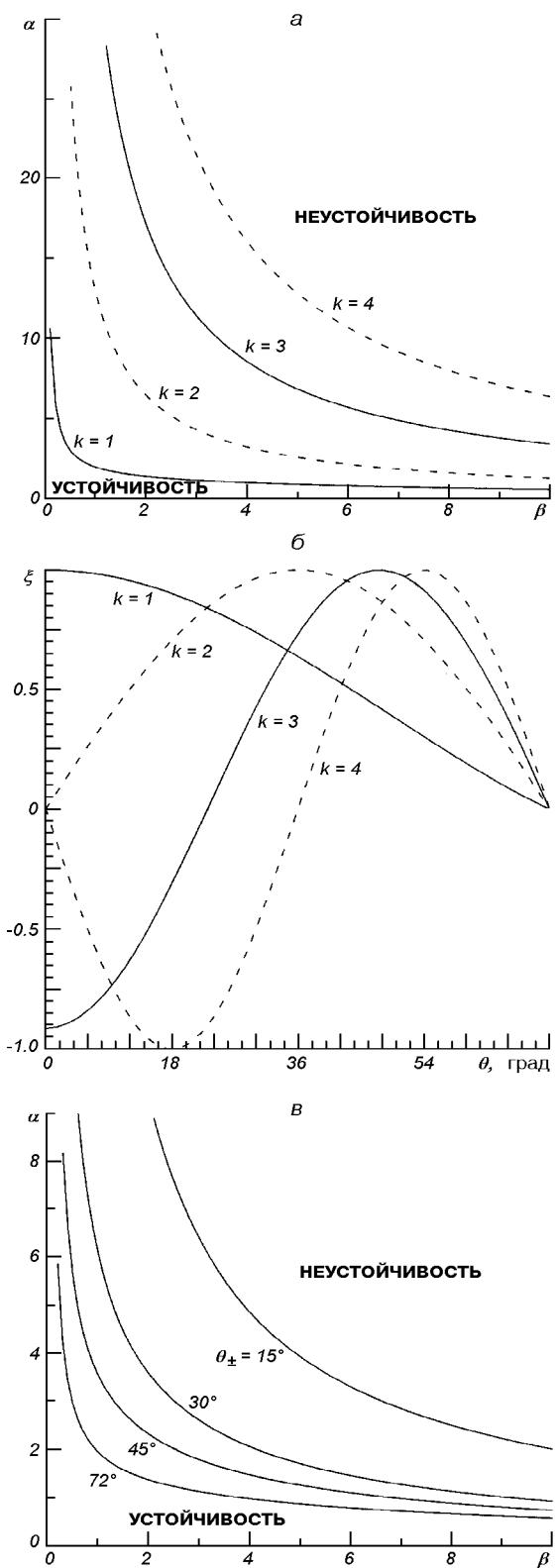


Рис. 3. *a*, *б* — Границы устойчивости и собственные функции ξ сжимаемых ($k = 1, 3$) и несжимаемых ($k = 2, 4$) баллонных мод при $\theta_\pm = 72^\circ$; *в* — границы устойчивости для разных θ_\pm

На рис. 3, б изображены собственные функции сжимаемых и несжимаемых мод на границе устойчивости плазмы. Видно, что наиболее жесткое ограничение на устойчивость плазмы накладывает первая сжимаемая мода. Первая несжимаемая мода, несмотря на отсутствие стабилизирующего эффекта, обусловленного сжимаемостью плазмы, дает менее жесткое ограничение на устойчивость. Это результат на первый взгляд является неожиданным и противоречит хорошо известной точке зрения, что несжимаемые баллонные моды являются наиболее опасными для устойчивости магнитных конфигураций относительно возмущений, обусловленных градиентом давления. Необходимо, однако, напомнить, что эта точка зрения возникла в основном из анализа устойчивости магнитных ловушек с замкнутыми силовыми линиями магнитного поля (токамаки, стеллараторы и т. д., см. [7]). В отличие от указанных ловушек, принципиальным моментом для рассматриваемой нами магнитной конфигурации является наличие плазменных границ на поверхности ионосферы. Наличие таких границ приводит к правилу отбора собственных мод возмущений в системе. В результате отбора наизнешней собственной модой, дающей самое жесткое ограничение на устойчивость системы, является, как видно из рис. 3, а, б, четная функция. На физическом языке такая функция соответствует сжимаемой моде, описываемой уравнением (122). В соответствии с общими теоремами математической физики [6] вторая собственная мода является нечетной, что соответствует несжимаемым возмущениям, описываемым уравнением (128).

Из вышеизложенного следует, что при анализе устойчивости магнитосферной плазмы относительно баллонных мод наиболее существенной является конкуренция двух факторов: влияния граничных условий, приводящих к отбору собственных функций, и влияния стабилизирующего интегрального слагаемого со сжимаемостью. Из численного расчета видно, что эффект влияния граничных условий является более существенным по сравнению с эффектом сжимаемости и именно он фактически и определяет границу устойчивости баллонных мод на данной магнитной оболочке.

На рис. 3, в в плоскости (α, β) приведены кривые, соответствующие границам устойчивости основной (сжимаемой) моды для различных значений θ_{\pm} . Из него видно, что в первую очередь неустойчивость развивается на периферии магнитосферы (большие θ_{\pm}), приводя к достаточно жестким ограничениям на величину и градиент давления плазмы.

Согласно данным работы [19] величина α в протонном радиационном поясе может достигать

значения 10 и выше. При указанных значениях величины градиента давления должны согласно рис. 3 развиваться баллонные моды.

12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье исследован вопрос о генерации давлением собственных МГД-колебаний в магнитосферной плазме. Принципиальная цель исследования состояла в получении и исследовании системы линейных уравнений, описывающих МГД-возмущения баллонного типа в рамках модели дипольного поля Земли. Мотивацией этого исследования является то обстоятельство, что по существующим в настоящее время представлениям мелкомасштабные МГД-возмущения, к которым относятся и возмущения баллонного типа, могут быть ответственными за генерацию пульсаций Рс3-Рс5.

Выяснилось, что изучаемые колебания очень чувствительны к параметру β , поэтому результаты наших исследований указывают на необходимость серьезного пересмотра границ устойчивости МГД-мод в магнитосфере с плазмой конечного давления. Это утверждение согласуется с результатом работ [9, 14–17], в которых показано, что давление плазмы заметно изменяет условия существования магнитосферных волн.

Основные результаты данной работы сводятся к следующим:

- для геометрии дипольного магнитного поля с тороидальным током получена система уравнений малых колебаний (14)–(16) для сжимаемой идеальной плазмы. Решение этой системы с учетом соответствующих граничных условий полностью определяет электрические и магнитные поля МГД-волн в магнитосфере;
- изложена последовательная процедура перехода от уравнений (14)–(16) к уравнениям (64)–(66), описывающим возмущения баллонного типа;
- выведенные в разделе 5 редуцированные уравнения малых колебаний (64)–(66) могут служить основой для анализа как мелкомасштабных, так и крупномасштабных возмущений; преимущество этих уравнений перед исходными уравнениями (1)–(4) состоит в том, что они имеют более компактный и наглядный вид;
- показано, что в магнитосферной плазме с малым β существует два типа собственных колебаний: полоидальные и тороидальные альфеновские моды; получены аналитические выражения для собственных частот и собственных функций этих мод;

- установлено, что в «теплой» магнитосферной плазме могут реализоваться мелкомасштабные магнитозвуковые колебания с собственными частотами (77);
- проводен энергетический анализ баллонных возмущений в магнитосферной плазме; установлен вид наиболее опасных с точки зрения устойчивости МГД-возмущений;
- получено уравнение малых колебаний для баллонных мод; с его помощью изучена устойчивость плазмы;
- показано, что сжимаемые баллонные моды накладывают самые жесткие ограничения на устойчивость магнитосферной плазмы;
- установлено, что в первую очередь неустойчивой становится периферийная область магнитосферы.

Таким образом, в работе продемонстрировано, что давление плазмы может являться постоянным источником баллонных возмущений на периферии магнитосферы, что в свою очередь может приводить из-за взаимодействия с быстрыми частицами из солнечного ветра к магнитосферным суббурям и существенно влиять на процессы переноса в магнитосферной плазме.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Получение уравнения (43). Исходим из уравнения (10)

$$T_3 = \frac{\nabla\psi \cdot \nabla\xi}{|\nabla\psi|^2} + \frac{(\mathbf{B} \times \nabla\psi) \cdot \nabla\eta}{|\mathbf{B}|^2} + \frac{1}{|\mathbf{B}|^2} \left[\operatorname{div} \left(\frac{|\mathbf{B}|^2 \nabla\psi}{|\nabla\psi|^2} \right) + 2p' \right]. \quad (\text{П-1})$$

Используя векторные равенства

$$(\mathbf{B} \times \nabla\psi) \cdot \nabla|\mathbf{B}| = 0,$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{a} - \mathbf{a} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{b},$$

преобразуем (П-1) к виду

$$T_3 = \frac{2p'}{|\mathbf{B}|^2} \xi + \operatorname{div} \xi + \frac{\xi \cdot \nabla(|\mathbf{B}|^2)}{|\mathbf{B}|^2} - \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla\tau}{|\mathbf{B}|^2}. \quad (\text{П-2})$$

Прямыми вычислениями можно показать, что

$$\frac{2p'}{|\mathbf{B}|^2} \xi + \frac{\xi \cdot \nabla(|\mathbf{B}|^2)}{|\mathbf{B}|^2} = \frac{\xi \cdot \nabla(2p + |\mathbf{B}|^2)}{|\mathbf{B}|^2}. \quad (\text{П-3})$$

Используя определение вектора кривизны

$$\kappa = \left(\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \cdot \nabla \right) \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} = \frac{\nabla(2p + |\mathbf{B}|^2)}{2|\mathbf{B}|^2} - \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^4} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \frac{|\mathbf{B}|^2}{2},$$

получаем

$$\frac{\xi \cdot \nabla(2p + |\mathbf{B}|^2)}{2|\mathbf{B}|^2} = \xi \cdot \kappa + \frac{\xi \cdot \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^4} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \frac{|\mathbf{B}|^2}{2} = \xi \cdot \kappa + \frac{\tau}{|\mathbf{B}|^4} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \frac{|\mathbf{B}|^2}{2}. \quad (\text{П-4})$$

Тогда из (П-2) — (П-4) получаем уравнение (43):

$$T_3 = \operatorname{div} \xi - \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla\tau}{|\mathbf{B}|^2} + 2\xi \cdot \kappa + \frac{\tau}{|\mathbf{B}|^4} (\mathbf{B} \cdot \nabla) |\mathbf{B}|^2 = \frac{T_0}{\gamma p} - \operatorname{div} \left(\frac{\tau \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \right) + 2\kappa \cdot \xi = \operatorname{div} \xi_{\perp} + 2\kappa \cdot \xi.$$

2. Получение решений уравнений (54) и (55). Введением новой переменной $x = \sin\theta$ уравнение (54)

$$\Omega^2 \eta + \frac{1}{\cos^{13}\theta} \frac{d}{d\theta} \left[\frac{1}{\cos\theta} \frac{d\eta}{d\theta} \right] = 0$$

приводится к виду

$$\eta_{xx}'' + k^2(x) \eta = 0, \quad (\text{П-5})$$

где

$$k^2(x) = \Omega^2(1-x^2)^6. \quad (\text{П-6})$$

Решение уравнения (П-5) ищем методом ВКБ в виде

$$\eta = f(x) \exp \left[\pm i \int_a^x k(x') dx' \right],$$

где $f(x)$ — медленная функция. В этом случае

$$\eta' = \frac{f'}{f} \eta \pm ik\eta, \quad (\text{П-7})$$

$$\eta'' = -k^2\eta \pm ik'\eta + 2ik \frac{f'}{f} \eta.$$

Подставляя (П-7) в (П-6), получаем приближенное решение в виде

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{k}} \sin \left[\int_a^x k(x') dx' + \varphi \right],$$

или

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{\Omega} \cos^3 \theta} \sin \left[\Omega \int_a^\theta \cos^7 \theta' d\theta' + \varphi \right]. \quad (\text{П-8})$$

Используя граничное условие $\eta(\theta = \theta_-) = 0$, получаем

$$\varphi = \Omega \int_{\theta_-}^a \cos^7 \theta' d\theta'.$$

Тогда

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{\Omega} \cos^3 \theta} \sin \left[\Omega \int_{\theta_-}^\theta \cos^7 \theta' d\theta' \right].$$

Из второго граничного условия $\eta(\theta = \theta_+) = 0$ находим

$$\Omega_n = \frac{n\pi}{\int_{\theta_-}^{\theta_+} \cos^7 \theta' d\theta'}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

и

$$\eta_n = \frac{1}{\sqrt{\Omega_n} \cos^3 \theta} \sin \left[\Omega_n \int_{\theta_-}^\theta \cos^7 \theta' d\theta' \right].$$

Для нахождения собственных значений и собственных функций уравнения (55) перейдем к переменной x , в результате чего получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{a(x)} \frac{d\xi}{dx} \right] + \frac{k^2(x)}{a(x)} \xi &= 0, \\ a(x) &= 1 + 3x^2. \end{aligned} \quad (\text{П-9})$$

Введением новой переменной z

$$z = \int a(x) dx = x + x^3$$

уравнение (П-9) приводится к виду

$$\xi''_{zz} + \frac{k^2(x(z))}{a^2(x(z))} \xi = 0. \quad (\text{П-10})$$

Видно, что с точностью до замены

$$x \rightarrow z, \quad k^2(x) \rightarrow \frac{k^2(x(z))}{a^2(x(z))}$$

уравнение (П-10) совпадает с уравнением (П-5). Поэтому, используя (П-5) и (П-8), легко находим

$$\xi = \frac{\sqrt{a(x(z))}}{\sqrt{k(x(z))}} \sin \left[\int_a^z \frac{k(x(z'))}{a(x(z'))} dz' + \varphi \right],$$

или

$$\xi = \frac{\sqrt{1 + 3\sin^2 \theta}}{\sqrt{\Omega} \cos^3 \theta} \sin \left[\Omega \int_a^\theta \cos^7 \theta' d\theta' + \varphi \right],$$

откуда получаем

$$\Omega_n = \frac{n\pi}{\int_{\theta_-}^{\theta_+} \cos^7 \theta' d\theta'}, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

$$\xi_n = \frac{\sqrt{1 + 3\sin^2 \theta}}{\sqrt{\Omega_n} \cos^3 \theta} \sin \left[\Omega_n \int_{\theta_-}^{\theta_+} \cos^7 \theta' d\theta' \right].$$

Видно, что в рассматриваемом приближении собственные частоты уравнений (54) и (55) совпадают, что подтверждается численными расчетами, а собственные функции различаются множителем $\sqrt{a(\theta)}$.

3. О поляризации баллонных возмущений. Из уравнений (39) и (18)

$$\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{B} = 0,$$

$$\mathbf{B} = (\nabla\varphi \times \nabla\psi)$$

следует

$$\mathbf{k}_\perp = k_\psi \nabla\psi + k_\varphi \nabla\varphi,$$

где k_φ и k_ψ — произвольные величины.

Учитывая, что баллонные возмущения (37) также удовлетворяют уравнению (46)

$$\mathbf{k} \cdot \xi_\perp = 0,$$

или

$$(k_\varphi \nabla\varphi + k_\psi \nabla\psi) \left(\xi \frac{\nabla\psi}{|\nabla\psi|^2} + \eta \frac{(\mathbf{B} \times \nabla\psi)}{|\mathbf{B}|^2} \right) = 0,$$

получаем соотношение

$$k_\psi \xi - k_\varphi \eta r \cos\theta = 0. \quad (\text{П-11})$$

Поскольку амплитуды ξ и η независимы, то из (П-11) получаем, что возможны два типа смещений (или поляризаций) плазмы: первый, когда

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_\perp &= k_\psi \nabla\psi, \\ \xi_\perp &= \xi \frac{\nabla\psi}{|\nabla\psi|^2}, \quad \eta = 0, \end{aligned} \quad (\text{П-12})$$

и второй, когда

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_\perp &= k_\varphi \nabla\varphi, \\ \xi_\perp &= \eta \frac{(\mathbf{B} \times \nabla\psi)}{|\mathbf{B}|^2} \propto \mathbf{e}_\varphi, \quad \xi = 0. \end{aligned} \quad (\text{П-13})$$

Возмущения (П-12) описывают полоидальные альвеновские моды, а (П-13) — тороидальные альвеновские моды.

Авторы благодарят Ю. И. Гальперина за плодотворное обсуждение результатов работы.

1. Бернштейн А., Фримен Е., Крускал М., Кулсруд Р. Энергетический принцип для проблем гидромагнитной устойчивости // Проблемы современной физики. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1958.—С. 85—110.
2. Бурдо О. С., Верхоглядова О. П., Черемных О. К. Изучение баллонных мод во внутренней магнитосфере Земли // Изв. Академии наук. Сер. физическая.—2000.—64, № 9.—С. 1896—1900.
3. Иванов В. Н., Похотов О. А. Желобковая неустойчивость в плазменном слое магнитосферы Земли // Физика плазмы.—1987.—13, № 12.—С. 1446—1454.
4. Кадомцев Б. Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы. // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963.—Т. 2.—С. 132—176.
5. Климушкин Д. Ю. Метод описания альфвеновской и магнитозвуковой ветвей колебаний неоднородной плазмы // Физика плазмы.—1994.—20, № 3.—С. 309—315.
6. Никифоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики. — М.: Наука, 1987.—316 с.
7. Пустовитов В. Д., Шафранов В. Д. Равновесие и устойчивость плазмы в стеллараторах // Вопросы теории плазмы.—1987.—Вып. 15.—С. 146—293.
8. Реддерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. — М.: Мир, 1972.—192 с.
9. 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, N A7.—P. 11339—11347.
10. Cheremnykh O. K., Revenchuk S. M., Omelchenko A. Ya., Burdo O. S. Theory of quasi-flute modes in toroidal plasma configurations // Phys. Scripta.—1995.—51.—P. 264—276.
11. Cummings W. D., O'Sullivan R. J., Coleman P. J. Standing Alfvén waves in the magnetosphere // J. Geophys. Res.—1974.—74.—P. 778—789.
12. Engebretson M. J., Zanetti L. J., Poterna T. A., Acuna M. H. Harmonically structured ULF pulsations observed by the AMPTE/CCE magnetic field experiment // Geophys. Res. Lett.—1986.—13.—P. 905—911.
13. Gold T. Motions in the magnetosphere of the Earth // J. Geophys. Res.—1959.—64.—P. 1219—1226.
14. Hameiri E., Laurence P., Mond M. The ballooning instability in space plasmas // J. Geophys. Res.—1991.—96.—P. 1513—1518.
15. Lakhina G. S., Mond M., Hameiri E. Ballooning mode instability at the plasmapause // J. Geophys. Res.—1990.—95, N A4.—P. 4007—4016.
16. Lee D.-Y. Ballooning instability in the tail plasma sheet // Geophys. Res. Lett.—1998.—25, N 21.—P. 4095—4098.
17. Lee D.-Y., Min K. W. On the possibility of the MHD-balloonning instability in the magnetotail-like field reversal // J. Geophys. Res.—1996.—101, N A8.—P. 17347—17354.
18. Liu W. W. A note on the interchange stability criterion // J. Geophys. Res.—1996.—102, N A12.—P. 27443—27447.
19. Lui A. T. Y., Hamilton D. C. Radial profiles of quiet time magnetospheric parameters // J. Geophys. Res.—1992.—97.—P. 13325—13332.
20. Spies G. O. Magnetohydrodynamic stability theory with closed magnetic field lines // Phys. Fluids.—1974.—17, N 2.—P. 400—408.
21. Tsyganenko N. A. Modelling the Earth magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause // J. Geophys. Res.—1995.—100, N A4.—P. 5599—5612.

TO THE THEORY OF THE MHD WAVES IN THE INNER MAGNETOSPHERE OF THE EARTH

O. K. Cheremnykh, O. S. Burdo, I. A. Kremenetskiy,
A. S. Parnovskiy

The low-frequency perturbations characterized by the inequalities

$$\frac{|\nabla\psi \cdot \nabla X|}{|\nabla\psi|}, \quad \frac{|(\mathbf{B} \times \nabla\psi) \cdot \nabla X|}{|\mathbf{B}| |\nabla\psi|} > \frac{|X|}{b}, \quad \frac{|\mathbf{B} \cdot \nabla X|}{|\mathbf{B}|},$$

where X denotes any component of the plasma-element displacement vector, \mathbf{B} is the total magnetic field, ψ is a mark of magnetic surface, and b is the typical scale of variations, equilibrium-value are considered in the magnetospheric plasma. The equations for small oscillations describing both small-scale and large-scale perturbations were obtained from the ideal MHD equations using the common properties of the differential operators in an arbitrary stream-coordinate system, the assumption of ballooning for the perturbation components, and the dipole model for the geomagnetic field. It is shown that in the “cold” plasma approximation these equations describe the toroidal and poloidal Alfvén modes. It is found that a finite pressure of plasma generates an additional slow magnetosonic oscillation branch which is “coupled” with the poloidal Alfvén mode. The stability of ballooning modes is investigated. It is shown that the poloidal Alfvén modes become unstable when the pressure increases. The dependence of the stability limit on the plasma pressure and its profile and on the McIlwain parameter was analyzed by using its energetic principle and the set of small oscillation equations. The results of numerical calculations for the stability limit of ballooning modes for the typical plasma parameters and radial pressure profiles of magnetospheric plasma are presented.

УДК 533.951

О. В. Агапітов, О. П. Верхоглядова, В. М. Івченко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Хвилі стиснення в магнітосфері Землі: інтерпретація спостережень супутника «Інтербол-1»

Надійшла до редакції 19.07.01

Проаналізовані дані вимірювань магнітного поля і плазмових параметрів, які були одержані КА «Інтербол-1» в ранковому секторі середнього хвоста магнітосфери на відстанях близько $10—25 R_E$ від центра Землі. За допомогою спектрального аналізу та вейвлет-перетворення вивчено зв'язування повільних магнітозвукових та альвенівських хвиль. В областях хвильової активності знайдено вихрові утворення в плазмі. Вони чітко визначаються за сплесками у компоненті вектора Пойнтінга вздовж локальної силової лінії магнітного поля. Показано існування зв'язку вихрових структур в плазмовому шарі магнітосфери Землі з хвилями стиснення типу Рс5,6. Запропоновано механізм утворення вихрових структур в плазмовому шарі в результаті розвитку нелінійних збурень.

ВСТУП

В магнітосфері Землі під час супутниковых та наземних вимірювань часто реєструються вихрові утворення. Розміри вихрових структур змінюються в широких межах від $0.1R_E$ (R_E — радіус Землі) в іоносфері, де вони утворюються за рахунок внутрішніх нестійкостей плазми, до декількох R_E в далекому хвості магнітосфери, де за їхню генерацію відповідають крайові ефекти.

Проект «Інтербол» орієнтовано на дослідження тонкої структури магнітосфери Землі та взаємодії між різними її частинами в залежності від змін у сонячному вітрі. У межах проекту виконувались координовані вимірювання за допомогою чотирьох супутників — хвостового та аврорального зондів, кожний у супроводі власного субсупутника [9]. Одночасні вимірювання на борту супутника і на борту недалеко розташованого від нього субсупутника дають змогу розрізнити часові зміни фізичних параметрів та просторові зміни, які спостерігаються внаслідок руху зонда у просторі. Пара космічних апаратів «Інтербол-1» і «Магіон-4» з апогеєм орбіти близько 190000 км і періодом обертання близько 4 діб призначена для вивчення процесів у хвості магнітосфери.

Робота ґрунтується на даних вимірювання магнітного поля, які було одержано за допомогою

магнітометра MIF-M на борту КА «Інтербол-1». Цей прилад вимірює три компоненти сталого магнітного поля та його низькочастотні флюктуації [9]. У роботі використано експериментальні дані по температурі і концентрації плазми, які одержано за допомогою плазмового аналізатора CORALL [18]. На основі аналізу орбітальних даних зонду «Інтербол-1», вимірювань магнітного поля, швидкості плазмових потоків, температури і густини плазми визначені низькочастотні геомагнітні періодичні пульсації та досліджені їхні спектрально-часові характеристики. Виділені вихрові структури в плазмовому шарі та вивчені їхні властивості. Статистично встановлено взаємозв'язок вихрових рухів з періодичними пульсаціями типу Рс-5, 6.

ВЛАСТИВОСТІ ХВИЛЬ СТИСНЕННЯ ТА ВИХРОВИХ РУХІВ ПЛАЗМИ

Низькочастотні збурення у магнітосфері Землі розділяються на періодичні пульсації (Рс — pulsation continuos) і неперіодичні пульсації (Рі — pulsation irregular). Геомагнітні пульсації спостерігаються понад сто років за допомогою наземних магнітометрів. В залежності від періоду вони умовно розподіляються на шість типів. Пульсації з різними періодами відрізняються своїми фізичними харак-

теристиками і спричиняються різними механізмами генерації. У 1960 р. було показано, що низькочастотна хвилля спостерігається одночасно на обох кінцях однієї силової лінії геомагнітного поля (див., наприклад, огляд [8]). Це доводило поширення хвиль вздовж силових ліній. Супутникові дослідження, що розпочалися у 1965 р., дали змогу вивчити просторову структуру цього низькочастотного збурення. КА «Експлорер-26» зареєстрував збурення геомагнітного поля вздовж траєкторії польоту [8]. Мультисупутникові дослідження (GOES-2, 3 і ISEE-1, 2) показали, що в деяких випадках періодичні пульсації набувають вигляду стоячих хвиль вздовж силової лінії геомагнітного поля [13].

У даній роботі головна увага приділяється найбільш низькочастотним пульсаціям типу Pc-5, 6 з періодами понад 150 с. У спостереженнях досліджувані низькочастотні коливання виявляють себе як хвилі стиснення-збурення магнітного поля, що супроводжуються збуреннями теплового тиску плазми. На основі попередніх досліджень хвильових процесів цього типу можна коротко описати їхні основні властивості. Pc-5, 6 проявляються як збурення повзводжньої відносно незбуреного магнітного поля та поперечної, в меридіанальній площині, складових геомагнітного поля з амплітудою 10–40 % від фонового значення [13]. Часто при цьому реєструються збурення потоку низькоенергетичних (з енергіями близько 25 кeВ) іонів з амплітудою порядку 10–20 % від фонового значення у протифазі зі збуреннями магнітного поля (наприклад у вимірюваннях пар геостаціонарних супутників у 1977 та 1979 р.) [12, 13, 16]. Потоки електронів з енергіями 25 кeВ збурюються як у фазі, так і у протифазі зі збуреннями магнітного поля — відповідно синфазні та протифазні події. Синфазні події локалізовані переважно у нічному секторі при локальному часі близько 20–24 LT [16]. Статистичне дослідження спостережень Pc-5, 6 проведено за матеріалами проекту ISEE (грудень 1977 — січень 1979 рр.) показало, що більшість протифазних подій реєструвалася на флангах магнітосфери у приекваторіальній області, причому переважно у ранковому секторі [8, 13, 16, 17]. Амплітуда збурень також максимальна саме на флангах [6]. Кількість спостережень максимальна при значенні $K_p = 4$ [16]. Реєстрація низькочастотних пульсацій характерна для фази відновлення після геомагнітної бурі з індексом $D_{st} \approx -35$ нT [12]. Азимутальна просторова структура хвиль вивчена краще, ніж радіальна. Із спостережень супутників GOES2 і GOES3, а також GEOS3 і геостаціонарних супутників 1979 р. [12] було встановлено, що азимутальна довжина хвилі для біль-

шості спостережень становить у середньому $1R_E$. Азимутальна швидкість поширення хвилі у західному напрямку оцінюється як 10 км/с, а хвильове число дорівнює 40–110. Вздовж магнітної силової лінії хвилі мають стоячу структуру з довжиною хвилі близько $3R_E$. Радіальна структура досліджувалася супутниками ISEE1, ISEE2, SCATHA. Було показано, що хвилі реєструються практично на всіх магнітних оболонках, і радіального компонента хвильового вектора майже немає [11, 12, 16]. Поздовжня складова відносно локальної силової лінії геомагнітного поля, або складова стиснення, має мінімум на самому екваторі, проте швидко збільшується при віддаленні від нього і там переважає поперечні складові. Крім магнітного поля, збурюється також і тепловий тиск плазми. Причому різниця фаз коливань магнітного і газокінетичного тисків плазми складає 180° у переважній більшості випадків. Ця ознака процесу характерна саме для хвильової активності типу Pc-5, 6 [8, 11, 12, 16].

На основі спостережень хвиль стиснення можна виділити основні характеристики цих процесів:

- спостерігається антипідібна поведінка (коливання у протифазі) газокінетичного тиску іонного компонента плазми й тиску магнітного поля;
- хвилі стиснення найбільше проявляють себе у повзводжному відносно магнітного поля напрямку;
- частота хвильового процесу належить до діапазону Pc-5, 6;
- спектр часто має гармонічну структуру з кількома гармоніками основної частоти;
- квазісинусоїдальний сигнал спостерігається протягом 3 год;
- хвильові процеси локалізовані переважно в ранковому секторі магнітосфери Землі на низьких геомагнітних широтах;
- має місце кореляція з плазмовим параметром β , який показує відношення плазмового тиску P_T до тиску магнітного поля $P_M = B^2/8\pi$: амплітуда хвилі приблизно пропорційна β (виникнення хвиль стиснення при $\beta \ll 1$ не реєструвалося. Частіше всього $\beta \propto 1$);
- хвильовий процес пов'язаний з геомагнітною активністю і еволюцією кільцевого струму у магнітосфері Землі. Існує кореляція з індексами D_{st} та K_p . Частіше від усього хвилі стиснення спостерігаються під час фази відновлення після геомагнітної бурі.

У близькій магнітосфері періодичні пульсації типу Pc-5, 6 проявляються як стояча альвенівська

хвиля вздовж силової лінії магнітного поля. Зазначимо, що для досліджуваних просторових областей альвенівська швидкість складає 1000 км/с. При періодах 150—1000 с довжина хвилі відповідного альвенівського процесу складатиме 25—160 R_E , що наближається до розмірів магнітосфери. Таким чином, розглядати процес як альвенівську хвиллю не можна. Крім того, поряд зі збуреннями магнітного поля впоперек локальної силової лінії спостерігаються збурення магнітного поля у поздовжньому напрямку і збурення густини плазми. Для низькочастотних хвиль у наближенні ідеальної МГД показано, що коливання магнітного та газокінетичного тисків відбуваються у фазі для швидкої магнітозвукової хвилі, і у протифазі — для повільної магнітозвукової [3], причому хвилі другого типу існують лише у теплій плазмі. Отже, на основі експериментальних даних можна припустити, що хвилі стиснення є комбінацією збурень альвенівського типу і повільної магнітозвукової хвилі.

Непередбаченим результатом проекту ISEE було відкриття великомасштабних вихрових рухів плазми у плазмовому шарі. В результаті цілеспрямованого аналізу даних виділено 169 вихрових подій за перших 19 місяців вимірювань в рамках проекту ISEE [7]. На основі циклу робіт з дослідження цих вихрових подій [6, 7 та ін.] можна виділити такі властивості:

- період повного оберту вектора швидкості складає 5—20 хв;
- площа вихрового руху майже перпендикулярна до силових ліній незбуреного магнітного поля;
- плазмовий параметр β приблизно дорівнює 1;
- вихрові події локалізовані у плазмовому шарі;
- вихрова активність пов'язується переважно з ранковим сектором магнітосфери Землі;
- поодинокі вихорі можуть об'єднуватись, утворюючи вихрові доріжки;
- при проходженні вихової структури КА реєструється зміна не тільки напрямку вектора швидкості, але і його модуля;
- значення індексу геомагнітної активності K_p лежали у межах 2—4.

Одна з теоретичних моделей утворення вихрових структур у іоносфері та магнітосфері Землі була запропонована Чмирьовим, Похотовим та ін. у роботі [5]. У цій моделі розглядаються збурення швидкості, магнітного та електричного полів у площині, перпендикулярній до фонового магнітного поля. Збуреннями фізичних величин уздовж силової лінії магнітного поля, тобто збуреннями магнітозвукового типу, нехтують. Даною моделью не може бути безпосередньо застосована для пояснен-

ня механізмів генерації хвиль стиснення типу Рс-5, 6. Вихрові структури можуть утворюватися на нелінійній стадії розвитку альвенівського хвильового процесу. Проте реальні пульсації поєднуються з повільними магнітозвуковими хвильами, що ми і спостерігаємо експериментально. Ми вважаємо, що запропонований у роботі [5] підхід відкриває можливість пояснення зв'язку між цими хвильами і вихровими подіями на нелінійній стадії розвитку хвильового процесу.

АНАЛІЗ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ

Як було зазначено вище, для хвильового процесу типу Рс5,6 характерні коливання магнітного та плазмового тисків у протифазі. Тому для початкового виділення часових інтервалів хвильової активності було застосовано методику, яка базується на методах кореляційного аналізу рядів. При виділенні інтервалів вводимо поняття анткореляції. Для окремого невеликого інтервалу даних коефіцієнт анткореляції покаже ймовірність того, що відрізок належить до інтервалу антизігітів двох досліджуваних рядів даних, наприклад вимірювань магнітного та газокінетичного тисків. Таким чином, обчислюючи ймовірність для всього масиву даних, можна отримати інтервали хвильової активності типу Рс-5, 6 з будь-якою вірогідністю. Детальніше методику пошуку інтервалів анткореляції двох масивів даних можна знайти у роботах [14, 15]. Надалі, щоб проілюструвати застосування методики обробки, будемо використовувати дані зонду «Інтербол-1» за 23 жовтня 1996 р.

Усі послідовні перетворення проводимо в системі координат GSM, обраній таким чином, щоб вісь X була направлена з центра Землі до Сонця, площа XOZ містила в собі вісь земного магнітного диполя, а вісь Y складала з ними праву трійку векторів. Незбурене магнітне поле може визначатися із різних моделей (наприклад, із моделі Циганенка 1996 р.). Для днів з невисокою сонячною активністю це дає непогані результати, але для днів з великими збуреннями, характерними для магнітних бур чи для фази відновлення після магнітної бури, кращі результати можуть бути одержані шляхом знаходження локального середнього для магнітного поля й використання його як незбуреного фону.

Перетворення Фур'є дає максимальне можливе розділення по частоті, але не дає жодної часової інформації, тобто малоекективне для опису процесів, які еволюціонують у часі. Для одержання часового розділення використовують перетворення

Фур'є на коротких інтервалах. Це — перетворення Фур'є для масиву даних, який згорнуто в найпростішому випадку зі сталим по частоті фільтром. Результатом є набір послідовних спектрів, які зручно подати у вигляді тривимірної діаграми. Така методика має ряд недоліків, головним із яких є зменшення кількості точок масиву даних, що зменшує достовірність отриманих спектрів. Наступним якісним кроком у частотно-часових дослідженнях є вейвлет-перетворення, теоретичні основи якого були розроблені наприкінці 1980-х рр. Метод вейвлет-аналізу часових рядів дозволяє досліджувати некогерентні процеси в широкому діапазоні частотно-часових характеристик [1].

В загальному випадку вейвлет-перетворення має вигляд

$$\begin{aligned} W(\tau) &= \frac{1}{|\omega|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) g^*(\omega(t - \tau)) dt = \\ &= |\omega|^{-1/2} \int x(z/\omega + \tau) g^*(z) dz, \end{aligned} \quad (1)$$

де $x(t)$ — досліджуваний сигнал, ω — циклічна частота, g^* — комплексно спряжена до ядра вейвлет-перетворення величина. Для вейвлет-перетворення характерні деякі математичні та статистичні властивості [2]:

- вейвлет сталої функції дорівнює нулю;
- для вейвлет-аналізу існує аналог співвідношення невизначеностей в квантовій механіці: чим більше розділення по частоті, тим менше розділення по часу;
- обмеженість на нескінченості норми ядра вейвлету $\int |g(t)|^2 dt < \infty$.

Для обробки сигналів квазісинусоїдальної форми, яку, наприклад, мають хвилі типу Рс-5, 6, зручно проводити розклад за гармонічними функціями. Це обумовило вибір вейвлету Морле у нашому досліджені серед множини ядер вейвлет-перетворення. Ядро Морле має вигляд

$$g(z) = \exp(-cz^2)(\exp(iz) - q), \quad (2)$$

де $q = \exp[-1/(4c)]$, c — константа, яка визначає форму обвідного контуру вейвлету. Чим більше c , тим менша ефективна ширина нормального розподілу Гаусса, що є обвідним контуром вейвлету Морле. Змінюючи c , можна змінювати розділення вейвлет-перетворення по частоті та у часі згідно з співвідношенням невизначеності. Причому збільшення c збільшує розділення по часу, а зменшення — збільшує розділення по частоті, але одночасно і часову невизначеність. У граничному випадку, коли c прямує до нуля, а півширина обвідного контура — до нескінченості, отримуємо переход до

перетворення Фур'є. Таким чином, до кожного конкретного випадку константу c необхідно вибирати згідно з вимогами до результатів та фізичними особливостями сигналів, що обробляються. В нашому випадку c було вибрано таким чином, щоб ефективний час вейвлет-перетворення дорівнював трьом-п'ятьма характерним періодам процесу.

В роботі було використано скорочений вейвлет Морле у вигляді

$$g(z) = \exp(-cz^2)\exp(iz), \quad (3)$$

застосовний за умови приведення даних до локального нульового середнього [1].

Було проведено дослідження вейвлет-перетворення магнітного та плазмового тисків. Були виявлені хвильові процеси на частотах, характерних для хвиль типу Рс-5, 6 (періоди 6—20 хв). Часові інтервали, на яких були знайдені ці процеси, збігаються з інтервалами, які були визначені з використанням методів антикореляції. За допомогою вейвлет-перетворення можна дослідити фазову картину хвильового процесу. Для цього потрібно розглянути дійсну частину перетворення (1). Таким чином, розглядаючи фази коливань магнітного та плазмового тисків, можна підтвердити їх антикореляцію і належність до хвиль стиснення. На рис. 1 подано фазову картину хвильової поведінки магнітного та плазмового тиску методом контурних

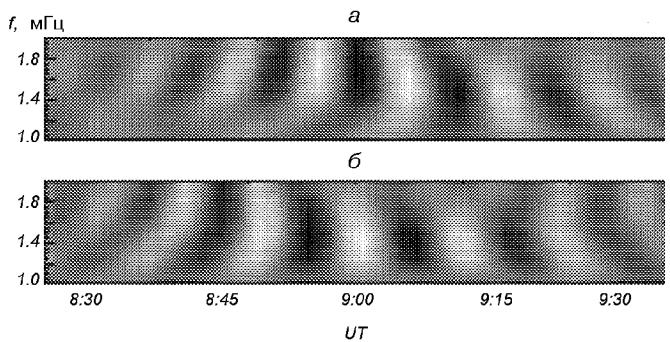


Рис. 1. Фазова діаграма поведінки магнітного та плазмового тисків для 23 жовтня 1996 р. Зверху — вейвлет перетворення даних по магнітному тиску, знизу — плазмового. Коливання знаходяться у протифазі

діаграм. При розгляді виділених хвильових процесів о 8-й та о 10-й год спостерігається антиподібна поведінка — максимальна фаза магнітного тиску відповідає мінімальній фазі плазмового тиску. Видно, що хвильовий процес має місце протягом 6-7 періодів.

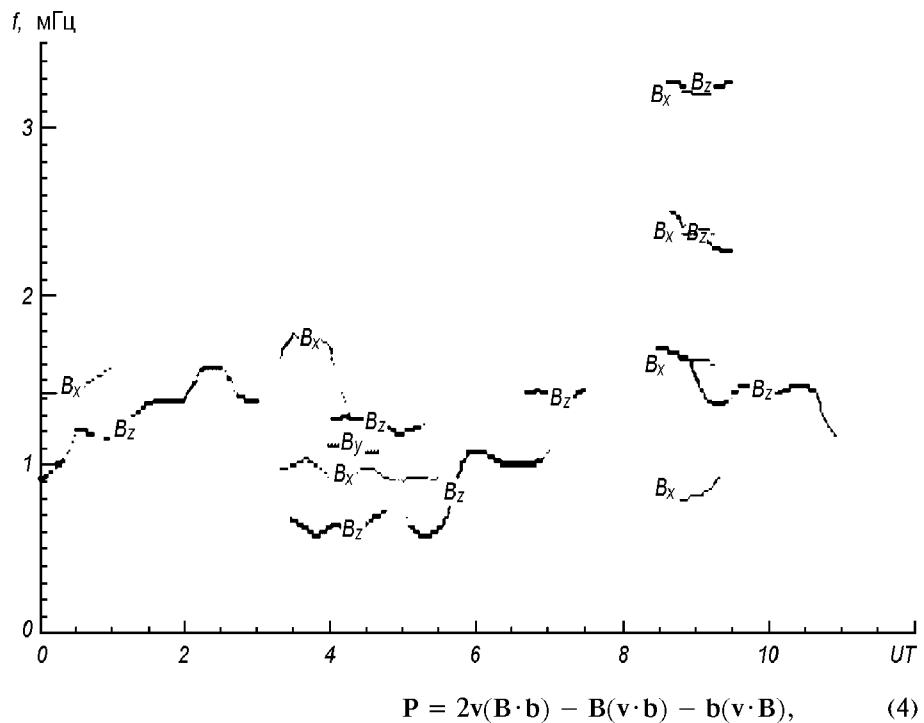
Рис. 2. Модуль вейвлет-перетворення збурення складових магнітного поля для 23 жовтня 1996 р.

При дослідженні вейвлетів різних компонентів магнітного поля були з'ясовані закономірності розподілу інтенсивності. На рис. 2 показано модуль вейвлет-перетворення складових збуреного магнітного поля в обраній системі координат для 23 жовтня 1996 р. Найінтенсивнішою є повздовжня складова відносно локального магнітного поля (Z -компонент). В Y -компоненті хвильової активності практично немає. Ці результати добре узгоджуються з даними по Рс-5, 6 інших супутниковых дослідженій (GOES, ISEE1, ISEE2), і їх можна інтерпретувати як прояв хвиль магнітозвукового типу, а враховуючи антикореляцію магнітного та плазмового тисків можна пропустити і наявність повільного магнітного звуку. Оскільки є хвильова активність з поперечною X -поляризацією, то можливо, є і з'язок альвенівських та повільних магнітозвукових хвиль. При розгляді вейвлету в залежності від модуля фонового магнітного поля спостерігається пороговий характер хвильової активності [4].

Крім хвильових процесів, що проходять з характеристикою антикореляцією магнітного та плазмового тисків, при досліджені вейвлетів були знайдені й інші періодичні збурення (рис. 2, період часу від 2^h до 3^h30^m). За комплексом ознак (активніший поперечний компонент, слабкі прояви хвильової активності у тиску плазми) можна пропустити, що це альвенівські хвилі.

За даними приладу CORALL за характеристики теплової плазми були досліджені великомасштабні рухи плазми та знайдені вихрові структури. За допомогою методу мінімуму варіації [10] виявлено, що ці вихрові структури суто тривимірні, причому площа локалізації процесу залежить від напрямку фонового магнітного поля. Це також було підтверджено статистично [14].

Були досліджені потоки енергії вздовж магнітного поля під час вихрових подій шляхом розрахунку компонента вектора Пойнтінга вздовж локальної силової лінії магнітного поля. Вектор Пойнтінга було взято в наближенні ідеальної МГД [7]:



$$P = 2v(B \cdot b) - B(v \cdot b) - b(v \cdot B), \quad (4)$$

де v — гідродинамічна швидкість теплової плазми, B та b — незбурене та збурене магнітне поле.

Поведінка вектора Пойнтінга для 23 жовтня 1996 р. показана на рис. 3. У момент 9^h20^m чітко локалізується різке збурення. Модуль вектора Пойнтінга під час цього збурення збільшується на 3—4 порядки, що вказує на перенос енергії вздовж локальної силової лінії. В деяких роботах зазначається, що ці збурення збігаються у часі з вихровими подіями, що узгоджується з результатами ISEE1, ISEE2 [6]. Щоб підтвердити отримані результати, було проведено дослідження повороту вектора швидкості в площині, перпендикулярній до силової лінії локального магнітного поля та годог-

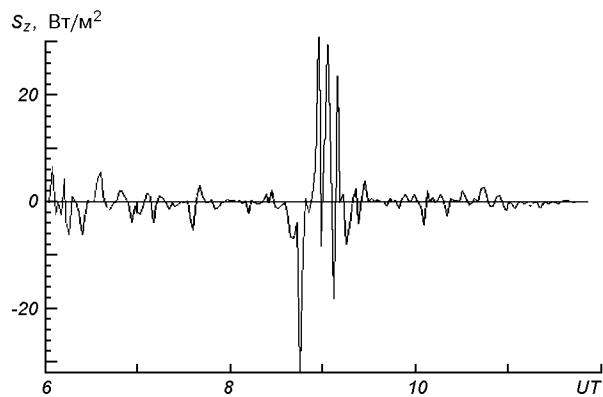


Рис. 3. Поведінка повздовжнього компонента вектора Пойнтінга для 23 жовтня 1996 р.

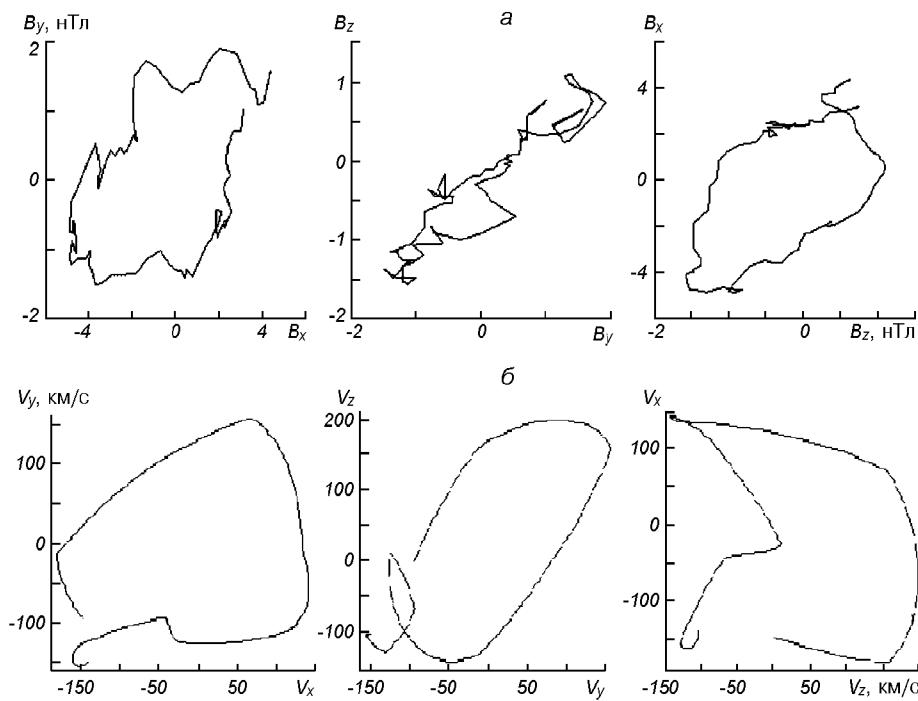


Рис. 4. Годограф збурень магнітного поля (а) та гідродинамічної швидкості теплової плазми (б) у площині, перпендикулярній до локальної силової лінії для вихрової події 8^h50^m—9^h30^m 23 жовтня 1996 р.

рафа вектора швидкості і збурень магнітного поля (рис. 4). На рис. 4, а показана поведінка вектора збуреного магнітного поля під час вихрового явища в трьох проекціях на координатні площини системи координат GSE. За час спостереження проекції вектора здійснюють повний оберт. На рис. 4, б подано проекції годографів вектора збурення магнітного поля та вектора швидкості течії плазми за час з 9^h20^m по 9^h27^m. Попередня оцінка розмірів знайдених вихрових структур дає поперечний розмір вихору менше або порядку R_E .

Ці структури локалізуються в площині, майже перпендикулярній до магнітного поля, аналогічно альвенівському вихору [5]. Переважна більшість подій зареєстрована у ранковому секторі магнітосфери (рис. 5).

З рис. 1 і 3 можна побачити, що вихрова подія проходить одночасно з хвильовим збуренням типу Pc-5, 6. Інтервали, на яких були знайдені хвилі стиснення, та інтервали з вихровими подіями корелюють з коефіцієнтом кореляції між ними 0.75—0.9. Цей результат дає змогу зробити припущення про зв'язок вихрових структур в плазмовому шарі магнітосфери Землі з хвиллями стиснення типу Pc-

5, 6. Можна припустити, що внаслідок великої амплітуди хвиль (15—30 % від фону) процес переходить в нелінійну стадію розвитку, одним з проявів якої в плазмовому шарі є альвенівський вихор.

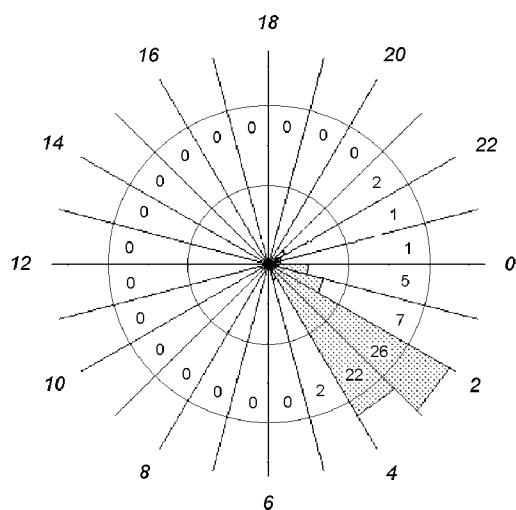


Рис. 5. Розподіл кількості вихрових подій по локальному часу

ВИСНОВКИ

У роботі проаналізовані дані вимірювань магнітного поля і плазмових параметрів, які були одержані КА «Інтербол-1». Дослідження проводилися для даних, отриманих в ранковому секторі середнього хвоста магнітосфери на відстанях $10\text{--}25R_E$ від центра Землі. Виділені часові інтервали антикореляції тиску магнітного поля та теплового тиску плазми. Діапазон частот хвиль ($0.1\text{--}0.2$ мГц), як і зазначено на антипідібна поведінка тисків, дають змогу впевнено віднести знайдені процеси до хвиль стиснення типу Pc-5, 6. Поляризаційні особливості хвиль, досліджені за допомогою вейвлет-перетворення, вказують на зв'язок повільних магнітозвукових та альвенівських хвиль.

В областях хвильової активності знайдено вихрові утворення в плазмі. Вони чітко визначаються за сплесками у компоненті вектора Пойнтінга вздовж локальної силової лінії магнітного поля. Вихрові структури забезпечують перенос енергії вздовж поля. Знайдені структури знаходяться далеко від магнітопаузи та від головних струмових систем, тому їхня генерація не може бути поясненаграничними ефектами. Показано існування зв'язку вихрових структур у плазмовому шарі магнітосфери Землі з хвилями стиснення типу Pc-5, 6. На наш погляд, перспективним напрямком досліджень є пошук механізмів утворення вихрових структур у плазмовому шарі як нелінійної стадії розвитку хвиль типу Pc-5, 6 [5, 14].

Робота частково підтримувалась грантом INTAS 99-0078. Автори вдячні колегам з Інституту космічних досліджень РАН за обговорення результатів. Дані вимірювань магнітометра MIF-M надані С. О. Романовим (ІКД РАН), а дані плазмового аналізатора CORALL — Ю. І. Єрмолаєвим (ІКД РАН).

1. Андронов И. Л. Всплеск-анализ временных рядов методом наименьших квадратов с дополнительными весами // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 6.—С. 490—511.
2. Астаф'єва Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физ. наук.—1996.—166, № 11.—С. 1145—1170.
3. Половин Р. В., Демуцкий В. П. Основы магнитной гидродинамики. — М.: Энергоатомиздат, 1987.—208 с.
4. Agapitov A. V., Verkhoglyadova O. P. Peculiarities of ULF waves in the tail of Earth magnetosphere // Proc. Inter. Symp. «From solar corona through interplanetary space, into Earth's magnetosphere and ionosphere: Interball, ISTP satellites, and ground-based observations». — Kyiv, 2000.—P. 15.
5. Chmyrev V. M., Bilchenko S. V., Pokhotelov O. A., et al. Alfvén vortices and related phenomena in the ionosphere and the

- magnetosphere // Physica Scripta.—1988.—38.—P. 841—854.
6. Hones E. W., Birn Jr. J., Bame S. J., et al. New observations of plasma vortices and insights into their interpretation // Geophys. Res. Letters.—1983.—10, N 8.—P. 674—677.
7. Hones E. W., Paschmann G., Bame S. J. Vortices in magnetospheric plasma flow // Geophys. Res. Letters.—1978.—5, N 12.—P. 1059—1062.
8. Hughes W. Magnetospheric ULF Waves: A tutorial with a historic perspective // J. Geophys. Res.—1991.—96, N A11.—P. 1811—1822.
9. Klimov S., Romanov S., Amata E., et al. ASPI experiment: measurements of fields and waves onboard the Interball-1 spacecraft // Ann. Geophys.—1997.—15.—P. 514—527.
10. Motschmann U., Woodward T. I., Glassmeier K.-H., Southwood D. J. Wave field analysis by magnetic measurements at satellite arrays: generalized minimum variance analysis // Adv. Space Res.—1996.—18, N 8.—P. (8)315—(8)319.
11. Southwood D. J., Hughes W. J. Theory of hidromagnetic waves in the magnetosphere // Space Sci. Rev.—1983.—35.—P. 301—366.
12. Takahashi J. Fennell F., Amata E., Higbie P. R. Field-aligned structure of storm time Pc 5 wave of November 14—15, 1979 // J. Geophys. Res.—1988.—92, N A6.—P. 5857—5864.
13. Takahashi K., Higbie P. R., Baker D. N. Azimuthal propagation and frequency characteristic of compressional Pc 5 waves observed at geostationary orbit // J. Geophys. Res.—1985.—90, N A2.—P. 1473—1485.
14. Verkhoglyadova O., Agapitov A., Andrushenko A., et al. Compressional wave events in the dawn plasma sheet observed by Interball-1 // Ann. Geophys.—1999.—17.—P. 1145—1154.
15. Verkhoglyadova O., Agapitov A., Ivchenko V., et al. Study of vortices in the dawn plasma sheet using Interball-1 data // Interball in the ISTP program / Eds D. G. Sibeck, K. Kudela. — Kluwer, 1999.—P. 265—275.
16. Zhu X., Kivelson M. Compressional ULF Waves in the Outer Magnetosphere. 1. Statistical Study // J. Geophys. Res.—1991.—96, N A11.—P. 19451—19457.
17. Zhu X., Kivelson M. Compressional ULF Waves. 2. Case Study // J. Geophys. Res.—1994.—99, N A1.—P. 241—252.
18. Yermolaev Yu. I., Fedorov A. O., Vaisberg O. L., et al. Ion distribution dynamics near the Earth's bow shock: first measurements with the 2D ion energy spectrometer CORALL on the INTERBALL/Tail-probe satellite // Ann. Geophys.—1997.—15.—P. 533—541.

COMPRESSION WAVES IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE: INTERPRETATION OF INTERBALL 1 OBSERVATIONS

O. V. Ahapitov, O. P. Verkhoglyadova, V. M. Ivchenko

The magnetic field data and plasma parameters obtained by Interball 1 in the morning sector of magnetospheric tail at a geocentric distance of about $10\text{--}25$ Earth radii are analyzed. Wave properties are investigated using the spectral and wavelet analyses. The slow magnetosonic and Alfvén wave coupling is studied. Vortical structures are found using the Poynting vector disturbances along the local magnetic field line. Association between the vortical structures and the compression waves of Pc 5, 6 type is found. The formation of vortical structures due to the development of nonlinear disturbances is discussed.

УДК 523.51+523.34:523

В. Г. Кручиненко, П. Н. Козак

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Взрывные кратеры на поверхности космических аппаратов, образованные метеороидами и частицами космического мусора

Надійшла до редакції 29.03.01

Розраховано частоти утворення вибухових кратерів заданих розмірів на поверхні супутника «Океан-О». Використано дані про потоки спорадичних метеороїдів і космічного сміття в навколоземному просторі та теорія кратероутворення Епіка. Отримані результати свідчать про приблизну рівність ймовірності руйнівних зіткнень від приведених вище двох складових. Оцінено ймовірності зустрічі космічного апарату з потенційно небезпечною частинкою в залежності від часу його перебування на орбіті. Показано дуже сильну залежність параметрів утворених кратерів як від швидкості, так і від кута падіння частинки. Для прикладу розрахунок проведено для відомого Аризонського кратера на поверхні Землі.

Данная работа инициирована сообщением, что 18 ноября 1999 г. произошла разгерметизация одного из блоков спутника «Океан-О». Подозрения на проходивший в это время метеорный дождь Леонид не подтвердились: разгерметизация произошла примерно через 14 ч после шторма Леонид. Поэтому расчеты свелись к определению количества образованных кратеров заданного размера на поверхности космического аппарата от столкновений с метеороидами спорадического фона и с частицами космического мусора.

Число столкновений космического аппарата с метеорной или какой-либо иной частицей можно представить простой зависимостью:

$$N = N_0(M \geq M_{\min}) \cdot S \Delta t,$$

где $N_0(M)$ (в единицах $\text{м}^{-2}\text{год}^{-1}$) — интегральный (кумулятивный) поток частиц с массой, которая не меньше M_{\min} (в граммах), S — эффективная поверхность космического аппарата (м^2), Δt — время пребывания его в потоке (годы). Принимаем во внимание лишь те столкновения, которые приводят к образованию взрывных кратеров глубиной $h \geq 0.2 \text{ см}$. Расчеты используем для орбиты спутника «Океан-О». Среднюю скорость V столкнове-

© В. Г. Кручиненко, П. Н. Козак, 2001

ния аппарата с метеороидами принимаем равной 30 км/с. Исходя из орбитальных характеристик спутника «Океан-О» (почти полярная орбита, высота орбиты 670 км, орбитальная скорость 7.5 км/с), скорость частиц космического мусора относительно спутника оцениваем как 10.6 км/с.

Для дальнейшего анализа используем теорию кратерообразования Епика [10] для случая столкновения каменной частицы (плотность $\delta = 3.4 \text{ г}/\text{см}^3$) с железной мишенью (плотность $\rho = 7.8 \text{ г}/\text{см}^3$). Теория [10] является на сегодня наиболее точной, так как проверена и согласована с экспериментальными данными (для скоростей от 2 до 9 км/с) и по статистике лунных кратеров для скоростей до 40 км/с [8]. Она основана на передаче количества движения (импульса), а не энергии, как полагали при расчетах многие исследователи. Суть заключается в том, что взрыв не происходит в момент столкновения тел. Ударяющее тело некоторое время продолжает двигаться внутрь мишени (при этом значительная часть энергии уносится наружу), и для расчета такого движения необходимо пользоваться законом сохранения импульса, а не энергии. Точно так же, как закон сохранения импульса используется при расчете движения тела

в сопротивляющейся среде, например метеороида в атмосфере Земли (уравнение торможения), а закон сохранения энергии — при расчете потери массы (уравнение аблации). («Энергия есть источник действия, само действие не пропорционально энергии» — писал Эпик [10]). Поскольку при разработке теории [10] автор не знал, в какой момент (или на какой глубине) внутри тела произойдет взрыв, он для согласования выводов теории с различными экспериментами использовал приближения. Нам представляется, что взрыв тела будет происходить в момент достижения им максимального торможения в данной среде. Строгое доказательства этого предположения пока нет, хотя в пользу его имеются существенные физические аргументы, которые мы приводим в работе [2]. Теории, которые основаны на передаче энергии в момент соударения тел (например [3]), дают завышенные в 1.7—2.3 раза [2] размеры кратеров и, с нашей точки зрения, не адекватны физическому процессу образования взрывных кратеров.

Запишем основные зависимости теории [10]. Соотношение для глубины h кратера от первоначально неразрушенной поверхности и диаметра d удаляющего тела представляем в виде:

$$\frac{h}{d} = 1.785 \left(\frac{\delta}{\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{V^2}{\sigma_p} \right)^{1/30} \cos Z. \quad (1)$$

Для диаметра D кратера используем формулу

$$\frac{D}{d^{3/2}} = 1.20 \left(\frac{kV\delta}{h} \right)^{1/2} (\rho\sigma_p)^{-1/4}, \quad (2)$$

где σ_p — прочность вещества на разрушение, Z — зенитный угол падения, k — безразмерный фактор передачи импульса, который определяется из уравнения

$$k = CV^2(1 - 0.04k^2)^{1/2} + 2. \quad (3)$$

Константа $C = 4.2 \cdot 10^{-13} \text{ с}^2/\text{см}^2$ — для удара камня по камню и $6.5 \cdot 10^{-13} \text{ с}^2/\text{см}^2$ — для удара железа по камню. Прочность на разрушение согласно [10] равна

$$\sigma_p = \sigma_{cж} + 0.38g\rho h,$$

где $\sigma_{cж}$ — прочность на сжатие ($\sigma_{cж} = 7.1 \cdot 10^4 D^{-1/4} \text{ Н}/\text{см}^2$), второе слагаемое возникает из-за трения, вызванного вышележащими слоями мишени, g — ускорение свободного падения.

Уравнения (1) и (2) можно свести к следующей зависимости:

$$\frac{kV^{4/5}}{(\cos Z)^3} = 3.95 \left(\frac{D}{h} \right)^2 \frac{\delta^{1/2} \sigma_p^{2/5}}{\rho}. \quad (4)$$

При известных размерах кратера (h и D) и плотностях удаляющего тела и мишени (δ и ρ), и конкретном значении прочности на разрушение σ_p , вычисленном по приведенным выше формулам, правая часть уравнения (4) предсталяет собой константу для данного кратера. Поскольку приблизительно $k \propto V^{1/2}$, то скорость будет пропорциональна $(\cos Z)^{2/3}$, т. е. для образования одного и того же кратера значения скорости при различных углах столкновения будут существенно различными. Мы уже указывали, что используемая теория проверена по различным данным. Для известного ядерного взрыва Teapot, например, вычисленный диаметр кратера (101 м) прекрасно согласуется с экспериментальным значением 105 м (от кромки до кромки) при энергии взрыва $5 \cdot 10^{12}$ Дж [7, 9]. Теорию [10] можно использовать для взрывов различного масштаба. При вычислениях параметров взрывных кратеров, образованных на поверхностях космических аппаратов, приведенные формулы несколько упрощаются, поскольку гравитационного поля на них практически нет.

Рассмотрим в качестве примера Аризонский кратер. Согласно данным [4] метеорит Каньон Дьябло, образовавший кратер, состоял в среднем из 94 % железа и из 5 % никеля, его средняя плотность $\delta = 7.85 \text{ г}/\text{см}^3$. Плотность почвы $\rho = 2.62 \text{ г}/\text{см}^3$, $D = 1.2 \text{ км}$, $h = 175 \text{ м}$; $\sigma_p = 3980 \text{ Н}/\text{см}^2$. На основании проведенных расчетов в [4] получено, что минимальная скорость выпавшего метеорита составляет 9.4 км/с, а за наиболее вероятную принято 15 км/с. Рассмотрен случай вертикального падения и получено, что масса выпавшего метеорита составляет 63 тыс. тонн ($d = 24.8 \text{ м}$). С позиций теории [10] приведенные результаты нуждаются в пересмотре. Правая часть соотношения (4) равна $5.47 \cdot 10^5$. Это означает, что при вертикальном падении ($Z = 0$) метеороида Каньон Дьябло скорость его была равной 25 км/с (при этом $k = 4.20$), а при падении под углом $Z = 45^\circ$ она составляла 11.6 км/с. В первом случае диаметр тела равен 41.1 м (масса 285 тыс. тонн), а во втором случае — диаметр 61.4 м (масса 950 тыс. тонн), поскольку зависимость диаметра от V и Z имеет вид

$$d = 1.10 \cdot 10^4 / (V^{1/15} \cos Z).$$

Нам представляется, что для Аризонского кратера вторая оценка более вероятна (скорость столкновения около 11 км/с, зенитный угол траектории удара 45°), поскольку кратер имеет некоторую асимметрию и значительное количество мелкодисперсного метеоритного вещества (12000 т) [4, 11]. Исходя из формы кратера и наличия брекчии, содержащей осколки метеорита под южным валом

кратера, было высказано предположение о полете метеороида с севера на юг под углом к горизонту 45° [4]. Большое количество мелкодисперсного метеоритного вещества также, с нашей точки зрения, свидетельствует о небольшой скорости удара.

В случае столкновения космических частиц среднюю плотность которых принимаем равной $3.4 \text{ г}/\text{см}^3$, со спутником (железная мишень с плотностью $7.8 \text{ г}/\text{см}^3$) зависимость (4) можно представить в виде

$$\frac{h^{2.50}}{D^{2.375}} k^{5/4} V = 7.71 \cdot 10^4 (\cos Z)^{3.75}.$$

С учетом скорости соударений метеороидов и частиц космического мусора из соотношения (3) следует, что в этом случае фактор k передачи импульса при ударе равен 4.51 и 2.62 соответственно. Вычисления выполняются для нормального угла падения ($\cos Z = 1$). Прочность на сжатие материала космического аппарата принимается равной $\sigma_p = 4.1 \cdot 10^4 \text{ Н}/\text{см}^2$ — такая величина получена для железного Сихотэ-Алинского метеорита [1]. Из зависимости (1) получим минимальное (при $h = 0.2 \text{ см}$) значение диаметра ударника (метеороида и частицы космического мусора):

$$d_{\min} = 0.13 \text{ см} \quad \text{при } V_0 = 30 \text{ км}/\text{с}$$

$$\text{и } 0.14 \text{ см} \quad \text{при } V_0 = 10.6 \text{ км}/\text{с}.$$

При этом минимальная масса M_{\min} метеороида и частиц космического мусора, способных образовывать кратер заданной глубины, составляет $3.9 \cdot 10^{-3} \text{ г}$ и $4.9 \cdot 10^{-3} \text{ г}$ соответственно.

Для вычисления потока метеорных частиц спорадического фона, массы которых не меньше M_{\min} , используем данные работ [5, 6]. Согласно данным [6] кумулятивный поток метеорных частиц N^* (в единицах $\text{м}^{-2}\text{год}^{-1}$) в интервале масс $10^6 \dots 10^2 \text{ г}$ представляем зависимостью

$$\lg N^* = -7.30 - 1.25 \lg M. \quad (5)$$

Зависимость потока F метеороидов [5, рис. 1] от диаметров d метеороидов от 0.01 до 10 см можно записать в следующем виде:

$$\lg F = -6.95 - 3.72 \lg d.$$

Переходя от диаметров к массам при $\delta = 3.4 \text{ г}/\text{см}^3$, получим зависимость для интервала масс $1.8 \cdot 10^{-6} \dots 1.8 \cdot 10^3 \text{ г}$:

$$\lg N = -6.64 - 1.24 \lg M. \quad (6)$$

Видим, что зависимости (5) и (6) близки между собой: параметры распределения по массе в обоих

случаях совпадают. Поэтому число метеороидов, способных произвести кратеры глубиной $h \geq 0.2 \text{ см}$, из соотношений (5) и (6) равно $5.1 \cdot 10^{-5}$ и $2.2 \cdot 10^{-4}$. Принимаем среднее значение $(5.1 \cdot 10^{-5} \times 2.2 \cdot 10^{-4})^{1/2} = 1.1 \cdot 10^{-4}$.

Для приближенной оценки интегрального потока космического мусора используем данные той же работы [5, рис. 1]. Приведенную кривую для интервала диаметров частиц от 0.001 до 1 см аппроксимируем функцией

$$\lg F_* = -5.40 - 2.47 \lg d_*,$$

где поток приведен в единицах $\text{м}^{-2}\text{год}^{-1}$, d_* — в см. При $\delta = 3.4 \text{ г}/\text{см}^3$ интервал масс этих частиц составляет от $1.78 \cdot 10^{-9}$ до 1.78 г , а интегральная зависимость потока частиц космического мусора принимает вид

$$\lg N_* = -5.19 - 0.823 \lg M.$$

Очевидно, искомое число частиц космического мусора, которые могут образовать кратер заданной глубины, равно

$$N_*(M \geq 4.9 \cdot 10^{-3} \text{ г}) = 5.1 \cdot 10^{-4}.$$

Если принять, что эффективная поверхность космического аппарата $S = 10 \text{ м}^2$, а время $\Delta t = 1 \text{ год}$, то число образованных кратеров глубиной $h \geq 0.2 \text{ см}$ равно $N_0 = 1.1 \cdot 10^{-3}$ для спорадического фона и $5.1 \cdot 10^{-3}$ для космического мусора.

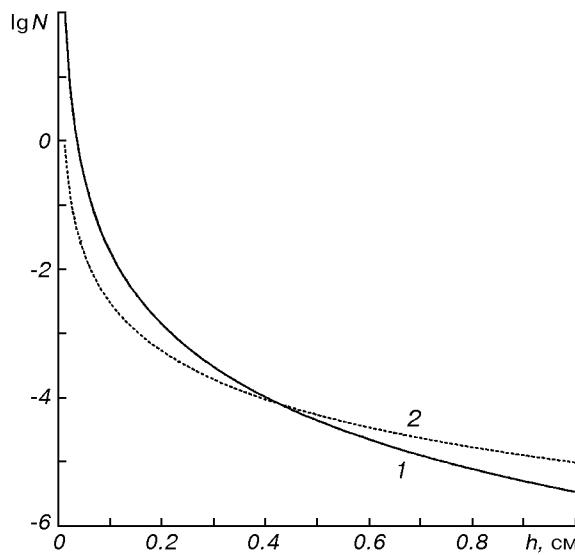
Здесь необходимо учитывать, что реальное время пребывания спутника в потоке частиц космического мусора будет составлять, вероятно, не более $0.1 \Delta t$, поэтому полученные частоты столкновений по порядку величины равны между собой.

Из формулы (2) следуют такие оценки диаметров кратеров: 2.1 см, образованные метеороидами и 1.1 см — частицами мусора. Если принять, что кратеры имеют форму шарового сегмента объемом

$$W = \pi \cdot h(4h^2 + 3D^2)/24,$$

то объемы разрушений составят соответственно 0.35 и 0.10 см^3 .

Выбранная величина глубины кратера 0.2 см не является критичной — вместо нее можно задать другое значение и вычисление выполнить для любого космического аппарата. Произведя указанные вычисления для спутника «Океан-О» ($S = 10 \text{ м}^2$) в диапазоне $0.01 \text{ см} \leq h \leq 1 \text{ см}$, и учитывая, что реальное время пребывания спутника в потоке частиц космического мусора составляет примерно $0.1 \Delta t$, получим зависимость для количества соударяемых частиц обоих типов с космическим аппаратом за год. Эти данные представлены на рисунке.



Зависимость логарифма потока N частиц, соударяющихся с поверхностью космического аппарата «Океан-О» (с площадью 10 м^2) за год, способных образовать на поверхности аппарата взрывной кратер глубиной h : 1 — метеорный спорадический фон, 2 — частицы космического мусора

Имея частоту столкновений N спутника с метеороидами спорадического фона и частицами космического мусора, можно рассчитать вероятность столкновений аппарата с частицей, способной образовать на поверхности взрывной кратер глубиной h и более. Вычисления по-прежнему произведем для $h = 0.2 \text{ см}$. Указанную вероятность столкновений КА с числом r интересующих нас частиц за время t получим из распределения Пуассона:

$$P(r, t) = \frac{(Nt)^r}{r!} e^{-Nt}.$$

Вероятность соударений хотя бы с одной частицей определим из кумулятивного распределения:

$$P(r \geq 1, t) = e^{-Nt} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(Nt)^r}{r!}.$$

При указанных частотах столкновений для потенциального времени пребывания спутника на орбите (до 10 лет) данная зависимость может быть с достаточной точностью аппроксимирована линейной функцией типа $P(r \geq 1, t) = at$. Значение коэффициента a для соударений спутника «Океан-О» хотя бы с одним метеороидом спорадического фона, способных образовать на поверхности кратер

глубиной $h \geq 0.2 \text{ см}$, составляет 0.0013 год^{-1} , а для частиц космического мусора — 0.0005 год^{-1} .

Таким образом, для выбранных условий ($S = 10 \text{ м}^2$, $h \geq 0.2 \text{ см}$) вероятность образования такого кратера на протяжении порядка 10 лет пребывания спутника на орбите составляет примерно 0.01.

1. Кринов Е. Л. Метеоритный дождь. — М.: Наука, 1981.—192 с.
2. Кручиненко В. Г. Метеоритные кратеры на поверхности Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 6.—С. 507—518.
3. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. — М.: Наука, 1971.—855 с.
4. Шумейкер Ю. М. Механика удара на примере Аризонского метеоритного кратера // Взрывные кратеры на Земле и планетах / Под ред. К. П. Станюкович. — М.: Мир, 1968.—С. 68—104.
5. Durin C., Mandeville J. C. MOS sensors for detection of orbital debris // Proc. Second Europ. Conf. on Space Debris. ESA SP-393.—1997.—P. 143—146.
6. Kruchynenko V. G. Integrated density of influx of space bodies onto Earth for a wide range of masses // Proc. Inter. Conf. METEOROIDS 1998 / Eds W. J. Baggaley, V. Porubcan. — Bratislava: Astron. Inst. Slovak Acad. Sci., 1999.—P. 329—332.
7. Nordyke M. D. Nuclear craters and preliminary theory of the mechanics of crater formation // J. Geophys. Res.—1961.—66.—P. 3439—3459.
8. Opik E. J. The lunar surface as an impact counter // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1960.—120.—P. 404—411.
9. Opik E. J. Cratering and the Moon's surface // Adv. Astron. Astrophys.—1971.—8.—P. 107—337.
10. Opik E. J. Interplanetary encounters. — New York: Elsevier scient. publ. comp., 1976.—155 p.
11. Rinehart J. S. Distribution of meteoritic debris about the Arizona meteorite crater // Smithson. Contr. Ap.—1958.—2, N 7.—P. 145—159.

EXPLOSIVE CRATERS ON THE SURFACE OF SPACE VEHICLES PRODUCED BY METEOROIDS AND SPACE DEBRIS PARTICLES

V. G. Kruchynenko, P. N. Kozak

The frequencies of the formation of explosive craters of the given sizes on the surface of the satellite «Ocean-O» were calculated. For this purpose the data on the flux of sporadic meteoroids and space debris in the near-Earth space and the E. Opik's theory of crater formation were used. The results show that the probabilities of destructive collisions with two components mentioned above are approximately equal. The probability of the collision of a space vehicle with a potentially hazard particle depending on the duration of its stay in the orbit is also estimated. The parameters of the craters formed are shown to depend strongly on both the speed and the angle of incidence of the particle. As an example, the calculation is done for the well-known Arizona crater on the Earth's surface.

УДК.528.8.04

А. Д. Федоровский¹, Л. Ф. Даргейко², В. П. Зубко³, В. Г. Якимчук¹

¹Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук НАН України, Київ

²Інститут кібернетики НАН України, Київ

³Національне космічне агентство України, Київ

Системный подход аппаратурных зондирования к комплексов Земли оценке дистанционного эффективности

Надійшла до редакції 23.01.01

Розглядаються методичні питання оцінки ефективності апаратурних комплексів ДЗЗ космічних апаратів у вирішенні задач науково-прикладних програм дистанційних досліджень земної поверхні на основі системного підходу.

Состав апаратурных комплексов космических аппаратов, предназначенных для дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), непосредственно связан с программами космических исследований земной поверхности. Очевидно, что при этом важно оценить, с одной стороны — какова вероятность решения поставленных задач с данным составом аппаратуры, а с другой — какими параметрами должны обладать приборы ДЗЗ для гарантированного решения конкретных научно-прикладных задач и всей программы в целом. Так как последнюю можно рассматривать как сложную систему, исследуем возможность оценки эффективности апаратурного комплекса ДЗЗ космических аппаратов с позиций системного подхода.

Общеметодические положения системного подхода применимы для анализа большинства сложных систем, однако их реализация в каждом конкретном случае имеет свою специфику и требует формирования своих критериев и создания соответствующей процедуры принятия решения.

Системный подход как особая форма анализа предполагает не только получение информации об объекте исследований, но и сами исследования, направленные на получение целостных представлений об объекте из множества разрозненных одно-

сторонних представлений. Таким образом, системный подход заключается в соединении информации о методах исследования и о самом объекте. Методология системного подхода включает декомпозицию, оптимизацию и синтез с коррекцией в процессе его осуществления. Декомпозиция, основанная на многоуровневой структуризации, заключается в разбиении крупномасштабной и сложной системы на «независимые» подсистемы с их последующим моделированием. Декомпозиция может проводиться по различным признакам и отражать различные аспекты. Общее решение достигается путем движения от подсистемы более низкого к подсистемам более высокого уровня: состояние подсистем предыдущего уровня входит в качестве исходной информации в подсистему следующего уровня. Декомпозиция позволяет проводить независимую оптимизацию отдельных подсистем. Оптимальное решение на моделях более высокого уровня достигается в результате координирования методами многоцелевой оптимизации решений, получаемых на моделях предыдущего уровня [5].

Системный подход показывает недостаточность, а часто и вредность чисто локальных решений, полученных на основе охвата небольшого числа существенных факторов. Практически системный под-

ход — это системный охват, системные представления, системная организация исследований. Рассмотрение проблемы с различных сторон часто выражается в участии специалистов различных специальностей и профилей. Системный подход приводит к необходимости рассмотрения многокритериальных задач, т. е. задач, в которых требуется одновременное достижение наилучших значений для всех критериев, каждый из которых характеризует одну из сторон рассматриваемой проблемы. В ряде случаев выбирается компромиссный вариант исследуемой системы. При этом процесс «отбора» является итерационным с использованием единого обобщенного критерия. Наиболее важными вопросами, составляющими сущность системного подхода, являются [1]:

- введение единого обобщенного критерия, сформулированного для всей системы в целом по множеству системных показателей (частных критерiev);
- разработка метода отсея неперспективных и целенаправленного выбора компромиссного варианта системы из большого числа возможных вариантов.

В нашем случае системный подход означает использование на формальном уровне такого понятия, как классификация из теории распознавания образов и метода многокритериальной оптимизации, которые возникли и развивались благодаря системному взгляду на проблему.

Если программу исследований рассматривать как сложную систему, то подпрограммы, тематические задачи, их характеристики (информационные признаки) с одной стороны и аппаратурные комплексы, составляющие их приборы и параметры приборов с другой, можно считать подсистемами, находящимися на разных иерархических уровнях этой сложной системы [6]. В качестве обобщенного критерия будем использовать «функцию принадлежности», определяющую вероятность выполнения конкретных задач, подпрограмм и программы исследований в целом каждым составом аппаратуры. При этом множеством частных критерiev будут являться «функции соответствия» — оценки соответствия параметров измерительной аппаратуры характеристикам тематических задач.

Пусть $M = (M_1, M_2, \dots, M_i, \dots, M_q)$ — научная программа, состоящая из множества подпрограмм M_i , каждая из которых содержит набор разных задач. $M_i = \{A_{i1}, A_{i2}, \dots, A_{il}, \dots, A_{ik_i}\}$ — множество задач i -й подпрограммы, где k_i — количество задач i -й подпрограммы. Для решения задач необходимо измерять их характеристики (информационные признаки). Для обозначения характеристик задач

примем нумерацию по всем подпрограммам и задачам от 1 до m . Тогда $a = \{a_1, a_2, \dots, a_j, \dots, a_m\}$ — множество характеристик, измерение которых необходимо для решения всех задач программы. Для решения l -й задачи i -й подпрограммы необходимо измерять m_{il} характеристик ($m_{il} \leq m$), которые обозначим как множество $a_{il} = \{a_{i11}, a_{i12}, \dots, a_{ij}, \dots, a_{ilm_{il}}\}$, $a_{il} \in a$. Для множества аппаратурных комплексов введем обозначение $B = (B_1, B_2, \dots, B_c, \dots, B_r)$, где B_c — c -й аппаратурный комплекс. Для параметров приборов введем нумерацию, соответствующую нумерации характеристик задач от 1 до n , множество которых записывается как $b = \{b_1, b_2, \dots, b_j, \dots, b_n\}$. Тогда комплекс аппаратуры B_c характеризуется n_c параметрами, множество которых имеет вид $b_c = \{b_{c1}, b_{c2}, \dots, b_{cj}, \dots, b_{cn_c}\}$, $b_{cj} \in b$.

Необходимо оценить эффективность различных аппаратурных комплексов для решения всех задач программы исследований и выбрать из всего множества B наилучший вариант аппаратурного комплекса при условии

$$b^* = a \cap b \neq \emptyset. \quad (1)$$

Условие (1) говорит о том, что во множестве параметров имеющейся аппаратуры обязательно есть параметры b^* , которые необходимы для решения задач программы и наоборот. При этом возможны такие случаи:

1. $b^* = a$, $a \neq b$ — указанное пересечение совпадает со множеством a . Это соответствует тому, что измерение всех характеристик, необходимых для выполнения программы, возможно с помощью всего множества аппаратуры B ;

2. $b^* = b$, $a \neq b$ — пересечение совпадает со множеством b . Это соответствует тому, что используются все параметры всего аппаратурного комплекса, но для выполнения программы этого недостаточно, т. е. необходимо измерение характеристик, для которых нет в аппаратурном комплексе соответствующих параметров.

3. $b^* = a = b$ — множества a и b совпадают; это означает, что параметры аппаратурного комплекса соответствуют характеристикам задач.

Для formalизации и решения данной проблемы предлагается использовать методологию, применяемую в задачах классификации дискретных объектов [2]. Под классом понимается множество явлений, объединенных некоторыми общими свойствами. Распознаваемый объект наделен некоторым набором свойств. Задача определения класса объекта на лингвистическом уровне абстракции может быть сформулирована так: определить, какому из

рассматриваемых классов принадлежит классифицируемый объект в наибольшей степени.

Необходимо установить, насколько сходен объект распознавания, в нашем случае это аппаратурный комплекс на космическом аппарате, с другими объектами (классами), которые представлены отдельными задачами и целыми научными подпрограммами, т. е. будем решать задачу классификации объекта B_c на множестве классов $M_i \in i \in 1, q$ и $A_{ij}, \notin i \in 1, q; \in l \in 1, k_i; \notin c \in 1, r$, (на множестве всех подпрограмм и всех задач каждой подпрограммы).

Для решения таких задач используются алгоритмы, основанные на вычислении оценок, состоящие из следующих этапов: введение функции близости (невязки) сравниваемых величин, вычисление оценки для функции близости — функции соответствия, вычисление оценок для класса по множеству характеристик, вычисление оценок для класса по опорному множеству [1].

Функция соответствия описывает степень совпадения значений сравниваемых величин. Выбор той или иной функции соответствия определяется характером задачи. Вычисление оценок для класса означает учет степени важности, представительности признаков для характеристики класса. Вычисление оценок по опорному множеству означает определение близости между всеми подклассами одного класса и классифицируемым объектом. Решающее правило выносит суждение о принадлежности объекта к классу.

В нашем случае описанный выше подход включает вычисление следующих функций:

- близости (невязки) S , характеризующей близость отдельных значений характеристик задач и соответствующих значений параметров аппаратурного комплекса;

- соответствия f , которая показывает степень соответствия значений характеристик задач и соответствующих значений параметров аппаратурного комплекса;

- принадлежности F_1 , которая показывает эффективность использования каждого аппаратурного комплекса для решения каждой тематической задачи;

- принадлежности F_2 , которая показывает эффективность использования каждого аппаратурного комплекса для решения множества тематических задач каждой подпрограммы;

- принадлежности F_3 , которая показывает эффективность использования каждого аппаратурного комплекса для решения всех тематических задач программы.

Решающее правило должно установить пороговые

значения оценок, по которым можно из множества измерительных аппаратурных комплексов выбрать такой, который позволяет с наибольшей вероятностью решить тематические задачи и выполнить научно-прикладную программу.

Для этого определим близость для j -го параметра c -го аппаратурного комплекса ($c \in 1, r$) к j -й характеристики l -й задачи i -й подпрограммы с помощью функции близости в соответствии с выражениями (2)–(5):

- для параметров, значения которых максимизируются, т. е. чем больше значение параметра, тем большая вероятность решения задачи

$$s(a_{ij}, b_{cj}) = \begin{cases} (a_{ij} - b_{cj})/a_{ij} & a_{ij} > b_{cj}, \\ 0 & a_{ij} \leq b_{cj}; \end{cases} \quad (2)$$

- для параметров, значения которых минимизируются, т. е. чем меньше значение параметра, тем большая вероятность решения задачи

$$s(a_{ij}, b_{cj}) = \begin{cases} (b_{cj} - a_{ij})/b_{cj} & a_{ij} < b_{cj}, \\ 0 & a_{ij} \geq b_{cj}; \end{cases} \quad (3)$$

- для параметров, значения которых должны попадать в определенный диапазон между нижней a_{ij} и верхней \bar{a}_{ij} границами

$$s(a_{ij}, b_{cj}) = \begin{cases} (b_{cj} - \bar{a}_{ij})/b_{cj}, & \bar{a}_{ij} < b_{cj}, \\ 0, & \bar{a}_{ij} \leq b_{cj} \leq \bar{a}_{ij}, \\ (\bar{a}_{ij} - b_{cj})/\bar{a}_{ij} & \bar{a}_{ij} > b_{cj}; \end{cases} \quad (4)$$

- для характеристик, измерение которых не обеспечивается комплексом аппаратуры B_c

$$s(a_{ij}, b_{cj}) = 1. \quad (5)$$

Оценку близости значений j -го параметра c -го аппаратурного комплекса и j -й характеристики l -й задачи i -й подпрограммы выполним с помощью функции соответствия

$$f(a_{ij}, b_{cj}) = [1 - S(a_{ij}, b_{cj})]K_1K_2, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} &\in i \in 1, q, & \notin l \in 1, k_i, \\ &\in j \in 1, m_{il}, & \notin c \in 1, r. \end{aligned}$$

Здесь K_1, K_2 — коэффициенты пропускания атмосферы и наличия помех соответственно.

Поясним правомочность и целесообразность приведенного выбора. Функция близости S непрерывна и выпукла вниз по обеим аргументам, неотрицательна для любых значений аргументов, равна нулю при совпадении значений аргументов и когда значения параметров аппаратуры лучше требуемых

характеристик задач. Если в комплексе B_c нет параметра, необходимого для решения задачи A_{il} , то невязка S принимает максимальное значение равное единице.

Функция соответствия f имеет тем большее значение, чем меньше невязка, т. е. чем меньше разница между значением измеряемой характеристики задачи и значением параметра аппаратуры. Аппаратурный комплекс обеспечивает в наибольшей степени решение задачи, для которой функции соответствия всех параметров аппаратуры и характеристик задач максимальны. Чтобы оценить эффективность c -го аппаратурного комплекса при решении каждой задачи, определим функцию принадлежности $F_1(A_{il}, B_c)$ в виде

$$F_1(A_{il}, B_c) = \sum_{j=1}^{m_{il}} \rho(a_{ilj}, A_{il}) f(a_{ilj}, b_{cj}), \quad (7)$$

$\in i \in 1, q; \notin l \in 1, k_i; \in c \in 1, r.$

Здесь ρ_{ilj} — весовой коэффициент важности характеристики j для l -й задачи i -й подпрограммы, индекс i определяет научную подпрограмму $i \in 1, q$, l — задачу $i \in 1, k_i$, c — аппаратурный комплекс $c \in 1, r$.

$$\sum_{j=1}^{m_{il}} \rho(a_{ilj}, A_{il}) = 1, \quad \in j \in 1, m_{il}.$$

Возможность выполнения научной подпрограммы можно оценить с помощью функции принадлежности следующего вида:

$$F_2(M_i, B_c) = \sum_{l=1}^{k_i} \rho(A_{il}, M_i) F(A_{il}, B_c) \quad (8)$$

$\in i \in 1, q; \notin c \in 1, r,$

где $\rho(A_{il}, M_i)$ — весовой коэффициент важности задачи A_{il} для подпрограммы M_i , для него тоже должно выполняться соотношение

$$\sum_{l=1}^{k_i} \rho(A_{il}, M_i) = 1, \quad \in l \in 1, k_i.$$

Возможность выполнения научной программы в целом можно оценить с помощью функции принадлежности следующего вида:

$$F_3(M, B_c) = \sum_{i=1}^q \rho(M_i, M) F_2(M_i, B_c), \quad (9)$$

$$\in c \in 1, r; \sum_{i=1}^q \rho(M_i, M) = 1, \quad \notin i \in 1, q.$$

В качестве порогового значения функций принадлежностей (7) можно взять нуль. Если функция

принадлежности положительна, будем считать, что задача A_{il} может быть решена с помощью имеющейся аппаратуры, и чем больше ее значение, тем выше качество решения. Наибольшего значения, равного m_{il} , функция принадлежности (7) достигает при совпадении значений всех параметров аппаратуры и характеристик задач. Это указывает на возможность решения l -й задачи с помощью данного состава аппаратуры и можно считать, что вероятность решения задачи равна единице. Таким образом, отношение

$$p_{il}^c = \frac{F_1(A_{il}, B_c)}{m_{il}} = \frac{\sum_{j=1}^{m_{il}} \rho(a_{ilj}, A_{il}) f(a_{ilj}, b_{cj})}{m_{il}}, \quad (10)$$

$\in i \in 1, q; \notin l \in 1, k_i; \in c \in 1, r$

определяет вероятность решения l -й задачи i -й подпрограммы с помощью c -го комплекса аппаратуры.

Выполнив вычисления P_{il} (10) для всех задач и аппаратурных комплексов, можно определить оптимальный аппаратурный комплекс для наиболее эффективного решения всего множества задач программы. Эта процедура может быть formalизована как задача многокритериальной максимизации $\sum_{i=1}^q k_i$ критериев вида (10), каждый из которых является вероятностью решения l -й задачи i -й подпрограммы с помощью c -го аппаратурного комплекса.

Основной проблемой многокритериальной оптимизации является определение понятия компромиссного решения, так как чаще всего не существует решения, доставляющего оптимум одновременно по всем критериям [4]. Поэтому предлагаются разнообразные «свертки» критериев, т.е. введение обобщенного критерия, который сводит многокритериальную задачу к обычной задаче оптимизации. Выбор таких «сверток» сопровождается рассуждениями «нематематического» характера. Требование к таким функциям состоит в том, что они должны обеспечивать эффективное решение. Решение называется эффективным, если нет других решений, лучших хотя бы по одному критерию и не худшим по остальным, т. е. эффективное решение — это неулучшаемое решение.

Как известно [1—3], многокритериальные задачи сводятся к задачам обычной оптимизации с помощью линейной, минимаксной или максиминной свертки. Минимаксная решающая функция — это когда максимально возможное значение среднего

риска достигает минимума. Применяются в том случае, когда об априорном распределении ничего не известно, следовательно, нужно рассчитывать на наихудший случай. Максиминная функция стремится максимизировать минимальный выигрыш. В рассматриваемом случае оценивается вероятность решения каждой задачи каждым аппаратурным комплексом и выбирается тот комплекс, для которого минимальная вероятность решения задачи наибольшая. Тем самым обеспечивается гарантированное решение всех задач. Математическое представление этих принципов выражается функциями, оптимизация которых приводит к эффективным решениям в случае многокритериальных задач.

Таким образом, необходимо определить аппаратурный комплекс (с индексом c), для которого достигают максимально возможных значений величины

$$\sum_{i=1}^q \sum_{l=1}^{k_i} \mu_{il} p_{il}^c \quad \text{или} \quad \min_l \mu_{il} p_{il}^c. \quad (11)$$

Здесь μ_{il} — весовой коэффициент, выражающий абсолютную ценность l -й задачи i -й подпрограммы и удовлетворяющий условию

$$\sum_{i=1}^q \sum_{l=1}^{k_i} \mu_{il} = 1.$$

Таким образом, выражение (11) позволяет дать оценку эффективности измерительных аппаратурных комплексов ДЗЗ для решения тематических задач программы исследований.

Постановку этой задачи можно варьировать, например, находить наиболее подходящий комплекс аппаратуры B_c для выполнения конкретной научной подпрограммы, пусть i -й. Тогда решение (комплекс с индексом c^*) должно доставлять максимум функции

$$\sum_{l=1}^{k_i} \eta_l p_{il}^c \quad \text{или} \quad \min_l \eta_l p_{il}^c,$$

т. е.

$$c^* = \operatorname{argmax}_{c \in I, r} \sum_{l=1}^{k_i} \eta_l p_{il}^c \quad \text{или} \quad c^* = \operatorname{argmax}_{c \in I, r} \min_l \eta_l p_{il}^c.$$

При этом η_l — весовой коэффициент, характеризующий важность l -й задачи для выполнения i -й подпрограммы.

1. Волкович В. Л., Волошин А. Ф. и др. Методы и алгоритмы автоматизированного проектирования сложных систем управления. — Киев: Наук. думка, 1984.—216 с.
2. Гермейер Ю. Б. Образование целей с векторным критерием // Изв. АН СССР. Техническая кибернетика.—1976.—№ 4.—С. 25—28.
3. Карманов В. Г. Математическое программирование. — М.: Наука, 1980.—258 с.
4. Подиновский В. В., Ногин В. Д. Парето-оптимальные решения многокритериальных задач. — М.: Наука, 1982.—328 с.
5. Системный подход в геологии: Тез. докл. II Всесоюз. конф. — М., 1986.—749 с.
6. Федоровский А. Д. Системный подход при проектировании сложной оптической аппаратуры // Оптико-мех. промст.—1980.—№ 3.—С. 36—38.

A SYSTEM APPROACH TO THE ESTIMATION OF THE EFFICIENCY OF HARDWARE COMPLEXES FOR REMOTE EARTH SOUNDING

A. D. Fedorovsky, L. F. Dargeyko, V. P. Zubko,
V. G. Yakimchuk

We discuss some methodological problems arising in the estimation of the efficiency of hardware complexes for remote sounding of the Earth's surface on the basis of the system approach.

УДК 528.873

А. Д. Федоровский, В. Г. Якимчук, С. А. Рябоконенко

Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук НАН України, Київ

Дешифрирование
ландшафтных
с использованием

космических
комплексов

марковской

снимков

изображений

Надійшла до редакції 07.05.01

Розглянуто можливість використання марковської моделі зображень при дешифруванні космічних знімків ландшафтних комплексів за структурно-текстурними ознаками. Показано, що застосування марковської моделі для аналізу просторових спектрів Фур'є різноманітних зображень дозволяє відобразити вірогідний взаємозв'язок їхніх складових. На цій основі розглянуто способи і результати практичного дешифрування космічних знімків ландшафтних комплексів.

Для космических изображений таких составляющих ландшафтных комплексов (ЛК) как лесная и сельскохозяйственная растительность, водная поверхность, городская застройка [1] функции автокорреляции имеют вид убывающих зависимостей, которые аппроксимируются экспоненциальными функциями с показателями степени в диапазоне $-0.2 \dots -0.7$. Поэтому при описании структурно-текстурных характеристик изображений ЛК вероятностную зависимость значений яркости пикселов космического снимка можно представить в виде марковской модели [3, 9]. В соответствии с определением марковских процессов плотность вероятности значений яркости пикселя изображения с координатами x и y как элемента m -связного марковского поля зависит только от яркости тех пикселов, расстояние до которых не превышает m . В случае минимальной окрестности $m = 1$ имеем окрестность, состоящую из четырех пикселов с координатами $(x - 1, y)$, $(x + 1, y)$, $(x, y - 1)$ и $(x, y + 1)$. Этот случай является наиболее простым, так как его можно свести к простой (односвязной) и одномерной марковской цепи путем усреднения вероятностей по двум осям. При расстоянии $m = \sqrt{2}$ пикселя к окрестности размера $m = 1$ добавляются еще пиксели $(x - 1, y - 1)$, $(x - 1, y + 1)$, $(x + 1, y - 1)$ и $(x + 1, y + 1)$, и окрестность состоит из восьми пикселов. При расстоянии $m = 2\sqrt{2}$ окрестность состоит из 16 пикселов, которые обрамляют снаружи окрестность из восьми пикселов.

Для окрестности $m = \sqrt{2}$ математической формой

описания двухмерной марковской модели изображения является матрица переходных вероятностей значений яркости L_1 и L_2 соседних пикселов космического снимка, которую также называют матрицей смежных вероятностей (МСВ) [8]. При этом пиксель с координатами x, y имеет яркость L_1 , а значение L_2 является средней яркостью пикселов из окрестности $m = \sqrt{2}$. Учитывая, что яркость изображения обычно передается 8-разрядным кодом, для 256 градаций яркости МСВ имеет размер 256^2 . Элемент P_{12} матрицы является оценкой вероятности наличия в изображении смежных пикселов, имеющих значения оптической яркости L_1 и L_2 . Величина P_{12} определяется как отношение количества пар смежных пикселов, имеющих яркости L_1 и L_2 , к общему числу различных сочетаний значений яркости в анализируемом изображении ЛК. Для окрестности $m = 2\sqrt{2}$ матрица переходных вероятностей значений яркости соседних пикселов, равной L_1 , L_2 и L_3 , означает, что яркость L_1 имеет пиксель с координатами (x, y) , значение L_2 является средним значением яркости пикселов окрестности $m = \sqrt{2}$, значение L_3 — средним значением яркости пикселов на расстоянии $m = 2\sqrt{2}$. Для окрестности $m = 2\sqrt{2}$ МСВ имеет размер 256^3 , поэтому для упрощения вычислений в качестве вероятностной модели изображений ЛК выбирается марковская модель связности $m = \sqrt{2}$.

МСВ служат основой для вычисления структурных признаков ЛК. Известные методы оценки

двухмерной структуры изображений на основе статистических характеристик МСВ заключаются в вычислении совокупности параметров Харалика [8] или значений взаимной корреляционной функции для МСВ исследуемого и эталонного объекта [4].

Для сокращения вычислительных операций с учетом анализа МСВ изображений ЛК нами была выполнена замена вероятностей значений яркости смежных пикселов на вероятности разностей Δ их яркостей (контрастов).

В итоге были получены матрицы оценок вероятностей значений контрастов яркости $p(\Delta)$, $\Delta = 1, 2, \dots, 0.2^N - 1$, где $2^N \times 1$ — размерность этих матриц, N — разрядность цифрового снимка. Элемент матрицы вероятностей $p(\Delta)$ является оценкой вероятности наличия в изображении смежных пикселов, контраст яркостей которых равен Δ . Величина $p(\Delta)$ определяется как отношение количества пар смежных пикселов, имеющих яркости L_1 и $L_1 - \Delta$ или L_1 и $L_1 + \Delta$, к общему числу различных контрастов значений яркости в анализируемом изображении ЛК.

В данной работе рассмотрена возможность применения матриц вероятностей контрастов (МВК) при дешифрировании космических снимков: 1) для определения на основе техники декомпозиции относительных площадей составляющих ЛК; 2) для дешифрирования ЛК по их пространственно-частотным спектрам — пространственным спектрам Фурье (ПСФ). В последнем случае в качестве «контрастов» выступают приращения составляющих смежных частот пространственного спектра.

Для решения первой задачи необходимо располагать базой данных космических изображений различных эталонных тестовых участков, составляющих ЛК. При этом для каждого выбранного эталонного участка по яркости изображений определяются усредненные значения $p(\Delta)$ ($\Delta = 1, 2, \dots, 0.2^N - 1$) и их доверительные интервалы. Затем выполняются следующие операции.

1. Оценка взаимной разделимости характеристик различных по составу эталонных тестовых участков на основе выражения

$$D_{nk}^{ec} = \sum_{\Delta=1}^t [p_n^{ec}(\Delta) - p_k^{ec}(\Delta)]^2, \quad (1)$$

где D_{nk}^{ec} — расстояние в пространстве Δ между элементами матриц составляющих n -го и k -го эталонных ЛК, c — порядковый номер спектрального слоя космического снимка, t — максимальное из всех значений Δ ; $p_n^{ec}(\Delta)$ и $p_k^{ec}(\Delta)$ — МВК для n -го и k -го эталонных ЛК. Пороговое значение D^* опреде-

ляется по значениям доверительных интервалов для $p_n^{ec}(\Delta)$ и $p_k^{ec}(\Delta)$. При $D_{nk}^{ec} \geq D^*$ участки, составляющие ЛК, различимы, а при $D_{nk}^{ec} < D^*$ — неразличимы.

2. Определение в каждом спектральном слое космического снимка значений МВК для v -го исследуемого участка ЛК и вычисление расстояния D_{qv}^c между элементами матриц v -го исследуемого участка и q -го эталонного ЛК в пространстве Δ ($\Delta = 1, 2, \dots, t$):

$$D_{qv}^c = \sum_{\Delta=1}^t [p_q^{ec}(\Delta) - p_v^{ec}(\Delta)]^2 \quad (2)$$

где $q = 1, 2, \dots, M$, M — количество выбранных эталонных участков; $c = 1, 2, \dots, C$, C — количество спектральных слоев снимка.

3. Определение по каждому спектральному слою космического снимка функций принадлежности v -го исследуемого участка F_{qv}^c к каждому эталонному участку:

$$F_{qv}^c = 1 - \frac{D_{qv}^c - \min_q(D_{qv}^c)}{\max_q(D_{qv}^c) - \min_q(D_{qv}^c)}, \quad (3)$$

где $\max_q(D_{qv}^c)$ и $\min_q(D_{qv}^c)$ — максимальное и минимальное значения D_{qv}^c .

4. Определение функций принадлежности F_{qv}^Σ по всем спектральным слоям космического снимка:

$$F_{qv}^\Sigma = \left[\sum_c (F_{qv}^c)^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

По максимальноу значению функции F_{qv}^Σ для совокупности всех спектральных слоев космического снимка определяется принадлежность v -го исследуемого участка к конкретному типу.

5. В случае неоднородного состава v -го исследуемого участка ЛК (например, из двух составляющих) методом декомпозиции определяются соотношения площадей этих составляющих:

$$S_{nv} = 1 - \frac{\left[\sum_c (D_{nv}^c)^2 \right]^{1/2}}{\left[\sum_c (D_{nv}^c)^2 \right]^{1/2} + \left[\sum_c (D_{kv}^c)^2 \right]^{1/2}},$$

$$S_{kv} = 1 - \frac{\left[\sum_c (D_{kv}^c)^2 \right]^{1/2}}{\left[\sum_c (D_{nv}^c)^2 \right]^{1/2} + \left[\sum_c (D_{kv}^c)^2 \right]^{1/2}}, \quad (5)$$

где S_{nv} и S_{kv} — относительные площади на исследуемом участке, занятые n -м и k -м типами ЛК.

Для демонстрации метода МВК и техники деком-

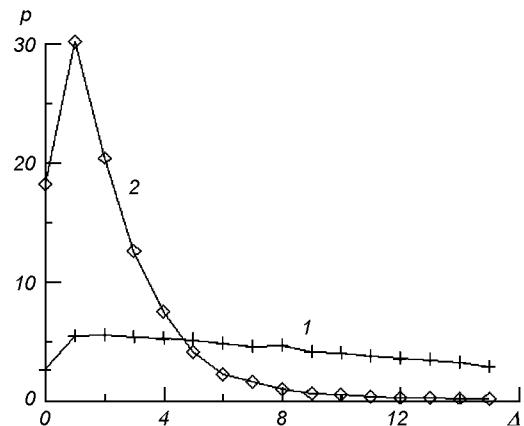


Рис. 2. Графики МВК: 1 — городская застройка, 2 — лес

Рис. 1. Фрагмент космического снимка Киевской области (ИСЗ Spot): 1 — участок леса, 2 и 3 — участки, содержащие лес и городскую застройку, 4 — городская застройка

позиции при дешифрировании космических изображений ЛК был использован космический снимок SPOT (04.07.1995 г.) Киевской области (рис. 1). В качестве эталонных участков выбраны фрагменты леса (1) и городской застройки (4), для которых были вычислены МВК. Последние можно представить графически (рис. 2): горизонтальная ось соответствует значениям контрастов яркости Δ , а вертикальная — значениям их вероятности $p(\Delta)$. Графики МВК для эталонных составляющих ЛК свидетельствуют о достаточном для их классификации различии. Продолжением эксперимента был выбор на космическом снимке двух участков ЛК с неизвестным соотношением площадей, занятых лесом и городской застройкой (2 и 3), с последующим определением этого соотношения. В результате обработки изображений исследуемых участков были определены значения $p^c(\Delta)$ ($\Delta = 0, 1, \dots, 31$) в трех спектральных слоях ($\lambda\lambda = 0.5\dots0.6, 0.6\dots0.7, 0.8\dots0.9$ нм) и составлены МВК для каждого спектрального слоя. После этого были определены расстояния D_{qv}^c , на основании значений которых в соответствии с (5) были определены относительные площади составляющих участки ЛК (табл. 1).

В табл. 1 приняты следующие обозначения: $D_{1,2}^1$ — расстояние в пространстве Δ между элементами матриц 2-го исследуемого участка и 1-го эталонного участка (лес) для 1-го спектрального канала, $S_{1,2}$ — относительная площадь на 2-м исследуемом

Таблица 1. Соотношения площадей леса и городской застройки на исследуемых участках

Спектральный слой	Лес (1)	Городская застройка (3)
Участок 2		
1	$D_{1,2}^1 = 2.2$	$D_{4,2}^1 = 4.2$
2	$D_{1,2}^2 = 1.5$	$D_{4,2}^2 = 3.9$
3	$D_{1,2}^3 = 2.0$	$D_{4,2}^3 = 5.3$
	$S_{1,2} = 0.70$	$S_{4,2} = 0.299$
Участок 3		
1	$D_{1,3}^1 = 4.3$	$D_{4,3}^1 = 3.8$
2	$D_{1,3}^2 = 5.6$	$D_{4,3}^2 = 4.3$
3	$D_{1,3}^3 = 6.0$	$D_{4,3}^3 = 5.0$
	$S_{1,3} = 0.45$	$S_{4,3} = 0.549$

участке, занятая 1-м типом составляющих ЛК (лес) и т. д.

Таким образом, на участке 2 лес составлял 70 % территории, а городская застройка — 30 %. На участке 3 — 45 % и 55 % соответственно, что с приемлемой точностью было подтверждено наземными измерениями.

Во втором случае — применение МВК для дешифрирования ЛК по их пространственно-частотным спектрам (как двумерным процессам) — в качестве информативных признаков используются структурно-текстурные признаки, которые определяются как вероятности приращений составляющих смежных частот пространственного спектра. Обоснование использования марковской модели изображений для описания ПСФ такое же, как и для яркостных изображений. При этом в качестве модели составляющих ПСФ можно использовать дву-

мерный марковский процесс в форме матрицы-столбца вероятностей модулей приращений смежных составляющих пространственного спектра изображений ландшафтов. Матрицу для приращений спектров (контрастов спектров) назовем матрицей вероятностей приращений (МВП) составляющих смежных частот ПСФ.

В работах, посвященных анализу комплексных ПСФ, имеющих амплитудную и фазовую составляющие, чаще рассматриваются амплитудные составляющие [2, 7], что объясняется ограниченными возможностями оптических построителей пространственных спектров в ранних исследованиях. Учет фазовой составляющей ПСФ представляет интерес, так как последняя содержит информацию о текстуре изображения. В дальнейшем с применением вычислительной техники фазовые составляющие также использовались при дешифрировании изображений для устранения таких дефектов, как размытость и смазанность изображений [6].

В рассматриваемом случае фазовая составляющая учитывалась посредством перехода от комплексного спектра C_{ij} в показательной форме, включающей амплитудную A_{ij} и фазовую φ_{ij} составляю-

щие, к алгебраической форме с действительной R_{ij} и мнимой J_{ij} составляющими:

$$R_{ij} = A_{ij}\cos\varphi_{ij}, \quad J_{ij} = A_{ij}\sin\varphi_{ij},$$

где i, j — номера гармоник ПСФ по двум осям.

Спектры R_{ij} и J_{ij} как двухмерные процессы были использованы для классификации составляющих ЛК с помощью МВП.

В качестве примера использования метода МВП при классификации космических изображений ЛК по их ПСФ были исследованы участки территории на космическом снимке МСУ-В «Океан-О» (10.11.1999 г.). В качестве исследуемых участков были выбраны (рис. 3): городская застройка (1), лес (2) и сельскохозяйственная растительность (3). Их пространственные спектры приведены на рис. 4, обозначения на котором соответствуют рис. 3. Для спектральных изображений исследуемых участков ЛК были определены МВП. Матрицы усредненных значений вероятностей для мнимой составляющей спектра J_{ij} для трех составляющих ЛК показаны на рис. 5, где по горизонтальной оси показаны перепады Δ составляющих спектра, а по вертикальной — вероятности наличия приращений соответствующе-

Рис. 3. Фрагмент космического снимка Киевской области (МСУ-В, «Океан-О», 10.11.1999), по которому получены ПСФ: 1 — городская застройка, 2 — лес, 3 — сельхозкультуры

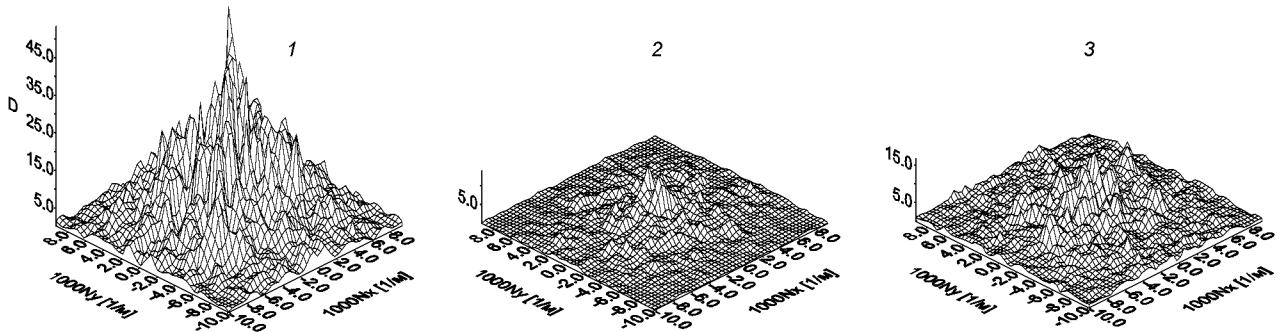


Рис. 4. Амплитудные составляющие пространственных спектров Фурье элементов ЛК: 1 — городская застройка, 2 — лес, 3 — сельхозкультуры

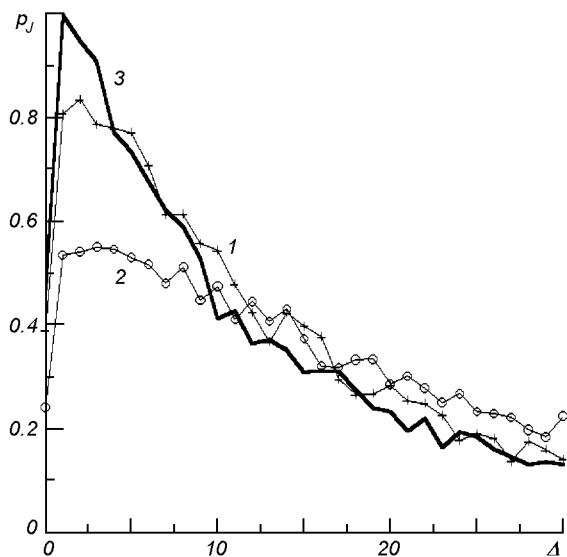


Рис. 5. Векторы смежных вероятностей контрастов между составляющими ПСФ для городской застройки (1), леса (2) и сельскохозяйственных культур (3)

го значения $p_j(\Delta)$. Видно различие МВП для городской застройки, леса и сельскохозяйственных культур, главным образом в области небольших значений приращений между спектральными составляющими.

Для оценки возможности классификации ЛК по ПСФ были определены расстояния между МВП одинаковых и разных составляющих ЛК в соответствии с выражением (2). Для сравнительной оценки расстояний между МВП принята относительная единица — максимальный разброс значений элементов МВП однотипных составляющих ЛК, а остальные разбросы приведены к этой единице (табл. 2). Из табл. 2 видно, что полученные значения расстояний между МВП позволяют распознавать разнотипные составляющие ЛК при помощи МВП по пространственным спектрам.

Проведенные исследования показали, что доверительные интервалы для элементов МВП больше, чем для МВК, но для спектров изображений имеющих структуру близкую к регулярной (городская застройка, лесонасаждения) МВП имеют меньший разброс. Таким образом МВП позволяют получить дополнительную информацию при дешифрировании космических снимков и классификации ЛК.

Рассмотренные выше примеры показали возможность использовать при дешифрировании космических снимков ЛК по структурным признакам марковские модели изображений в виде матриц вероятностей контрастов яркости смежных пикселов и

Таблица 2. Расстояния D между МВП

Составляющие спектра	Разнотипные составляющие ЛК		Однотипные составляющие ЛК
	D _{min}	D _{max}	D _{max}
R _{ij}	1.61	2.16	1.0
J _{ij}	1.72	2.38	1.0

матриц вероятностей приращений составляющих смежных пространственных частот спектра. Это расширяет возможности применения при дешифрировании космических снимков структурного анализа, который позволяет ослабить влияние изменчивости тона изображений ЛК, вызванного различными условиями съемки. Однако ограниченный объем использованного экспериментального материала требует для подтверждения достоверности их результатов дальнейших исследований в этом направлении с учетом закономерностей морфологической структуры и природных взаимосвязей составляющих ЛК.

1. Викторов А. С. Рисунок ландшафта. — М.: Мысль, 1986. — 180 с.
2. Залманзон Л. А. Преобразование Фурье, Уолша, Хаара и их применение в управлении, связи и других областях. — М.: Наука, 1989. — 496 с.
3. Красильников Н. Н. Теория передачи и восприятия изображений. — М.: Радио и связь, 1986. — 248 с.
4. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. — М., 1978. — 848 с.
5. Федоровский А. Д., Якимчук В. Г., Новиков Р. И. и др. Дешифрирование космических снимков: распознавание ландшафтных зон на основе структурного анализа // Космічна наука і технологія. — 2000. — 6, № 2/3. — С. 39—44.
6. Янущи Д. А. Дешифрирование аэрокосмических снимков. — М.: Недра, 1991. — 240 с.
7. Ярославский Л. П. Цифровая обработка сигналов в оптике и голографии: Введение в цифровую оптику. — М.: Радио и связь, 1987. — 296 с.
8. Haralick R. M. Statistical and structural approaches to texture // Proc. IEEE. — 1979. — 67, N 5. — P. 786.
9. Rabiner L. R. A tutorial on hidden Markov models and selected applications in speech recognition // Proc. IEEE. — 1989. — 77, N 2. — P. 257—285.

INTERPRETATION OF SPACE IMAGES OF LANDSCAPE ZONES WITH THE USE OF THE MARKOV IMAGE MODEL

A. D. Fedorovsky, V. G. Yakimchuk, S. A. Ryabokonenko

We examine the possibility of using the Markov model of images for the interpretation of space images of landscape zones by their structural and textural characteristics. It is shown that the use the Markov model for the analyses of the spatial Fourier spectra of various images allows one to reflect a probable interrelation of their components. The methods of interpreting the satellite images of landscape zones are considered.

УДК 550.388.2

А. А. Негода¹, С. А. Сорока²

¹Національне космічне агентство України, Київ

²Львівський центр Інституту космічних досліджень НАН та НКА України

Акустический канал космического влияния на биосферу Земли

Надійшла до редакції 23.03.01

В роботі розглянута можлива роль акустичного каналу впливу космічних процесів на біосферу Землі. Показано можливі механізми перетворення енергії космічних процесів в акустичні коливання в атмосфері та літосфері. Вперше виявлено зв'язок інфразвукових коливань в атмосфері з сонячною активністю. Проведено аналіз можливих механізмів впливу акустичних коливань на біосферні процеси.

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие энергии космического происхождения на биосферу Земли обычно связывают с корпускулярными потоками и электромагнитными излучениями различных диапазонов частот. Диапазоны этих частот лежат в области прозрачности ионосфера и атмосферы.

Значительные усилия ученых были направлены на исследования влияния именно электромагнитного воздействия на биосферу [2, 8, 24, 30, 32]. Вся ритмика биопроцессов на Земле связывается с периодическим электромагнитным и корпускулярным воздействием Солнца. Действительно, энергия космического воздействия сосредоточена в потоках корпускул и электромагнитных излучениях, однако взаимодействие их с ионосферой и атмосферой может порождать другие виды энергии. Конечным агентом космического воздействия на биообъекты будет комплекс из нескольких видов энергии.

В частности, в результате взаимодействия электромагнитного излучения космического происхождения с ионосферой и атмосферой могут образовываться интенсивные акустические колебания в газовой оболочке планеты в различных диапазонах частот — от слышимых звуков до акусто-гравитационных волн. Часть энергии акустических колебаний в атмосфере и ионосфере могут преобразовываться обратно в электромагнитные колебания, но

уже других диапазонов частот [21, 23]. Низкочастотные акустические колебания в атмосфере могут изменять прозрачность ионосферы для декаметрового электромагнитного излучения космического происхождения [34], влияние которых на биосферу может оказаться значительным [17, 19].

Часть энергии гравитационного воздействия Луны и Солнца вследствие различных механизмов может перекачиваться в акусто-гравитационные колебания в атмосфере Земли, которые, взаимодействуя с плазмой ионосферы и электрическими зарядами атмосферы, могут преобразовываться в электромагнитные колебания. Акусто-гравитационные волны влияют на динамику изменений общего содержания и пространственное распределение озона [14, 15]. Влияние короткопериодных вариаций содержания озона на биологические процессы практически не исследовалось.

Таким образом, космическое энергетическое воздействие на биосферу Земли следует рассматривать как сложное акусто-электромагнитное воздействие. Следует ожидать, что совместное акустическое и электромагнитное воздействие на биообъекты значительно сильнее, чем действие каждого вида энергии в отдельности (синергизм разных видов энергии).

Низкочастотные акустические колебания могут интенсифицировать обменные процессы в тканях биообъектов. Общеизвестно влияние инфразвуко-

вых колебаний на психику человека. Глобальность низкочастотных (< 1 Гц) акустических колебаний может проявиться в синхронизации поведения биообъектов на больших территориях.

Исследования по поиску нетрадиционных переносчиков информации в живой природе, проведенные в 1960—1970 гг. под руководством В. Н. Михайловского, показали, что одним из возможных переносчиков информации могут быть инфразвуковые колебания. Наблюдалось поведение выонов, помещенных в экранированные от электромагнитных излучений камеры. Невзирая на электромагнитные экраны, выоны «чувствовали» приближение грозы, изменения погоды, их биоактивность резко изменялась в период новолуний [9].

Неоднократно указывалось на необходимость исследования воздействия инфразвуковых колебаний в атмосфере на биосферные процессы в работах Б. М. Владимирского [5, 7].

Конкретные предложения о возможных механизмах, ответственных за эффекты в биосфере при воздействии энергии космического происхождения, позволили бы сделать сбор экспериментальных данных о процессах в биосфере и их связи с космическими явлениями более целенаправленными. Взаимное положение ближайших к Земле космических объектов, их энерговыделение могут порождать в атмосфере, гидросфере и литосфере акустические колебания, влияющие на биосферные процессы и, возможно, социальные процессы.

Качественная оценка возможных механизмов влияния акустической энергии космического происхождения на биосферу является предметом данной статьи. Необходимо установить связь инфразвуковых колебаний с солнечной активностью и другими крупномасштабными космическими процессами. Это одна сторона проблемы. Другая — связана с нахождением механизмов влияния инфразвука на биообъекты.

КОСМИЧЕСКОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ЧЕРЕЗ АКУСТИЧЕСКИЙ КАНАЛ

Под космическим энергетическим воздействием через акустический канал будем подразумевать непосредственное преобразование энергии космического происхождения в акустические колебания атмосферы, гидросферы и литосферы. «Акустические колебания» здесь понимаются в обобщенном смысле, без деления на различные виды возможных механических колебаний (акустико-гравитационных, акустических и т. д.). Указание на непосредственное преобразование космического воздействия

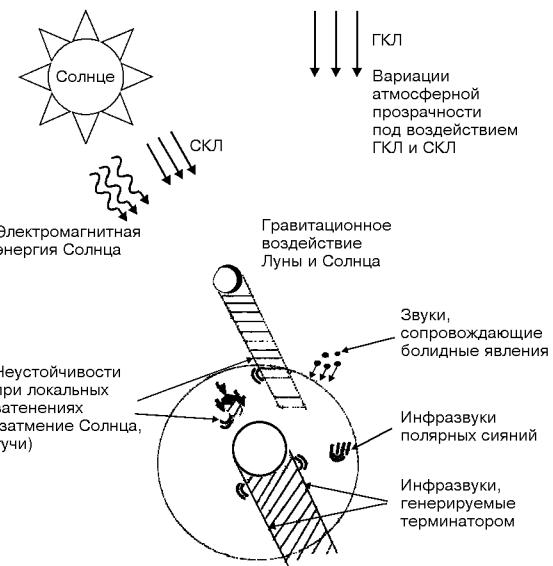


Рис. 1. Космические факторы возбуждения акустических возмущений на Земле

в акустические колебания исключает из рассмотрения разнообразные колебания, вызванные запасенной энергией в различных земных процессах. К числу таких можно отнести акустические колебания, вызванные землетрясениями, ураганами, вулканической активностью и другими естественными процессами.

Можно выделить несколько механизмов непосредственного преобразования энергии космического происхождения в акустические колебания в геосферах. На рис. 1 представлены возможные космические факторы возбуждения акустических возмущений на Земле. Основными источниками энергии, порождающими акустические колебания на Земле, являются Солнце и Луна. Они в основном создают периодические во времени акустические возмущения.

Такие возмущения порождают утренний и вечерний терминатор, солнечно-лунные приливные силы. Последние вызывают приливные колебания атмосферы и подземные звуки в результате деформации земной коры [3, 5, 6]. Совместное влияние солнечно-лунных приливных сил проявляется в 14-дневном изменении сейсмоакустической эмиссии. В работе [5] отмечается, что лунная и солнечная составляющие прилива вызывают различный акустический отклик в земной коре. Солнечные гармоники изменяют интенсивность на высоких частотах, а лунные — на низких. Исследования

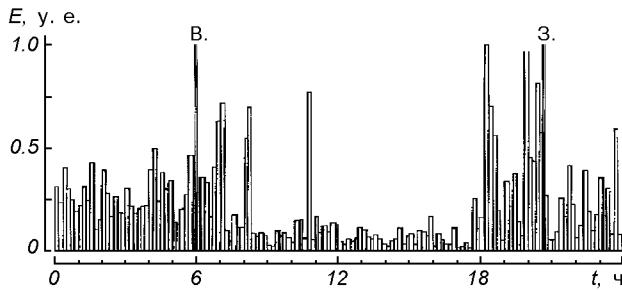


Рис. 2. Суточное распределение энергии инфразвука в спокойный день

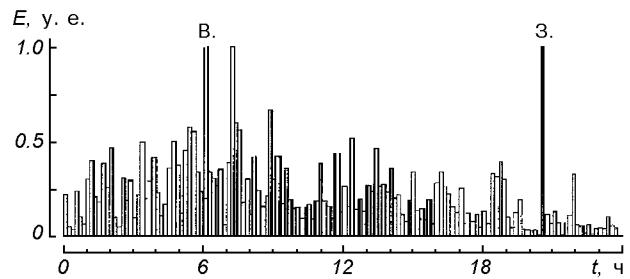


Рис. 3. Суточное распределение энергии инфразвука в день затмения Солнца (11.08.1999 г.)

подземных звуков проводились в скважинах на частотах 20—2000 Гц.

На рис. 2 показан суточный ход изменения энергии инфразвука в атмосфере 6 августа 1999 г. в диапазоне 0.003—0.3 Гц в точке с координатами 48°41'N; 26°30'E. Здесь и далее в статье приводятся результаты измерений инфразвука в Западном региональном центре специального контроля Национального космического агентства Украины, расположенному в районе г. Каменец-Подольский. Измерения проводились с использованием аппаратуры К-304. По оси ординат отложена энергия инфразвука в относительных единицах. На рисунке вертикальными линиями отмечены моменты восхода и захода Солнца (время московское). В эти моменты значительно возрастает уровень инфразвуковых колебаний. В качестве примера выбран спокойный в акустическом смысле (без землетрясений, ураганов и других крупных возмущений в районе пункта измерений) день.

Сporадические акустические возмущения создают: солнечные затмения, локальные затенения движущимися тучами, болидные явления, полярные сияния.

В первых двух случаях механизм генерации акустических возмущений связан с образованием неустойчивостей при движении границы свет—тень. На рис. 3 представлено суточное распределение энергии инфразвука в диапазоне 0.003—0.3 Гц в день затмения Солнца 11 августа 1999 г. Энергия утреннего и вечернего терминатора уже не выделяется так резко, как в «спокойный» день, а общий уровень энергии за сутки больше, чем в предыдущий и последующий дни.

Еще одним источником спорадических акустических колебаний могут быть локальные затенения и зоны с различным коэффициентом поглощения солнечного излучения. В первом случае механизм генерации акустических колебаний не отличается значительно от случая движения солнечного терми-

натора, который рассматривался часто [1, 26—28]. Во втором случае генерация акустических колебаний, возможно, происходит за счет оптико-акустического эффекта [11, 16]. Сущность этого эффекта состоит в том, что за счет вариации поглощения солнечного излучения в различных зонах атмосферы образуются температурные градиенты, порождающие низкочастотные акустические колебания. Вариации поглощения солнечного излучения определяются наличием в воздухе аэрозолей, водяных паров и других химических примесей, которые зависят от солнечной активности.

Представляет интерес и генерирование звуков в атмосфере при движении метеоров. В процессе горения метеорного тела, движущегося со скоростью 30—70 км/с, происходит интенсивное выделение энергии, часть которой преобразуется в акустические колебания [10]. Большинство метеоров сгорают на больших высотах. Возмущение давления на поверхности Земли при пролете метеора с начальной массой 1 кг составляет около 25 дн/см² [10]. Максимальная амплитуда давления наблюдается в плоскости, перпендикулярной к оси следа метеора. Частота появления метеоров с начальной массой $10^{-4} \text{ г} < m < 10 \text{ кг}$ находится в пределах $10^8 > v > 5$ в сутки. Крупные метеориты появляются редко, однако акустические возмущения, вызванные их движением, значительны.

Звуки метеоритных потоков являются экзотикой в «ансамбле звуковых инструментов Земли». Чаще наблюдаются акустические возмущения в области инфразвуковых частот при магнитных бурях [12]. Механизм преобразования ионосферных электромагнитных возмущений в инфразвуковые колебания в атмосфере в настоящее время не известен и требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования этой проблемы.

Главными источниками акустических колебаний в атмосфере можно считать утренний и вечерний солнечный терминатор и взаимодействие солнечно-

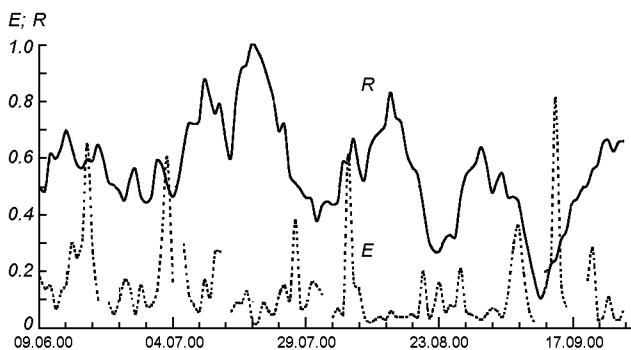


Рис. 4. Распределение энергии инфразвука E (пунктирная линия) и солнечной активности (сплошная линия) в период с 9 июня по 27 сентября 2000 г.

го излучения с изменяющейся прозрачностью атмосферы. Кратко рассмотрим механизмы генерации акустических возмущений в этих случаях. Движение терминатора образует зоны быстрого изменения параметров атмосферы: температуры, давления, концентрации ионов и электронов, химического состава. Неоднородности атмосферы, вызванные движением терминатора, порождают возмущения во всей толще атмосферы. Наибольшие возмущения возникают в зонах максимального поглощения солнечной энергии, которое зависит от спектра, высоты над уровнем Земли и неоднородностей атмосферы [26]. Солнечный терминатор представляет собой движущуюся границу с различными значениями потока энергии. В работах В. М. Сомсикова [26—28] доказано, что при движении такой границы в газовой среде возникают колебания в широком диапазоне частот.

Есть связь инфразвуковых волн с солнечной активностью. На рис. 4 показано изменения энергии инфразвука и солнечной активности в период с 9 июня по 27 сентября 2000 г. Пропуски на кривой, представляющей энергию инфразвуковых колебаний, соответствуют моментам времени, когда измерения не проводились по техническим причинам. Значения энергии и солнечной активности пронормированы к максимальным годовым значениям. Как видно из рис. 4, интенсивность инфразвуковых колебаний находится в противофазе к солнечной активности. Максимальные значения амплитуд инфразвука наблюдаются в моменты снижения солнечной активности. Можно предположить, что уровень инфразвуковых колебаний зависит от галактических космических лучей (ГКЛ). Возможный сценарий зависимости инфразвука от ГКЛ и солнечных космических лучей (СКЛ) показан на рис. 5.

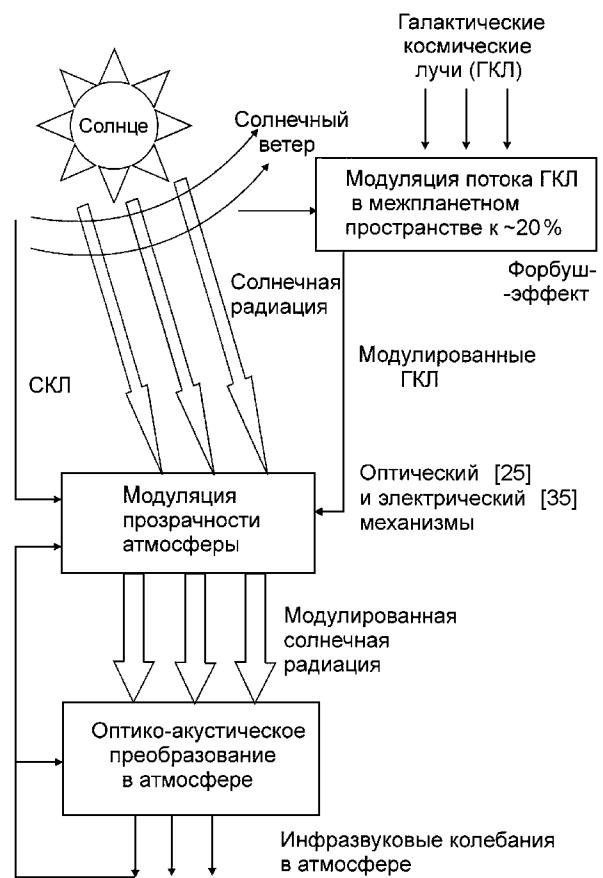


Рис. 5. Возможная схема связи уровня инфразвука в атмосфере с солнечной активностью

Изменения солнечной активности приводят к модуляции ГКЛ за счет форбуш-эффекта. Увеличение солнечной активности уменьшает интенсивность ГКЛ. Модулированный поток ГКЛ при взаимодействии с атмосферой изменяет ее прозрачность [25] за счет образования аэрозолей и вариации малых составляющих атмосферы (NO_2 , H_2O , O_3 и других).

Вариации прозрачности могут быть обусловлены и изменением электрических полей в атмосфере [35]. В этом случае изменения прозрачности происходят в результате электрорезонанса воды и образования кристаллов льда, которые стимулируют процесс льдообразования в облаках.

Образование аэрозолей в атмосфере может происходить не только при воздействии ГКЛ. Экспериментально обнаружено увеличение аэрозольной концентрации в атмосфере при значительном увеличении корпскулярной активности Солнца [18].

Изменения оптической прозрачности приводят к

пространственным варияциям поглощения солнечной энергии в атмосфере. Учитывая, что зоны с повышенной поглащающей способностью подвижны, то можно ожидать прямое преобразование солнечной энергии в акустические колебания за счет известного в технике оптико-акустического эффекта [11, 16]. Здесь предполагается, что подобный эффект может иметь место и в макромасштабах.

Образовавшиеся акустические колебания могут влиять на флюктуации интенсивности космических лучей. Подобный эффект обнаружен экспериментально [1]. Отсюда следует, что акустические колебания могут локально интенсифицировать процессы взаимодействия солнечного излучения с атмосферными аэрозолями. На рис. 5 это отображено введением обратной связи. Акустические колебания могут усилить модуляцию прозрачности и эффект оптико-акустического преобразования в атмосфере.

Вследствие взаимодействия акустических колебаний с ионосферной плазмой, объемными зарядами в атмосфере, акустические возмущения должны порождать вариации электромагнитных излучений в широком диапазоне частот. Такие вариации наблюдаются при восходе и заходе Солнца, солнечном затмении и других крупномасштабных возмущениях в атмосфере. Такие же эффекты наблюдаются при искусственном акустическом возмущении атмосферы.

Таким образом, акустические возмущения в атмосфере, вызванные космическим воздействием, сопровождаются одновременно и электромагнитными возмущениями. В акустических возмущениях должны наблюдаться циклы солнечной активности, приливных сил солнечно-лунного гравитационного воздействия. Акустические возмущения могут проявляться как в атмосфере, так и в литосфере, и быть одним из факторов космического влияния на биосферу.

ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА БИОСФЕРУ

Общеизвестно психоэмоциональное воздействие музыки и звуков на человека. Воздействуют звуки и на животных, микроорганизмы, микрофлору, на кинетику физических и физико-химических процессов в геосферах. Однако мы редко задумываемся над тем, что все живое на Земле находится под воздействием акустических возмущений космического происхождения. Оценка их роли для биосферы Земли, влияние на отдельные организмы представляет интерес для медико-биологических исследований.



Рис. 6. Общая схема воздействия инфразвука на биосферу

Известно, что даже непродолжительная изоляция человека от звуков в специальной заглушенной камере является тяжелым испытанием для психики человека. И наоборот, длительное пребывание в акустических полях высокой интенсивности вызывает значительные нарушения психики, функциональных расстройств [33]. Смертельно опасным считается пребывание человека в акустических полях выше 150 дБ. Особенно чувствителен человеческий организм к частотам 7—8 Гц. Следует отметить, что верхняя частота звуков, проникающих в заглушенные камеры, близка к 4 Гц. Звуки с частотой ниже 4 Гц проникают практически в любые помещения.

Обладая свойством проникновения во все места обитания живых организмов и распространяясь на

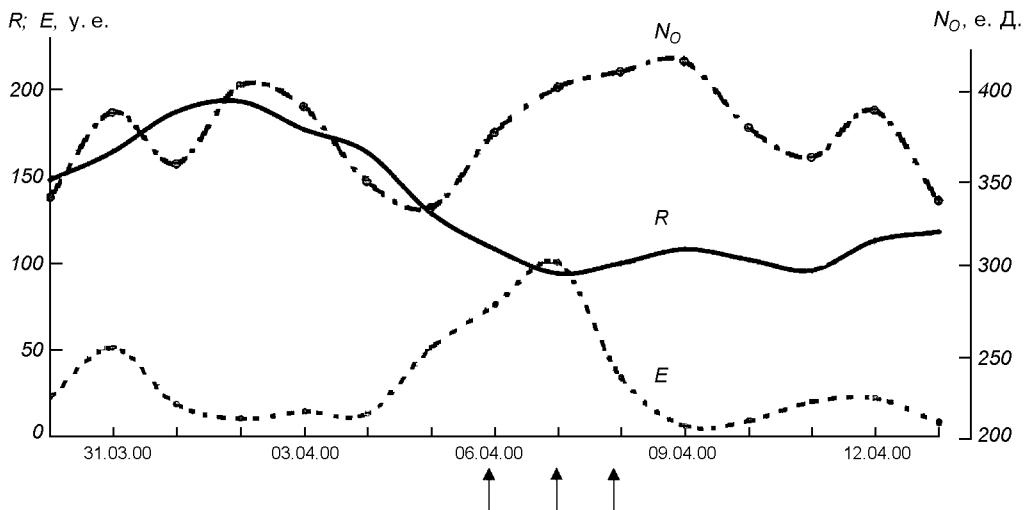


Рис. 7. Распределение энергии инфразвука E (пунктирная линия), солнечная активность R в числах Вольфа (сплошная линия), среднесуточное общее содержание озона N_O в единицах Добсона (штрих-пунктирная линия).

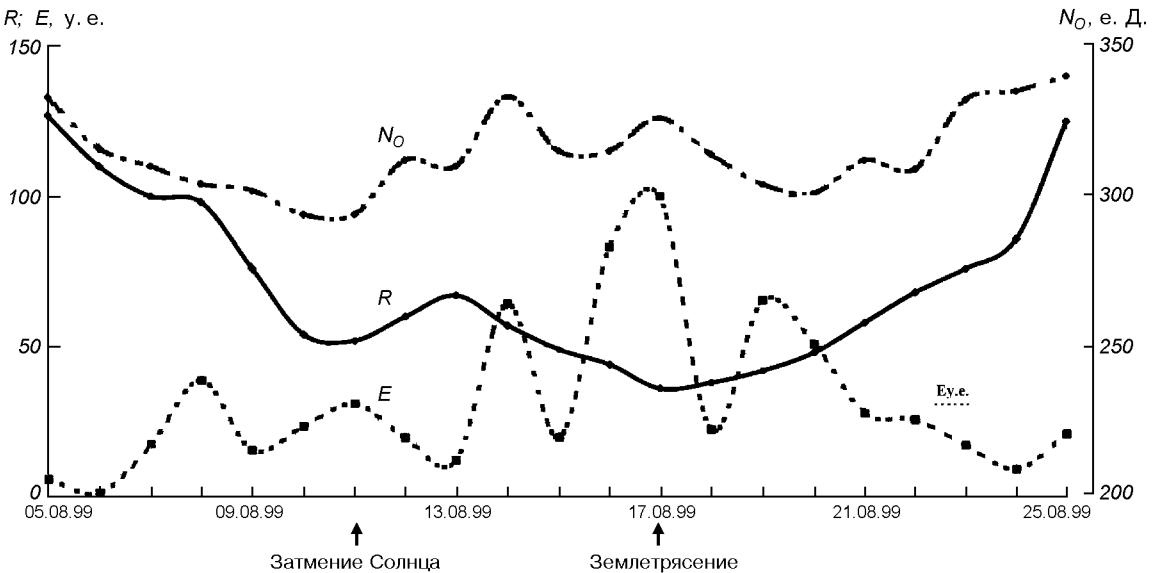


Рис. 8. Распределение энергии инфразвука E (пунктирная линия), солнечная активность R в числах Вольфа (сплошная линия), среднесуточное общее содержание озона N_O в единицах Добсона (штрих-пунктирная линия).

огромные территории, акустические колебания могут быть синхронизирующим фактором для биосферных процессов. Биосфера является единой взаимосвязанной системой, поэтому акустическое воздействие нарушает равновесие процессов как в отдельных биообъектах, так и связи между биообъектами, а также параметров среды обитания.

Общая схема акустического воздействия на биосферные процессы показана на рис. 6. Реализация акустического воздействия может проходить как путем изменения параметров среды обитания, так

и путем изменения кинетики процессов внутри биообъекта.

Прохождение акустических волн через среду с наличием электрических зарядов может порождать электромагнитные излучения в широком диапазоне частот. Низкочастотные электромагнитные колебания образуются при распространении акустических волн в атмосфере и ионосфере. Удалось обнаружить ИК-излучение при низкочастотном (около 50 Гц) акустическом нагружении многих органических и неорганических молекул [13]. Таким образом, аку-

стические волны могут порождать электромагнитные колебания как в среде обитания, так и внутри самих биообъектов. Чувствительность живых организмов к электромагнитным колебаниям общеизвестна.

Акустические колебания влияют на кинетику химических реакций в атмосфере. В частности, обнаружены вариации общего содержания озона в области горных подветренных волн [15]. Были проведены сравнения динамики поведения общего содержания озона, суточной энергии инфразвуковых колебаний и солнечной активности. На рис. 7, 8 представлены характерные участки изменения энергии инфразвука, общего содержания озона и солнечной активности, полученные в ходе измерений в 1999—2000 гг. Из рисунков видно, что характер изменений общего содержания озона в атмосфере подобен изменениям суточной энергии инфразвука. Можно предположить, что короткопериодные изменения общего содержания озона в атмосфере зависят от уровня инфразвуковых колебаний. Это не противоречит известным фактам из химии. Звуковые колебания влияют на скорость многих химических реакций [20]. Это наблюдается как в газовой фазе, так и в жидкой. Таким образом, инфразвуковые колебания могут влиять на химические реакции образования и разрушения озона, окислительно-восстановительные реакции в водных растворах [20].

Чувствительны к акустическим колебаниям вода, водные растворы, коллоиды, дисперсные газовые системы. Акустические колебания разрушают туман в атмосфере, ускоряют выпадение осадка в коллоидных растворах. Изменяется под воздействием акустических колебаний электропроводность воды [29].

Действие акустических колебаний наблюдается и в капиллярных системах. Изменяется скорость движения жидкости в капиллярах при воздействии акустических колебаний. Этот эффект может объясняться двумя причинами — или изменением поверхностного натяжения жидкости, или колебательным движением стенки капилляра.

Экспериментально установлено, что слабое сейсмическое воздействие оказывает значительное влияние на нефтеотдачу нефтяных пластов [4]. При поиске причин возникло предположение, что под воздействием вибрации изменяется биологическая активность нефтяных микроорганизмов, которая существенно влияет на реологические свойства нефти. Впоследствии эта гипотеза получила экспериментальное подтверждение [4]. Можно предположить, что подобный эффект акустической стимуляции развития характерен для многих микроорга-

низмов.

Акустические колебания через воздействие на ход химических реакций могут запускать одинаковые процессы в отдельных живых организмах. Возможно, этим объясняются коллективные эффекты аномального поведения животных и людей. Эти эффекты могут быть усилены синхронным изменением внешних факторов среды (изменением озона, уровня ультрафиолета, физических свойств воды, усилением развития микроорганизмов). Таким образом, действие акустических колебаний может быть усилено. Такое усиление возможно только в случае согласованного действия внешних и внутренних факторов.

Следует также отметить возможную связь инфразвуковых колебаний в атмосфере с фазами Луны и сейсмической активностью. На рис. 7, 8 стрелками отмечены дни, когда наблюдалась повышенная сейсмическая активность (> 3 баллов). Сейсмические явления чаще наблюдались в периоды понижения солнечной активности и сопровождались значительным повышением уровня инфразвуков. Увеличение уровня инфразвука может опережать сейсмическую активность. В период новолуний изменения суточной энергии инфразвуков носило колебательный характер (рис. 8).

ОБСУЖДЕНИЕ

Длительное игнорирование научным обществом акустического канала космического воздействия на биосферу объясняется, вероятней всего, наличием маскирующих электромагнитных возмущений. Практически все крупномасштабные акустические события сопровождаются и электромагнитными возмущениями.

Как было показано выше, изменения уровня инфразвуковых колебаний в атмосфере находятся в противофазе к изменениям солнечной активности. Аналогично ведут себя и интенсивность потока нейтронов, и скорость многих химических и биохимических процессов [22, 31].

В период захода и восхода Солнца наблюдалась закономерные изменения скорости реакции аскорбиновой кислоты с дихлорфенолиндофенолом [31]. Аналогичные изменения этой реакции наблюдались и при солнечных затмениях. Скорость химических реакций слабо зависела от наличия металлических экранов. Восход и заход Солнца, солнечные затмения сопровождаются увеличением инфразвуковых колебаний в атмосфере, которые не ослабляются металлическими экранами.

Можно предположить, что акустические колеба-

ния могут принадлежать к определяющим факторам поведения живого вещества на Земле. Обычно эта роль отводилась только электромагнитным полям.

ВЫВОДЫ

1. Установлена связь между уровнем инфразвуковых колебаний в атмосфере и солнечной активностью. Уровень инфразвуковых колебаний, как и скорость некоторых биохимических и химических процессов, находится в противофазе к солнечной активности.

2. Высокие уровни акустических колебаний в атмосфере могут быть причиной аномальных явлений в биосфере, и возможно, в социальной среде. Патогенное воздействие инфразвука на организм человека необходимо учитывать при проведении особо опасных технических работ.

3. Нельзя игнорировать влияние инфразвуковых колебаний в атмосфере на биосферные процессы. Учитывая их связь с космофизическими процессами, можно предположить наличие акустического канала космического влияния на земные процессы. Целесообразно провести анализ инфразвуковых колебаний за длительный период, охватывающий различные фазы солнечной активности.

Авторы признательны сотрудникам Львовского центра ИКИ НАНУ—НКАУ за оказанное содействие и особенно Б. И. Калите, В. П. Мезенцеву и Л. М. Каратаевой за подготовку экспериментальных данных по измерениям инфразвука в атмосфере.

1. Антонова В. П., Гусейнов Ш. Ш., Дробжев В. И. и др. Комплексное экспериментальное исследование волн в атмосфере, генерируемых солнечным терминатором // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1988.—24, № 2.—С. 134—142.
2. Бауров Ю. А., Труханов К. А. Возможная роль космологического векторного потенциала как фактора космо- и гелиофизических связей // Биофизика.—1998.—43, вып. 5.—С. 928—934.
3. Беляков А. С., Верещагин Г. М., Кузнецов В. В. Лунно-солнечные приливы и акустическая эмиссия во внутренних точках геофизической среды // Докл. АН СССР.—1990.—313, № 1.—С. 52.
4. Беляков А. С., Горенко Л. В., Исакова Е. П. и др. Акустическое стимулирование биологической активности нефтяных и некоторых других микроорганизмов // Докл. АН России.—1996.—348, № 1.—С. 104—106.
5. Беляков А. С., Лавров В. С., Николаев А. В., Худзинский Л. Л. Подземный фоновый звук и его связи с приливными деформациями // Изв. АН. Физика Земли.—1999.—№ 12.—С. 39.
6. Беляков А. С., Лавров В. С., Николаев А. В., Худзинский Л. Л. О вариациях подземного фонового звука // Докл. АН России.—1996.—348, № 3.—С. 383.

7. Владимирский Б. М. Работы А. Л. Чижевского по солнечно-земным связям: гелиобиология в канун XXI века — итоги, проблемы, перспективы // Биофизика.—1998.—43, вып. 4.—С. 566—570.
8. Влияние солнечной активности на атмосферу и биосферу Земли. — М.: Наука, 1971.—259 с.
9. Войчишин К. С., Драган Я. П., Куксенко В. И., Михайловский В. Н. Информационные связи био-гелио-геофизических явлений и элементы их прогноза. — Киев: Наук. думка, 1974.—120 с.
10. Голицын Н. Д., Гуревич А. В. Излучение акусто-гравитационных волн при движении метеоров в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1977.—13, № 9.—С. 926—935.
11. Голубицкий Б. М., Танташев М. В. О применении оптико-акустического эффекта для исследования поглощения аэрозолей // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1976.—12, № 4.—С. 934—935.
12. Госкард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978.—532 с.
13. М. Гоуси, М. Хасан. Гомеопатия-биофизическая точка зрения // Вестник биофиз. медицины.—1996.—№ 1.—С. 3—17.
14. Груздев А. Н., Еланский Н. Ф., Трутце Ю. Л. Оценка действия внутренних гравитационных волн на содержание озона и взаимодействующих с ним примесей в стратосфере // Атмосферный озон. — М.: Наука, 1982.—С. 18—27.
15. Еланский Н. Ф., Сеник И. А., Хриган А. Х. Вариации общего содержания озона в области горных подветренных волн // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1988.—24, № 9.—С. 959—966.
16. Елисеев А. А. Оптико-акустический метод прямого измерения лучистого притока тепла в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1977.—13, № 10.—С. 1018—1024.
17. Заботин Н. А., Жбанов Г. А. Нерегулярная структура ионосферы как источник сильных вариаций фонового декаметрового излучения // Геомагнетизм и аэрономия.—1999.—39, № 5.—С. 57—61.
18. Касаткина Е. А., Шумилов О. И., Ващенюк Е. В. Корпускулярная активность Солнца как источник аэрозолей в атмосфере // Космич. исследования.—1999.—37, № 2.—С. 163—167.
19. Колесник А. Г. Проблемы электромагнитной экологии низкочастотного диапазона (0.01 Гц—30 МГц) // Слабые и сверхслабые поля и излучения в биологии и медицине: Тез. докл. — Санкт-Петербург, 1997.—С. 230.
20. Маргулис М. А., Грундель Л. М. Химическое действие низкочастотных акустических колебаний // Докл. АН СССР.—1982.—265, № 4.—С. 915—917.
21. Негода А. А., Сорока С. А. Перспективы развития исследований атмосферы и ионосферы с использованием искусственного акустического воздействия // Космічна наука і технологія.—1999.—6, № 2/3.—С. 3—12.
22. Дж. Пиккарди. Солнечная активность и химические тесты // Влияние солнечной активности на атмосферу и биосферу Земли. — М.: Наука, 1971.—С. 259.
23. Поляков С. В., Рукавишников В. И., Тамойкин В. В. Квазистационарное электрическое поле объемного заряда атмосферы, возникающее при воздействии на нее мощным импульсом звука // Изв. ВУЗов. Радиофизика.—1992.—35, № 8.—С. 41.
24. Пресман А. С. Электромагнитные поля и живая природа. — М.: Наука, 1968.—288 с.
25. Пудовкин М. И., Распопов О. М. Механизм воздействия солнечной активности на состояние нижней атмосферы и метеопараметры // Геомагнетизм и аэрономия.—1992.—32,

- № 5.—С. 1.
26. Сомсиков В. М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы. — Алма-Ата: Наука, 1983.—192 с.
 27. Сомсиков В. М. Волны в атмосфере, обусловленные солнечным терминатором // Геомагнетизм и аэрономия.—1991.—31, № 1.—С. 1—12.
 28. Сомсиков В. М., Троицкий Б. В. Генерация возмущений в атмосфере при прохождении через нее солнечного терминатора // Геомагнетизм и аэрономия.—1975.—15, № 5.—С. 856—860.
 29. Степанян Р. С., Айрапетян Г. С., Аракелян А. Г., Айрапетян С. Н. Влияние механических колебаний на электропроводность воды // Биофизика.—1999.—44, вып. 2.—С. 197—202.
 30. Темурьянц Н. А., Владимирський Б. М., Тишкі О. П. Сверхнизкочастотные электромагнитные сигналы в биологическом мире. — Київ: Наук. думка, 1992.—188 с.
 31. Удальцова Н. В., Коломбет В. А., Шноль С. Э. Возможная космофизическая обусловленность макроскопических флуктуаций в процессах разной природы. — Пущино: ОНТИ НЦБИ, 1987.—С. 96.
 32. Физико-математические и биологические проблемы действия электромагнитных полей и ионизации воздуха. — М.: Наука. 1975.—Том I, II.
 33. Delyukov A. A., Didyk L. The effects of extra-low-frequency atmospheric pressure oscillations on human mental activity // Internat. J. Biometeorology.—1999.—43, N 1.—P. 31—37.
 34. Kotsarenko N. Ya., Soroka S. A., Koshevaya S. V., Koshevyy V. V. Increase of the Transparency of the Ionosphere for Cosmic Radiowaves Caused by a Low Frequency Wave // Phys. Scripta.—1999.—59.—P. 174—181.
 35. Tinsley B. A., Deen G. W. Apparent tropospheric response to Mev-Gev particle flux variations a connection via electrofreezing of supercooled water in high-level clouds // J. Geophys. Res.—1991.—96D, N 12.—P. 22283—22296.

ACOUSTIC CHANNEL OF THE SPACE INFLUENCE ON THE EARTH'S BIOSPHERE

A. A. Negoda, S. A. Soroka

We examine a possible role of the acoustic channel in the influence of cosmic processes on the Earth's biosphere. Possible mechanisms of the transformation of the energy of cosmic processes into acoustic oscillations in the atmosphere and lithosphere are discussed. The relationship of infrasonic oscillations in the atmosphere to the solar activity is established for the first time. The possible mechanisms of the influence of acoustic oscillations on the processes in the biosphere are analyzed.

УДК 551.510

Н. И. Дзюбенко, В. Н. Ивченко, Л. В. Козак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Вариации температуры над очагом землетрясения по измерениям спутника UARS

Надійшла до редакції 26.09.01

Проведено пошук можливого відгуку температури верхньої атмосфери на близький землетрус. Проаналізовано температурні профілі, отримані супутником UARS за період з 24 грудня 1991 р. до 12 квітня 1994 р. над осередками землетруси з магнітудою $M \geq 6$. Кількість таких землетруси на суші і в шельфовій зоні протягом вказаного проміжку часу склала 215. При обробці використовувався метод накладання епох. Отримано зниження температури над осередками розглянутих землетруси на висотах 111—270 км. На менших висотах, навпаки, переважає тенденція підвищення температури в періоди високої сейсмічної активності.

ВВЕДЕНИЕ

Известно довольно много наблюдательных фактов, которые прямо или косвенно указывают на литосферно-ионосферные связи, в частности на отклики в ионосфере и верхней атмосфере на близкое землетрясение. Неоднократно наблюдались и анализировались свечение атмосферы [10], возмущение атмосферного электрического потенциала, вариации электронной концентрации в Е- и F-слоях ионосферы [6, 7, 9]. С другой стороны, известна реакция ионосферы на действие акусто-гравитационных волн, которые возникают при землетрясениях, извержениях вулканов и мощных взрывах [1]. Со спутников неоднократно регистрировались аномальные низкочастотные излучения в F-слое ионосферы над эпицентрами землетрясений [8], широкомасштабные неоднородности ионосферной плазмы, вариации потоков энергичных частиц, которые высываются в ионосферу из радиационных поясов [9].

Механизмы переноса энергии от области землетрясения в верхнюю атмосферу изучены недостаточно. Среди тех, которые рассматривались до сих пор и которые могли бы вызвать вышеупомянутые эффекты, можно выделить два. Во-первых, локальный парниковый эффект, обусловленный увеличением потока ИК-излучения, идущего от Земли [6]. Во-вторых, генерация низкочастотных волн, которые распространяются от очага вверх. Эти ме-

ханизмы могут приводить к возбуждению турбулентных движений в атмосфере, изменению концентрации ионов и электронов, интенсификации химических процессов. Очевидно, упомянутые явления должны вызывать, кроме описанных ранее процессов, ряд других, которые изучены менее детально. Например, согласно работам [2, 3] турбулентность приводит к переносу тепловой энергии с нижней термосферы в область мезопаузы за счет турбулентной теплопроводности, а также приводит к нагреванию этой области атмосферы за счет вязкой диссипации энергии турбулентных движений. В нижней термосфере Земли турбулентное нагревание и охлаждение в значительной мере компенсируют друг друга [2, 3]. На высотах выше 100—107 км преобладает охлаждение, а ниже — нагревание. Нижняя термосфера довольно устойчива к внешним воздействиям — здесь возможно поглощение заметных потоков энергии (до $2 \cdot 10^{-7}$ Дж·с $^{-2}$ с $^{-1}$) без заметного повышения температуры, чего нельзя сказать о более высоких слоях атмосферы. Таким образом, изменение коэффициента турбулентного переноса, обусловленное землетрясением, может приводить к деформации высотного температурного профиля.

Ниже на основе спутниковых измерений мы исследуем характер воздействия землетрясений на изменение температуры в верхней атмосфере.

Ход температуры с высотой испытывает существенные пространственно-временные изменения.

Среди факторов, которые влияют на температуру ионосферы, согласно [11], можно выделить:

- спорадические и периодические вариации, связанные с солнечной активностью (11-летний цикл, 27-суточные изменения);
- вариации, которые связаны с геомагнитной активностью;
- сезонно-широтные вариации;
- суточные вариации;
- флюктуации плотности, которые связаны с гравитационными волнами.

Кроме того, локальное изменение температурных профилей может быть вызвано извержениями вулканов, техногенными катастрофами и т. д.

Ниже 100 км в ионосфере изменения температуры, как уже упоминалось, малы. На больших же высотах имеем заметные суточные вариации температурных профилей. Количество факторов, которые влияют на энергетическое состояние атмосферы и формируют температурные профили, очень большое. Это и поглощение УФ-излучения Солнца и энергии частиц, которые высыпаются из магнитосферы, химические реакции, джоулево нагревание, диссипация энергии магнитогидродинамических и внутренних гравитационных волн, другие волновые движения, молекулярно-турбулентная теплопроводность, турбулентное нагревание и охлаждение. Очевидно, что среди такого количества формирующих факторов и при таком разбросе значений температуры выделить влияние землетрясения очень сложно. Требования, которые предъявляются к выборке землетрясений и температурных измерений, становятся довольно жесткими. Магнитуда исследуемого землетрясения должна быть достаточно большой. Зона измерения температуры атмосферы должна быть достаточно близкой к эпицентру землетрясения. Измеренный возмущенный профиль должен сравниваться с некоторым фоновым профилем с учетом воздействия других факторов не сейсмического происхождения. Все эти требования, по возможности, учитывались в дальнейшей обработке данных.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

Для исследования вариаций температуры в верхней атмосфере мы использовали каталоги землетрясений и спутниковые измерения температуры за 1991–1994 гг. Температурные данные взяты из архива GSFC DAAC (NASA Goddard Space Flight Center Distributed Active Archive Center). Они были получены в рамках проекта UARS (Upper Atmospheric Research Satellite) [14]. Это совместный

проект, спонсируемый Канадским космическим агентством и Французским центром в сотрудничестве с NASA. Спутник UARS был запущен 12 сентября 1991 г.; орбита — почти круговая, средняя высота полета 585 км, наклон 57°. На спутнике измерялись вертикальные профили температуры, перемещение некоторых газов, горизонтальные составляющие скорости ветра, потоки солнечной энергии.

Мы использовали значения температуры, полученные с помощью прибора WINDII (WIND Imaging Interferometer). Он измеряет ветер, температуру и коэффициент эмиссии в диапазоне высот 80 — 300 км. По своему устройству WINDII — это оптический интерферометр Майкельсона с девятью фильтрами для выбора эмиссии. Наблюдения производятся над земным лимбом двумя телескопами, которые расположены под углами 45° и 135° относительно вектора скорости спутника. Поле зрения каждого телескопа охватывает 4° по горизонтали и 6° по вертикали. Некоторый объем атмосферы попадает последовательно в поле зрения обоих телескопов приблизительно через 7 мин. Измеряемые параметры считаются неизменными на протяжении указанного промежутка времени.

Высотный профиль температуры определялся из измерений фотохимического свечения следующих эмиссионных линий [16]:

- в верхней мезосфере — OH;
- в нижней термосфере — O₂, O(¹S);
- в средней термосфере — O(¹S), O(¹D), O⁺(²P).

Параметры указанных линий и полос приведены в таблице.

Для высот ниже 95 км температурные профили определялись также и по измерению релеевского рассеяния [13, 14]. Сначала строился профиль изменения плотности с высотой, а по нему — температурный в предположении, что атмосфера вертикально стратифицирована и находится в гидростатическом равновесии.

Параметры эмиссионных линий, использовавшихся для измерений температуры

Эмиссия	Время жизни, с	λ , нм	h, км	Высота максимальной интенсивности, км
Зеленая линия O(¹ S)	0.8	557.7	< 80—110 > 150—300	97 200
Красная линия O(¹ D)	110	630.0	150—300	250
Полоса OH (8-3)	0.0042	730.0	80—110	87
Полоса O ₂ (0-0)	14	762.0	80—110	94
Линия O ⁺	5	732.0	200—300	150

Данные предоставлены в виде массивов температурных измерений в диапазоне высот 80—300 км с дискретностью 3—5 км по высоте, и 4° по широте.

Каталоги землетрясений взяты из базы данных National Earthquake Information Center World Data Center A for Seismology (United States Geological Survey National Earthquake Information Center) и с Northern California Earthquake Data Center CNSS (Council of the National Seismic System) Global Earthquake Catalog. Были отобраны землетрясения, которые происходили в разных регионах земного шара за период с 24 декабря 1991 г. до 12 апреля 1994 г. Выбирались мощные землетрясения с магнитудой не менее 6.0 баллов (выделение энергии $\lg E(\text{Дж}) \geq 17$).

МЕТОД ОБРАБОТКИ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В список для анализа включены 215 землетрясений. Сюда вошли землетрясения, для которых были одновременные спутниковые измерения температурных профилей в термосфере. В добавок эти землетрясения размещены на материке или шельфовой зоне, поскольку, согласно [9], есть основания считать, что воздействие на ионосферу землетрясений, которые происходят на море, менее существенно. При обработке использовался метод наложения эпох. Для этого рассматривались температурные возмущения, которые имели место некоторое время до и после начала каждого выбранного землетрясения. Все ряды сводились к одному временному началу координат — моменту главного удара («накладывались»).

Анализ температурных вариаций производился в пределах эпицентральных расстояний менее 600 км.

Для каждого землетрясения определялись отклонения температуры ΔT от ее фонового значения T_f , которое получалось из тех же измерений для соответствующих высот на временном интервале от -15 до -5 сут относительно начала землетрясения. В нескольких случаях, если после рассматриваемого землетрясения не было мощных толчков, фоновое (среднее) значение определялось в диапазоне от -15 до -5 и от +5 до +10 сут по отношению к землетрясению. Считалось, что на интервале времени больше 5 сут от начала землетрясения воздействие последнего на атмосферу несущественно. Чтобы по возможности исключить суточное изменение температуры (день — ночь), в отдельности находили среднюю фоновую температуру для ночных и дневных измерений. Разделение производилось по зенитному углу Солнца для каждого изме-

рения. Возмущение температуры определялось, таким образом, для каждой высоты во временном интервале ±5 сут от начала землетрясений. При таком определении температуры в значительной мере исключается влияние таких факторов, как суточные вариации и сезонно-широтные изменения температуры. В статистической процедуре наложения эпох использовались относительные отклонения температуры $\Delta T/T_f$. Весь диапазон высот был разбит на поддиапазоны: 81—96 км, 99—108 км, 111—150 км и 155—270 км.

На рис. 1, а для рассмотренных интервалов высот представлена среднестатистическая зависимость $\Delta T/T_f$ для интервала времени ±5 сут. Результаты представлены в виде гистограмм с интервалом 6 ч. Цифрами указано количество измерений, которые накопились в каждом интервале. Отмечается в целом понижение температуры после землетрясения в диапазоне высот 111—270 км. Также имеет место повышение температуры на высотах 81—96 км, которое начинается за несколько часов до землетрясения и длится после него.

Для большей наглядности на рис. 1, б распределения $\Delta T/T_f$ получены скользящим усреднением с временным окном 9 ч и шагом 1 ч. Как видно из графиков, понижение температуры на высотах 111—270 км наблюдается после землетрясения и длится более трех суток. Оказалось, что повышение температуры для высот 81—96 км соответствует в основном ночным измерениям (рис. 2).

Детальный анализ показал, что наиболее значительные изменения температуры над очагами землетрясений относятся к эпицентральным расстояниям 250—500 км.

Для того чтобы убедиться, что полученные эффекты вызваны именно землетрясениями, следует учесть другие возможные факторы, вызывающие изменение температуры — влияние солнечной и магнитной активности. Методом наложения эпох построен также ход зависимости чисел Вольфа и 3-ч Кр-индекса относительно начал землетрясений (рис. 3). Никаких существенных особенностей не обнаружено.

ВЫВОДЫ

Итак, можно отметить следующие изменения температуры верхней атмосферы, которые могут быть связаны с землетрясением:

- увеличение температуры атмосферы вблизи мезопаузы 81—96 км после главного толчка;
- общее уменьшение температуры на высотах 111—270 км после начала землетрясения;

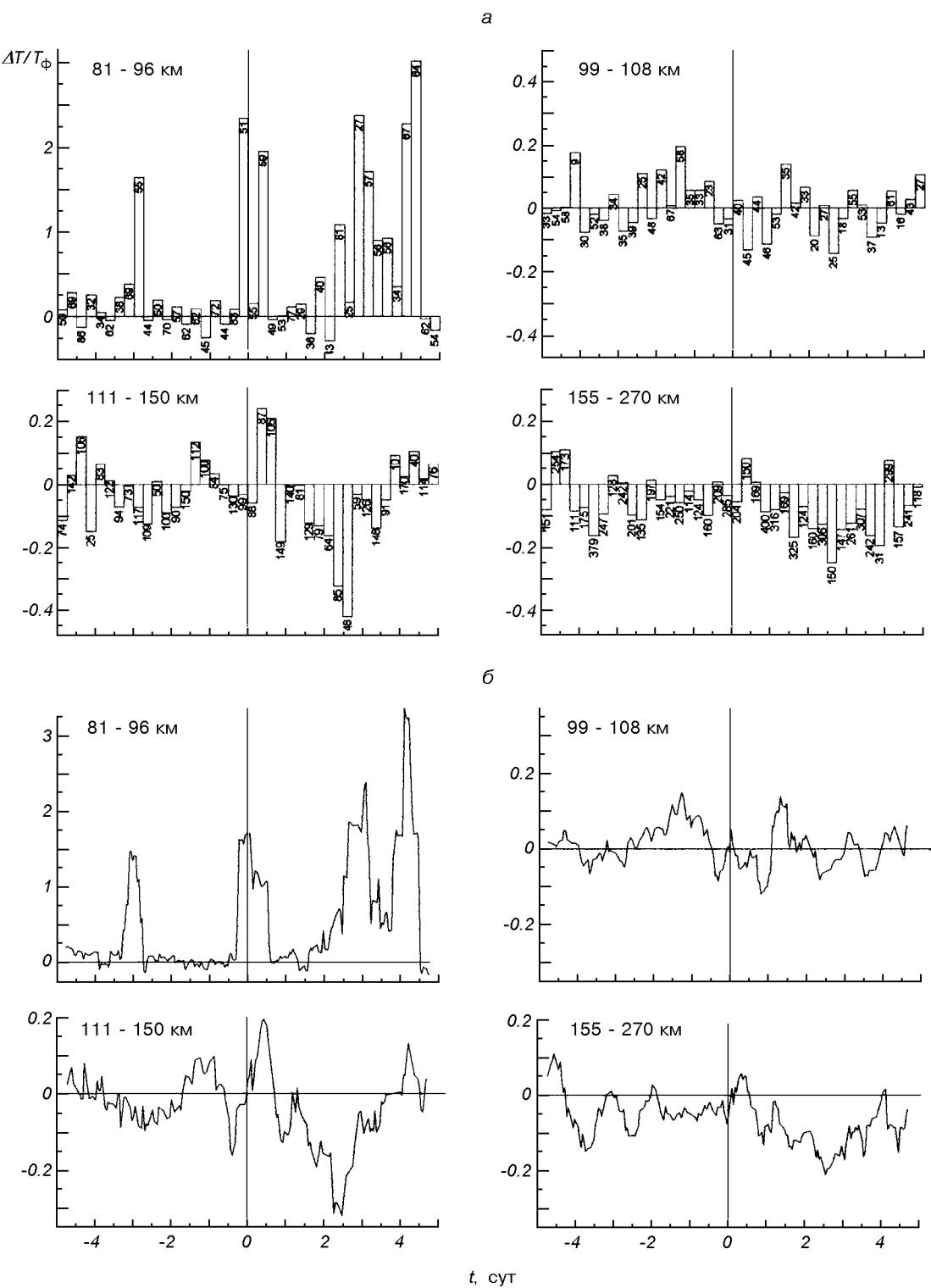


Рис. 1. Средние относительные отклонения температуры $\Delta T/T_0$ от фоновых значений на интервале времени ± 5 сут с дискретностью 6 ч (а) и при скользящем усреднении (б), центрированные на момент главного удара землетрясения для четырех высотных интервалов. Цифрами (а) указано количество измерений

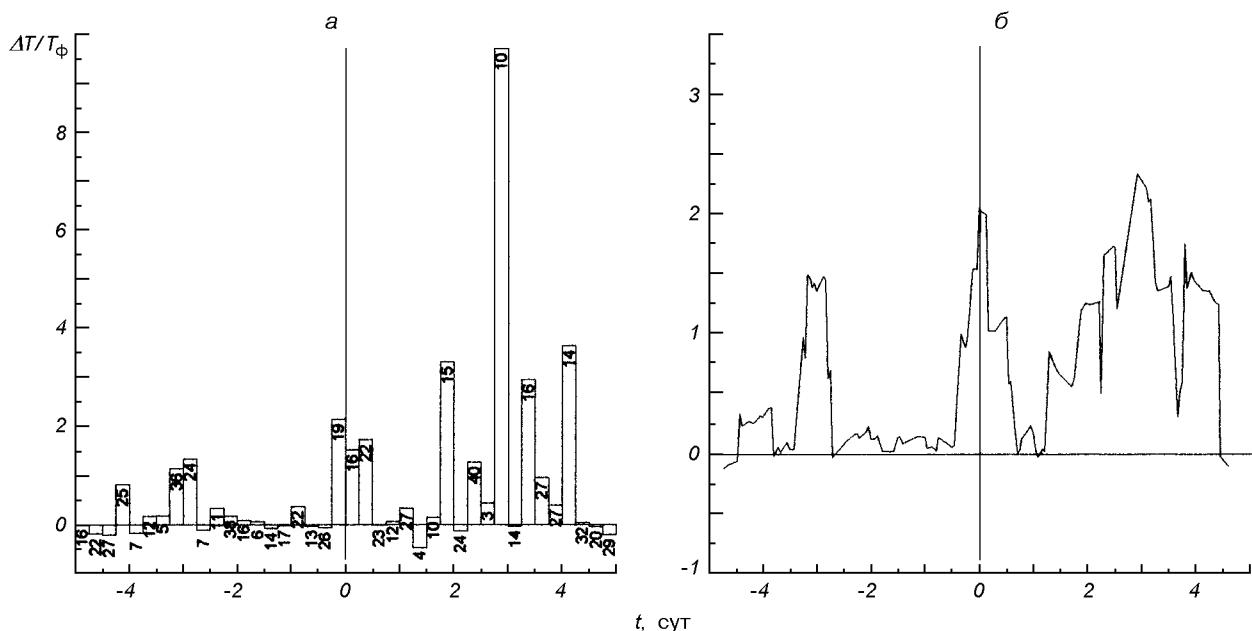


Рис. 2. Отклонение температуры от фоновых значений на интервале времени ± 5 сут от момента главного удара землетрясения для ночных измерений на высотах 81—96 км; *a* — усреднение с дискретностью 6 ч, *б* — скользящее сглаживание (окно 9 ч, шаг 1 ч)

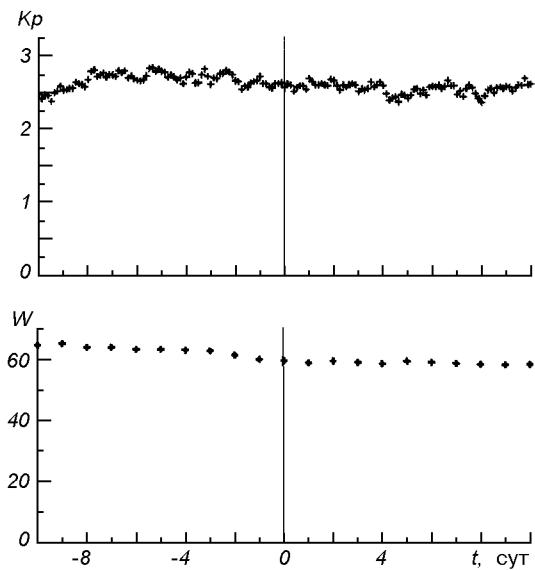


Рис. 3. Среднее изменение чисел Вольфа и 3-часового *Kp*-индекса относительно момента главного удара для всех выбранных землетрясений

— снижение температуры наиболее выражено в пределах кольцевой зоны на эпицентральных расстояниях 250—500 км;

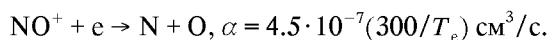
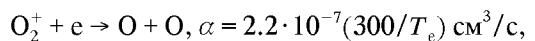
— для интервалов высот 111—150 км имеем понижение температуры перед землетрясением и повышение сразу после него;

— изменение температурных профилей наблюдается, в основном, в течение 4 сут после начала землетрясения.

Для большинства землетрясений все перечисленные температурные эффекты не могут быть объяснены ходом солнечной и геомагнитной активности.

Полученные результаты хорошо согласуются с моделью трансформации температурного профиля нижней термосферы в условиях увеличения коэффициента турбулентной температуропроводности [2].

С другой стороны, уменьшение температуры в слое Е авроральной ионосферы над областями землетрясений позволяет объяснить другой сейсмоионосферный эффект — уменьшение яркости дискретных форм полярных сияний [12]. Известно, что основные ионы в Е-слое ионосферы суть молекулярные ионы O_2^+ и NO^+ , которые рекомбинируют в процессах диссоциативной рекомбинации:



Коэффициенты скорости этих реакций α увеличиваются при уменьшении температуры атмосферы ($T_n \sim T_e$), что обуславливает уменьшение электронной концентрации. В результате уменьшается фоновая электропроводность на этих высотах, что приводит к уменьшению яркости дискретных форм полярных сияний.

Феноменологическая модель связи в системе литосфера—ионосфера следующая: во время землетрясения, а в некоторых случаях и на стадии его подготовки в сейсмично активной области генерируются атмосферные внутренние гравитационные волны, которые достигают ионосферных высот и там диссирируют. Значительная часть энергии этих волн идет на интенсификацию турбулентности атмосферы на высотах мезопаузы ($h \approx 80$ км) и нижней термосферы. Увеличение коэффициента турбулентного переноса на этих высотах обуславливает существенную трансформацию высотного температурного профиля [2]: температура атмосферы в мезопаузе увеличивается, а выше уменьшается.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS грант №99-0078 и INTAS-CNES грант № 97-1769.

1. Альперович Л. С., Гохберг М. Б., Сорокин В. М. и др. О генерации геомагнитных вариаций акустическими колебаниями во время землетрясений // Изв. АН СССР. Физика Земли.—1979.—№ 3.—С. 58—68.
2. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н. О роли турбулентности и инфракрасного излучения в тепловом балансе нижней термосферы // Тр. ФИАН: Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе. — М.: Наука, 1982.—Т. 130.—С. 29—52.
3. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н., Марков М. Н. и др. Численное моделирование нагрева и охлаждения газа в околосземном космическом пространстве // Тр. ФИАН: Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе. — М.: Наука, 1982.—Т. 130.—С. 3—28.
4. Гохберг М. Б., Моргунов В. А., Герасимович Э. А. и др. Оперативные электромагнитные предвестники землетрясений. — М.: Наука, 1985.—155 с.
5. Гохберг М. Б., Пилипенко В. А., Похотовов О. А. Наблюдения со спутника электромагнитного излучения над эпицентralьной областью готовящегося землетрясения // ДАН СССР.—1982.—268, № 1.—С. 56—58.
6. Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журнал наук о Земле.—2000.—2, № 1.
7. Дзюбенко М. І., Козак Л. В. Збудження іоносфери під час близького землетрусу // Вісник Київського Університету. Астрономія.—2000.—Вип. 36.—С. 63—65.

8. Ларкина В. И., Наливайко А. В., Гершензон Н. И. и др. Наблюдения на спутнике «Интеркосмос-19» ОНЧ-излучений, связанных с сейсмической активностью // Геомагнетизм и астрономия.—1983.—23, № 5.—С. 842—846.
9. Липеровский В. А., Похотовов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений — М.: Наука, 1992.—304 с.
10. Фишкова Л. М. Торошелидзе Т. И. Отображение сейсмической активности в вариациях свечения ночного неба // Полярные сияния и свечение ночного неба. — М.: Наука, 1989.—№ 33.—С. 17—23.
11. CIRA 1972 COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA). — Berlin: Akademie-Verlag, 1972.
12. Dzubenko M. I., Kozak L. V. A search of correlation between aurora activity and near earthquakes // International Workshop on Seismo Electromagnetics, 2000 of NASDA. — Tokyo: University of Electro-Communications, 2000.—P. 161.
13. Evans W. F. J., Laframboise L. R., Shepherd G. G. Mesospheric temperatures from Rayleigh scattering measurements by the WINDII instrument on UARS // Adv. Space Res.—1994.—14, N 9.—P. 285—288.
14. Reber C. A., Trevathan C. E., McNeal R. J., et al. The Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) Mission // J. Geophys. Res.—1993.—98, N D6.—P. 10643—10647.
15. Shepherd G., Dudhia A., Lopez-Puertas M., et al. Upper mesosphere temperatures in summer: WINDII observations and comparisons // Geophys. Res. Letters.—1997.—24, N 4.—P. 357—360.
16. Shepherd G., Thuillier G., Gault W. A., et al. WINDII — The wind imaging interferometer on the upper atmosphere research satellite // J. Geophys. Res.—1993.—98.—P. 10725—10750.

TEMPERATURE VARIATIONS OVER EARTHQUAKE EPICENTERS FROM OBSERVATIONS OBTAINED BY THE UARS SATELLITE

M. I. Dzubenko, V. M. Ivchenko, L. V. Kozak

The search for a possible response of the upper atmosphere temperature to a nearby earthquake was carried out. The temperature profiles obtained by the UARS satellite from 24 December 1991 till 12 April 1994 over earthquake epicenters with magnitudes not less than 6 ($M \geq 6$) were analyzed. In all, 215 earthquakes were analysed. We used the epoch superposition method for the calculations. Among the results obtained we may note a temperature decrease over earthquake epicenters at altitudes of 111—270 km. At lower altitudes we can see temperature rises at the moments of high seismic activity.

УДК 57.043:581.184:57.053

А. В. Кондрачук¹, Н. А. Белявская²

¹Інститут фізики Національної академії наук України, Київ

²Інститут ботаніки ім. Н. Г. Холодного Національної академії наук України, Київ

Высокоградиентные магнитные поля как способ моделирования воздействия гравитации на растения

Надійшла до редакції 02.07.01

Відомо, що високо градієнтне магнітне поле (ВГМП) створює спрямовану пондеромоторну силу у діамагнітних речовинах. Цей ефект можна використовувати, модифікуючи вплив гравітаційної сили, що діє на статоліти, шляхом змін положення статолітів у гравічувлих клітинах. Це дозволяє розглядати ВГМП як потенційно дуже перспективний та корисний інструмент, що дозволяє викликати спрямовану та вибіркову стимуляцію гравічувлих рослинних клітин. Крім того, можливість використання ВГМП, щоб модифікувати або навіть компенсувати дію гравітації на ці клітини, може дати нам новий підхід до контролю гравіреакції рослин за умов мікログравітації та до імітації ефектів мікログравітації у лабораторних експериментах на Землі. Головними цілями представленої роботи є: 1) розглянути механізми впливу ВГМП на процеси, що призводять до гравітропічної реакції в органах рослин; 2) проаналізувати умови, необхідні для розробки оптимальної конфігурації ВГМП; 3) визначити, які особливості механізмів гравітропічної реакції (сприяння та вигину) можуть бути результатом дії ВГМП; 4) запропонувати підходи до використання ВГМП, щоб стимулювати гравічувливі клітини за умов мікログравітації та імітувати ефекти мікログравітації у цих клітинах в ході наземних експериментів.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных физических факторов, которые сыграли важную роль в возникновении и развитии живой природы, является сила тяжести, обусловленная действием гравитационного поля Земли. В ходе эволюции у большинства видов, способных реагировать на силу тяжести, возникли и развились рецепторы гравитации различной степени сложности, благодаря которым организмы определенным образом располагались в гравитационном поле. Так, у животных сформировались статоциты, воспринимающие гравитационный стимул, а у растений возникли полярные клетки статоциты, обладающие той же функцией. Столетняя история исследования последних выявила ряд важнейших особенностей структуры и функционирования этих клеток, однако до сих пор остается не полностью раскрытым точный механизм гравирецепции у растений.

Полярность статоцитов связана с наличием в них

крахмалоносных пластид (амилопластов), способных оседать вдоль вектора гравитации. Если грави-реакция у растений возникает вследствие такого внутриклеточного перемещения амилопластов, то можно попытаться манипулировать этими перемещениями без переориентации самого растения.

Одним из подходов к изучению гравитропизма у растений, который позволяет смещать амилопласты в статоцитах неподвижного растения, является использование высокоградиентных магнитных полей (ВГМП). Оно основано на возможности создания пондеромоторной силы, возникающей при воздействии на диамагнитное вещество статолита ВГМП и способной вызывать внутриклеточный магнитофорез амилопластов (их движение при действии магнитомеханической силы) вследствие различия между диамагнитными восприимчивостями крахмала и цитоплазмы.

Поэтому использование ВГМП как неинвазивного метода, который позволяет управлять положением статолитов и анализировать их взаимодействие

с другими клеточными компонентами, может открыть новые возможности как для проверки статолитной гипотезы, так и исследования механизмов гравирецепции растений. Кроме того, подобные методы представляют большой интерес для изучения механизмов изменения гравирецепции в условиях космического полета, а также могут быть использованы, чтобы имитировать условия микрогравитации у растений, находящихся в земных условиях.

При использовании ВГМП для изучения гравитропизма экспериментаторы сталкиваются с рядом проблем, решение которых позволит повысить разрешающую способность метода и надежность получаемых результатов. Чтобы создать пондеромоторную силу, сравнимую с гравитационной, необходимы сильные магнитные поля с высокими градиентами. Для их создания необходимы специальный подбор материала магнита и оптимизация его формы, определяющей неоднородность поля. Следующей проблемой является существенное изменение пондеромоторной силы с расстоянием, даже в пределах малой рабочей области магнитов, что искажает результаты эксперимента и затрудняет его интерпретацию. Для ее решения целесообразно применение разработок из теории промышленных магнитных сепараторов, которые позволяют создать рабочую область ВГМП, в которой пондеромоторные силы были бы постоянны. Это также поможет устранить экспериментальные трудности, связанные с необходимостью точного размещения органов растений относительно магнитов. Более того, возможно создание такой конфигурации магнитов, в которой знак силы определяется не только разностью магнитных проницаемостей, но и геометрией магнита. Это расширит технические и научные возможности для проведения биологических экспериментов по изучению гравитропизма у растений.

Ниже обсуждаются механизмы воздействия ВГМП на процессы, которые могут участвовать в гравитропизме растений, детально рассматриваются оптимальные конфигурации ВГМП, предлагаются подходы к применению ВГМП для стимуляции гравичувствительных клеток в условиях микрогравитации и для имитации эффектов микрогравитации в наземных экспериментах.

ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ГРАВИТРОПИЗМЕ И МЕТОДАХ ЕГО ИЗУЧЕНИЯ

Гравитропизм — это реакция растения на изменение его положения относительно вектора гравитации. Так, через несколько часов после перемеще-

ния растения в горизонтальное положение его корень будет расти вниз, тогда как стебель изогнется вверх. Такое свойство растений способствует их укоренению, доступу к влаге и питательным веществам, а также поглощению солнечной энергии их надземной частью.

В гравитропической реакции растений, которая представляет собой совокупность сложных физиологических и биохимических реакций, принято выделять три фазы:

- 1) восприятие силы тяжести гравичувствительными клетками;
- 2) передача гравитационного стимула в зону гравитропической реакции;
- 3) гравитропический изгиб органа.

Первые представления о восприятии растениями силы тяжести на основе свето-оптических исследований были сформулированы Немецем и Габерландтом в начале XX столетия в известной крахмал-статолитной гипотезе. Ее смысл сводится к следующему: гравичувствительные органы высших растений обладают полярными клетками, содержащими зерна крахмала, которые способны оседать на нижнюю часть клетки при любой ориентации органа. Такие клетки были названы статоцитами, а седimentирующие в них частицы — статолитами. Предполагалось, что оседание статолитов вызывает гравитропическое раздражение, оно передается в зону растяжения, где и происходит соответствующая ростовая реакция, результатом которой является гравитропический изгиб.

Своё дальнейшее развитие представления о гравирецепторных клетках получили в связи с переходом к более тонким исследованиям структуры клеток с помощью электронного микроскопа. Прежде всего выяснилось, что крахмальные зерна в статоцитах не свободны, а заключены в амилопластах — пластидах, которые специализируются в накоплении крахмала. Специализированной структурой, характерной для статоцитов многих видов растений, является мощный комплекс цистерн эндоплазматического ретикулума, расположенных параллельно дистальной стенке клетки. Существенную роль в структуре гравирецепторных клеток играет цитоскелет, сеть филаментных белков, пронизывающих гиалоплазму и прикрепляющихся к мембранам; они объединены в три группы: микротрубочки, промежуточные филаменты и микрофиламенты. Ядра статоцитов, как правило, занимают положение вблизи проксимальной клеточной стенки. Остальные органеллы и включения не имеют четко выраженной локализации внутри статоцита и практически равномерно распределены в нем.

С целью устранения одностороннего гравитропи-

ческого раздражения Саксом был создан специальный прибор — горизонтальный клиностат, вращение на оси которого позволяет дезориентировать растение. Его применение позволило лишь частично смоделировать устранение силы тяжести [22].

Новые горизонты в изучении гравитропизма открыло освоение человечеством околоземного космического пространства, в результате которого учёные получили уникальную возможность использования микрогравитации в качестве экспериментального подхода, позволяющего лишать растение гравитационной нагрузки.

Как и в гравирецепторных системах многих видов животных, определение положения растения относительно направления силы тяжести принято связывать с рецепцией перемещения некоторых клеточных органелл, плотность которых выше, чем плотность окружающей их среды. Считается, что у высших растений такими частицами являются амилопласты, плотность которых $1.53 \text{ г}/\text{см}^3$, в то время как плотность окружающей цитоплазмы близка к $1 \text{ г}/\text{см}^3$. Именно их относительное положение в специализированных гравичувствительных клетках и взаимодействие с цитоскелетом контролируют ориентацию растений в условиях земной гравитации. Данный механизм рассматривается в рамках статолитной гипотезы, однако прямого его доказательства так и не было получено. Несмотря на многочисленные данные, свидетельствующие о наличии тесной связи между гравитропической реакцией и седиментацией статолитов, следует отметить, что статолитная функция амилопластов отнюдь не является универсальной для всех растений. Так, у некоторых представителей родов *Iris* и *Allium*, а также у печеночных мхов и грибов, гравитропно чувствительных растений, амилопластов нет [6, 7]. Кроме того, существуют мутанты высших растений, в амилопластах статоцитов которых нет крахмала, но которые демонстрируют гравичувствительность, правда, более низкую, чем нормальные растения. С другой стороны, на роль альтернативных гравичувствительных элементов был предложен ряд внутриклеточных структур, имеющих большую или меньшую плотность по сравнению с цитоплазмой, в том числе и клетка в целом [36, 38]. В последнем случае предлагалось рассматривать вызванные гравитацией смещения внутреннего объема клетки относительно внешних клеточных стенок, либо изменение давления или напряжений в клеточных стенках, обусловленных действием гравитации [36].

В качестве трансдуктора гравитационного сигнала рассматривается ион кальция, вторичный мессенджер, который принимает участие в широком

круге биохимических реакций. Согласно гипотезе [30, 31], включающей «центры контроля плазмалеммы», мембранные Ca^{2+} -селективные каналы располагаются вокруг центров прикрепления, которые связывают плазмалемму с цитоскелетом и клеточной оболочкой. Эти каналы должны открываться в ответ на напряжение на мембране, возникающее при изменении распределения сил (включая гравитационную), действующих на протопласт, цитоскелет и клеточную оболочку. Открытие каналов может вызывать временное увеличение внутриклеточной концентрации ионов Ca^{2+} и запуск Ca^{2+} -зависимых регуляторных процессов. Развивая эти идеи, мы предположили [16], что в качестве структуры, воспринимающей гравитационный стимул, могут выступать актиновые филаменты и/или интегрины. В первом случае при отклонении растения от вертикального положения перемещение статолитов приводит к изменению натяжения актиновых филаментов. Возникающее при этом возмущение далее передается в места захвата актинового цитоскелета на мемbrane и/или микротрубочках. Второй путь рецепции предполагает, что механическое давление, оказываемое протопластом на клеточную стенку, может восприниматься интегральными белками плазмалеммы — интегринами, которые связывают молекулы экстраклеточного матрикса с элементами цитоскелета, создавая структурную непрерывность между внешней и внутренней средами клетки. При возникновении механического стресса, обусловленного изменением положения растения в пространстве, сигнал об этом передается через молекулы интегрина или элементы цитоскелета на плазмалемму, в которой расположены механические Ca^{2+} -каналы. В результате их активации повышается концентрация кальция в кортикальном слое цитоплазмы, стимулируются Ca^{2+} -зависимые анионные каналы и потенциал-зависимые Ca^{2+} -каналы плазмалеммы, а также инозитолтрифосфат-зависимые Ca^{2+} -каналы на мембранах внутриклеточных органелл, вызывая распространение Ca^{2+} -волн. В гравистимулированных корнях такие волны могут достигать зоны растяжения, где кальций накапливается в апопласте клеток нижней половины корня и запускает освобождение ауксина и создание его градиента, что служит причиной замедления скорости роста клеток нижней половины корня и сохранения темпов роста его верхней половины, вызывая формирование гравистимулируемого изгиба. Полученные нами и другими авторами данные об ингибировании гравитропической реакции под действием химических веществ, блокирующих различные системы поддержания Ca^{2+} -гомеостаза, утрате полярно-

сти статоцитов и нарушении их Ca^{2+} -баланса в таких условиях являются подтверждением выдвинутых нами теоретических представлений [16].

Для того чтобы экспериментально исследовать статолитную гипотезу, необходимо изменить положение растения в пространстве и сопоставить его с изменением внутриклеточного положения статолитов. Однако следует учитывать, что реакция растения на изменение его положения в поле тяжести не может ограничиваться лишь смещением статолитов, а представляет комплексную реакцию всего организма. В связи с этим неинвазивные методы (в частности, использование ВГМП), которые позволяют управлять положением статолитов и анализировать их взаимодействие с цитоскелетом, могут открыть новые возможности как для проверки статолитной гипотезы, так и для исследования механизмов гравирецепции растений.

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ РЕАЛИЗАЦИИ

Пондеромоторные силы, порождаемые ВГМП. Если среда с магнитной восприимчивостью χ_a , содержащая частицы с магнитной восприимчивостью χ_b , помещена в неоднородное магнитное поле \mathbf{H} , на эти частицы будет действовать пондеромоторная сила \mathbf{F}_p , знак и величина которой будут определяться разницей магнитных восприимчивостей $\Delta\chi = \chi_b - \chi_a$ и градиентом квадрата напряженности магнитного поля:

$$\mathbf{F}_p = (\chi_b - \chi_a) V \nabla \mathbf{H} \cdot \nabla \mathbf{H} = \Delta\chi V \nabla(\mathbf{H}^2) \quad (1)$$

где V — объем частицы.

С другой стороны, сила гравитации, действующая на внутриклеточную частицу, пропорциональна разности плотностей частицы ρ_b и окружающей цитоплазмы ρ_c :

$$\mathbf{F}_g = (\rho_b - \rho_c) V g = \Delta\rho V g, \quad (2)$$

где g — ускорение свободного падения (9.81 м/с^2). Для достаточно сильных ВГМП величина пондеромоторной силы будет сравнима с силой гравитации, действующей на частицу: $F_p = F_g$. Баланс сил будет достигнут при выполнении следующего условия, накладываемого на параметры ВГМП, которое называют динамическим фактором:

$$\nabla(\mathbf{H}^2/2) = (\Delta\rho/\Delta\chi)g. \quad (3)$$

Таким образом, отношение разности плотностей и разностей магнитных восприимчивостей определяет динамический фактор ВГМП, который соот-

ветствует равенству величин пондеромоторной силы и силы гравитации.

Эксперименты по использованию влияния ВГМП на положение амилoplastов [4, 8, 12, 19, 24, 25] были основаны на следующих оценках: магнитная восприимчивость крахмала ($8 \cdot 10^{-7}$) выше, чем таковая для цитоплазмы ($7.2 \cdot 10^{-7}$); их плотности равны 1.5 г/см^3 и 1 г/см^3 соответственно. Для этих параметров динамический фактор ВГМП должен быть порядка $10^9 - 10^{10} \text{ Э}^2/\text{см}$. Эта величина может быть получена в сильном ВГМП. Поскольку разность между магнитными восприимчивостями амилoplastов и цитоплазмы отрицательна, пондеромоторные силы, действующие на амилoplastы, направлены в сторону ослабления магнитного поля.

Магнитные конфигурации, реализующие ВГМП. Согласно оценкам для создания пондеромоторных сил, сравнимых по своему действию с гравитационной силой, необходимы очень высокие значения магнитных полей с огромными градиентами. Их создание в рабочем объеме, необходимом для проведения биологического эксперимента, представляет достаточно сложную задачу.

Важным этапом создания ВГМП является выбор подходящей геометрической формы магнитов, определяющей пространственную неоднородность магнитного поля. Так, в одном из первых экспериментов использовалась тонкая проволока [4]. В известных экспериментах [24] ВГМП создавалась либо вблизи щели между двумя параллельными постоянными магнитами, либо при помощи внесения в постоянное магнитное поле между этими магнитами железного клина, имеющего форму треугольной призмы (рис. 1).

Задача оптимизации формы магнитной системы, определяющей неоднородность поля, многократно рассматривалась при магнитной сепарации смесей частиц [10, 11] и определении величин магнитной восприимчивости химических веществ [2, 34]. Эти результаты могут быть использованы для оптимизации ВГМП в экспериментах, связанных с исследованием гравитропизма растений. Необходимость такой оптимизации иллюстрируется следующими примерами.

Как следует из работы [24], смещения амилoplastов в случае использования ВГМП, созданного железной призмой, сильно зависят от расстояния между объектом и острием клина. Поэтому только часть статоцитов участвовала в рецепции сигнала при ВГМП-индуцированном изгибе корня. В то же время объем области неоднородности использовался нерационально из-за наличия магнитонасыщенного острия магнита, не дающего вклада в создание ВГМП. Сильная неоднородность пондеромоторных

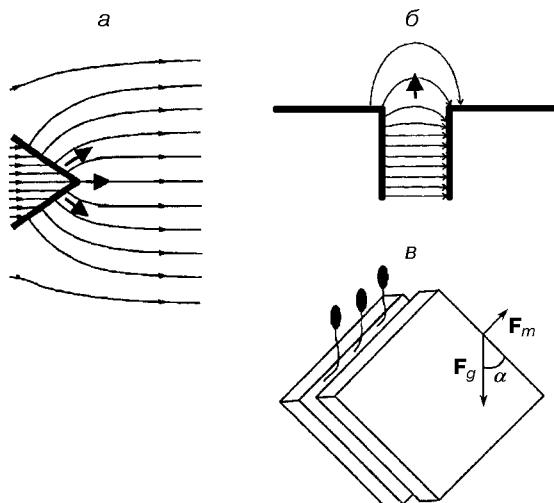


Рис. 1. Распределение напряженности магнитного поля вблизи вершины намагниченного железного клина (*а*) и щели между двумя плоскими постоянными магнитами (*б*). Фрагмент *в* иллюстрирует выход колумеллы из области влияния ponderomotorных сил вследствие изгиба корня. Стрелки указывают направление действия ponderomotorной силы на диамагнитную частицу (по работе [24])

сил затрудняет сравнение результатов ВГМП-стимуляций пространственно однородных гравистимуляций. Помимо этого, воздействие ВГМП на гравичувствительный аппарат корня изменяется из-за выхода колумеллы, ткани, состоящей из гравичувствительных статоцитов, из области влияния ponderomotorных сил вследствие изгиба корня (рис. 1, *в*). Согласно [24] гравистимуляция и ВГМП приводят к различному поведению амилопластов периферийных статоцитов. Действие гравитации вызывает их оседание на дно клеток, в то время как ВГМП не изменяет их положения, хотя ponderomotorная сила имела наибольшую величину. (Следует отметить, что незначительность влияния ВГМП в этих статоцитах может быть также связана с более низкой эффективной магнитной восприимчивостью амилопластов на периферии колумеллы).

Приведенные факты указывают на необходимость увеличения как величины ponderomotorной силы, так и ее пространственной однородности в рабочей области ВГМП.

Известные наработки из теории промышленных магнитных сепараторов позволяют создать рабочую область ВГМП, в которой ponderomotorные силы были бы постоянны [1, 11]. Отметим, что это также устранило бы экспериментальные трудности, связанные с необходимостью прецизионного размещения корней относительно магнитов. Более того,

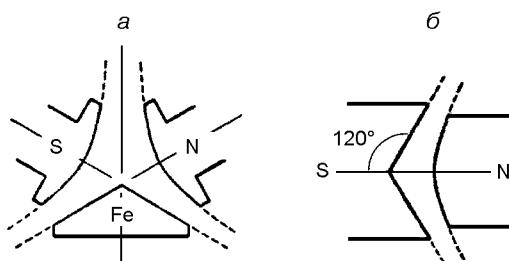


Рис. 2. Теоретические рассчитанные конфигурации магнитов, которые обеспечивают постоянство ponderomotorной силы в пространстве: *а* — между магнитными полюсами и между полюсами и клином; *б* — между полюсами (по работе [11])

как показывают расчеты, возможно создание такой конфигурации магнитов, в которой знак силы определялся бы не только разностью магнитных проницаемостей, но и геометрией магнита. Это может открыть дополнительные возможности для проведения биологических экспериментов. Рассмотрим примеры конфигураций магнитов, предложенные в работах [10, 11] (рис. 2). Они отличаются ориентацией оси симметрии магнитов относительно направления градиента магнитного поля и возможной ориентации образца. В случае конфигурации магнита, представленной на рис. 2, *а*, область постоянной ponderomotorной силы расположена в зазоре между полюсами магнита, а также между полюсами и ферромагнитной вставкой (клином). Если ось корня направлена по оси симметрии магнита *Z*, ponderomotorные силы будут нормальны к оси корня, и ожидаемый изгиб корня будет направлен к поверхности магнита.

Оптимизация этой ВГМП конфигурации с помощью численного моделирования [1, 3] позволила предложить конфигурацию магнитов, показанную на рис. 3. В этом случае ponderomotorная сила будет приблизительно постоянной в области *L*, размер которой определяется геометрией наполюсника магнита диаметром *B* и расстоянием между полюсами магнита *d*. Характеристики поля показаны на рис. 3, *б*. Данная конфигурация позволяет использовать следующие комбинации ориентации осей корней, осей симметрии систем магнита и векторов ponderomotorных сил: а) ось корня нормальна к оси симметрии системы магнита, ponderomotorная сила нормальна к оси корня и направлена акропетально и в сторону расширения промежутка между наполюсниками магнитов (рис. 4, *а*); б) ось корня совпадает с осью симметрии магнита, вектор ponderomotorной силы совпадает с осью корня и направлен базипетально (рис. 4, *б*); в) ось корня совпадает с осью симметрии магнита, ponderomo-

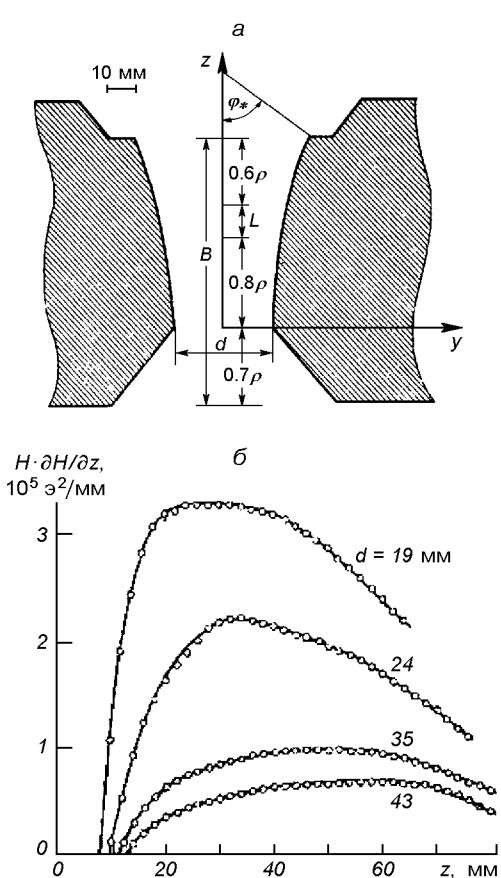


Рис. 3. а) Форма наполюсников, основанная на конфигурации рис. 2, а: $d = 35$ мм, $B = 95$ мм, $L = 10$ мм. Область постоянной пондеромоторной силы обозначена L . б) — Измеренное пространственное распределение для различных d [1]

торная сила направлена акропетально (рис. 4, в). В первом случае предполагается, что постоянная пондеромоторная сила будет действовать на корень в течение всего периода изгиба, и корень не будет касаться поверхности магнита. Во втором случае постоянная пондеромоторная сила будет противодействовать гравитации, препятствовать осаждению статолитов и уменьшать их давление на другие внутриклеточные структуры. В третьем случае направление постоянной пондеромоторной силы будет совпадать с вектором гравитации, ускорять осаждение статолитов и увеличивать их давление на внутриклеточные структуры.

Таким образом, все эти три конфигурации могут быть получены путем простого вращения наполюсников магнитов относительно оси корня и вектора гравитации. В случае электромагнитов величина пондеромоторной силы будет контролироваться током электромагнита.

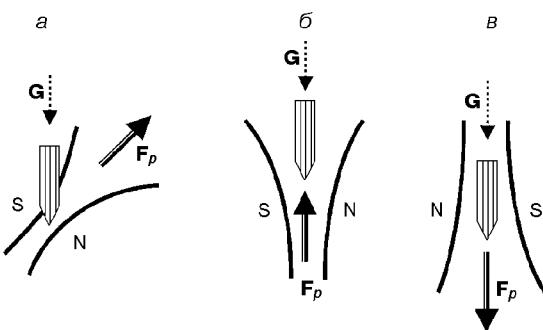


Рис. 4. Ориентации корня, пондеромоторной силы F_p , вектора гравитации G в предлагаемых экспериментах (S и N — полюса магнитов, показанных на рис. 3)

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВГМП НА ГРАВИРЕЦЕПТОРЫ РАСТЕНИЙ

ВГМП использовались при изучении гравивосприятия и гравиотклика растений многими исследователями. В работах, выполненных под руководством Одуса [13, 14, 33], впервые было предложено использовать высоко градиентные магнитные поля для изменения изгиба корней. Однако исследователям не удалось однозначно интерпретировать экспериментальные данные. Как было показано в работах [8, 12], эффект был связан с различием магнитных свойств статолитов и цитоплазмы, что приводило к возникновению пондеромоторной силы. Поскольку магнитная проницаемость статолитов, содержащих крахмал (высшие растения, протонема мхов), имеет меньшее значение, а статолитов, содержащих сульфат бария (ризоиды харовых водорослей), — большее, чем магнитная проницаемость цитоплазмы, то статолиты в первом случае будут выталкиваться из максимума магнитного поля, а во втором — втягиваться в него. Это было в дальнейшем подтверждено в экспериментах [24, 25].

В 1980-х гг. на основе исследований Пирузяна и др. [8] были проведены эксперименты на станциях «Салют-6», «Салют-7» и «Мир» (эксперимент «Магнитогравистат») по моделированию гравитационного воздействия с помощью магнитных пондеромоторных сил малой амплитуды, несколько превышающей порог чувствительности растений. Таким образом, была показана принципиальная возможность использования ВГМП для имитации гравиракции корней в условиях невесомости.

Следующий шаг был сделан в работе А. А. Кузнецова и О. А. Кузнецова [4]. Авторы предложили и реализовали схему эксперимента, позволявшего

создать пондеромоторные силы, сравнимые по величине с силой тяжести, действующей на амилопласти. Объектом эксперимента были проростки льна, на которых изучался изгиб корней под действием пондеромоторных сил. Источником ВГМП были отрезки пермендьюровой проволоки диаметром 0.1 мм, помещенные в однородное магнитное поле постоянных магнитов. Помимо наблюдения изгибов корней, были проведены также количественные оценки возникающих градиентов магнитного поля и пондеромоторных сил. Оценки и результаты эксперимента показали, что полученная величина пондеромоторной силы при напряженности магнитного поля H порядка нескольких килоэрстед* и градиенте H^2 порядка 10^9 – 10^{10} Э²/см была сравнима с величиной гравитационной силы, действующей на статолит, и пропорциональна разности плотностей статолита и цитоплазмы.

Поиску прямых доказательств того, что пондеромоторные силы приводят к смещению амилопластов, а также количественному изучению изгибов корня была посвящена работа [24]. В этом эксперименте при создании неоднородного магнитного поля двумя плоскими магнитами из сплава SmCo₅ (размером 40×40×16 мм³ каждый и расстоянием между пластинами порядка 1мм), пондеромоторная сила, которая действовала на статолиты, содержащие крахмал, была сравнима с силой гравитации при размещении образца у внешнего края межпластинного промежутка. Как следует из этих экспериментальных данных, реакция (изгиб) корня в случае применения ВГМП соответствует временно му изменению гравитационного воздействия на величину, определяемую воздействием пондеромоторной силы. Таким образом, ВГМП может имитировать гравитационное воздействие на растение. Прямые светооптические наблюдения срезов корней растений подтвердили, что данная реакция растений коррелирует со смещением статолитов в клетках, соответствующим направлению действия пондеромоторной силы.

Эксперименты [19, 24, 25, 40], выполненные на разных видах и органах растений, продемонстрировали качественное соответствие статолитной гипотезе. Во всех случаях вызванный ВГМП изгиб растения соответствовал ожидаемому смещению амилопластов под действием пондеромоторной силы. Это позволяет рассматривать ВГМП как потенциально перспективный и удобный инструмент для направленного и избирательного раздражения гравицентрических клеток. Однако необходим детальный анализ не только смещения амилопластов,

но и других возможных механизмов влияния ВГМП на клеточные процессы и структуры, сопровождающие такое смещение. Основные цели такого анализа должны состоять в определении: 1) клеточных структур и/или процессов, на которые может воздействовать ВГМП, и величин таких эффектов; 2) дополнительных эффектов ВГМП, которые могут вносить вклад в изгиб растений, но не связаны со смещениями амилопластов.

ВОЗМОЖНЫЕ ЭФФЕКТЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ДЕЙСТВИЕ ВГМП НА ГРАВИРЕЦЕПТОРНЫЙ АППАРАТ РАСТЕНИЙ

На какие внутриклеточные структуры может воздействовать ВГМП? Статоциты содержат ряд внутриклеточных структур, смещение которых может вносить вклад в гравицентрическость: ядро, митохондрии, липидные капли, диктиосомы и другие органеллы. Имеются свидетельства, что смещения митохондрий и белковых кристаллов участвуют в гравивосприятии грибов [32].

Данные о плотности и магнитной восприимчивости внутриклеточных структур, которые могли бы функционировать как статолиты, весьма ограничены. Так, известно, что удельный вес некоторых клеточных структур может быть меньше (например у липидных капель и вакуолей) или больше (1.14 г/см³ у ядра, 1.1–1.2 г/см³ у митохондрий и диктиосом, 1.21 г/см³ у лейкопластов [14]), чем удельный вес цитоплазмы (1 г/см³). Магнитная восприимчивость амилопластов определяется главным образом содержанием в них крахмала, однако возможные вклады всех компонентов амилопластов, включая белки, липиды и другие полисахариды, также должны быть рассмотрены.

Согласно Чиккову [12], магнитная восприимчивость этих веществ равна или превышает восприимчивость крахмала (от $-8 \cdot 10^{-7}$ до $-8.5 \cdot 10^{-7}$). Различие плотности некоторых клеточных структур и цитоплазмы не является постоянным. Например, $\Delta\rho \approx 0.5$ г/см³ для крахмала, 0.2–0.3 г/см³ для белка и -0.05 г/см³ для липидов [12, 14].

Поэтому различие между удельным весом белков и липидов и окружающей цитоплазмы может быть меньшим, чем различие между удельным весом крахмала и цитоплазмы. Согласно (3) отношение $\Delta\rho/\Delta\chi$ определяет динамический фактор, который соответствует силе гравитации, действующей на определенный клеточный компонент. Например, динамический фактор для белка, необходимый,

* 1 Э = 79.6 А/м.

чтобы достичь равновесия между пондеромоторной и гравитационной силами, приблизительно равен $1.5 \cdot 10^9 \text{ Э}^2/\text{см}$, что гораздо меньше, чем динамический фактор, необходимый для крахмала — $6.6 \cdot 10^9 \text{ Э}^2/\text{см}$. Следовательно, ВГМП может сильнее влиять на белковые структуры, чем на включения крахмала тех же самых объемов. Таким образом, глобулярные белки могут испытывать большее воздействие при том же градиенте H^2 , чем зерна крахмала.

Заметим, что направления пондеромоторной силы будут различны для компонентов, которые тяжелее и легче, чем цитоплазма, например крахмал и липиды. Также необходимо отметить, что на фитоферритин, белок амилопластов, который содержит большое число атомов железа и поэтому обладает парамагнитными свойствами [37], будет действовать сила, направленная по градиенту ВГМП, т. е. противоположно силе, действующей на крахмал.

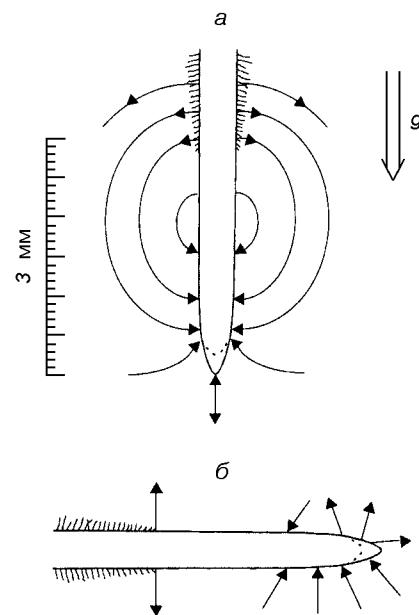
Следовательно, можно сделать следующие заключения.

1. Для того чтобы оценить, какие величины ВГМП нужно приложить для смещения различных клеточных органелл или включений, мы должны знать их удельный вес, магнитные восприимчивости и относительный состав.

2. ВГМП может вызывать не только смещение внутриклеточных компонентов, определяемое векторным сложением участвующих сил, но и поворот таких структур из-за их пространственно неоднородной восприимчивости. Комбинация смещения и поворота может вести к деформациям компонентов клетки. Анизотропия диамагнитной восприимчивости биологических мембран, описанная ранее [28], также может вносить вклад в переориентацию органелл в магнитных полях. Так, например, хлоропластины одноклеточных водорослей обычно ориентируются нормально к вектору магнитного поля [18].

3. Смещения и переориентации клеточных компонентов не независимы из-за ограниченного объема клетки и их вероятного взаимодействия с элементами цитоскелета.

Возможно, что процессы в живых клетках, которые вызваны перераспределением внутриклеточных масс и напряжений, особенно процессы переноса заряда, могут оказаться чувствительными к сильным однородным и неоднородным магнитным полям. В настоящее время эти эффекты трудно разделить и проанализировать из-за недостатка количественных данных и технических трудностей в постановке эксперимента. Поэтому мы сосредоточим внимание на качественном анализе нескольких ВГМП-эффектов, которые могут вносить вклад в



наблюдаемый изгиб растений, индуцированный ВГМП.

Сигмотропное действие ВГМП. Мы можем предположить, что ВГМП действует не только на внутриклеточные, но также и на другие структуры, в частности на клеточные стенки. Пондеромоторные силы, вероятно, действуют на довольно прочную основу клеточной стенки, состоящей в основном из диамагнитных целлюлозы, пектинов, гемицеллюлозы и белков, вызывая напряжения между клеточной стенкой и цитоплазмой. Это напряжение эквивалентно механическому действию и ведет к сжатию проксимальной стороны и растяжению дистальной стороны клеточной стенки. Так как магнитная восприимчивость клеточной стенки еще не известна, мы можем только оценить потенциальный эффект. Предполагая различие магнитных восприимчивостей клеточной стенки и цитоплазмы близким к различию между крахмалом и водой ($\Delta\chi = -8 \cdot 10^{-8}$), магнитное поле порядка 10^4 Э , динамический фактор $10^{10} \text{ Э}^2/\text{см}$, эффективный объем вокруг острия клина приблизительно 1 мм^3 , по формуле (1) получаем, что величина

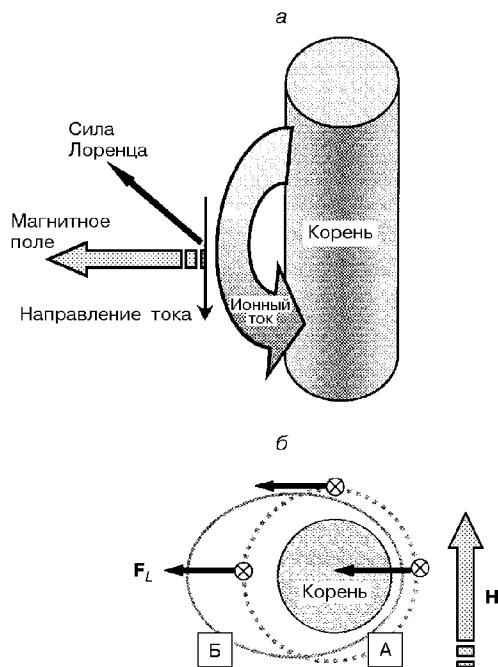


Рис. 6, а — Взаимные ориентации корня, магнитного поля, направления токов и направления силы Лоренца, действующей на ионный ток. б — Аксиальное распределение ионного тока вокруг верхушки вертикально растущего корня в отсутствии магнитного поля (А) и при однородном магнитном поле (Б). (Ионный ток направлен в сторону плоскости рисунка)

$F_p \approx 10^{-5}$ Н. Даже такая небольшая по величине пондеромоторная сила, приложенная к относительно малой области корня, может производить существенное давление (порядка 10 Н/м^2). Таким образом, на растительную ткань может действовать сила, направленная от клина и против градиента поля. Известно, что растения очень чувствительны к сигмостимуляции, но точный порог ее восприятия пока неизвестен. Отметим лишь, что уменьшение диамагнитной восприимчивости среды, окружающей ткань, повышает величину $\Delta\chi$, и следовательно, воздействие пондеромоторной силы.

Исследование изгибов корня, вызванных локальной стимуляцией кальцием или сигмостимуляцией [20], показали, что прикладывание агарового кубика, содержащего кальций, к кончикам вертикально растущих корней кукурузы, вызывало гравитопропорциональный изгиб корня в сторону, противоположную источнику кальция, однако изгиб был направлен в сторону стимула, если кальций прикладывали между зоной роста и меристемой корня. По-видимому, трудно отделить результаты магнитостимуляции и возможной сигмостимуляции, вы-

званных ВГМП, особенно в тех случаях, когда результирующий изгиб является отрицательным.

В то время как корни изгибаются против градиента ВГМП (отклики, который мог обуславливаться сигмостимуляцией или смещением амилопластов), цветоножки, колеоптили и гипокотили должны изгибаться в сторону градиента ВГМП. В работе [13] исследован этот эффект на колеоптилях, но получить изгиб в направлении градиента ВГМП не удалось. Однако последние эксперименты с использованием более сильных полевых градиентов, проведенные на колеоптилях [25], гипокотилях томатов [19] и цветоножках резушек [40], показали, что изгибы направлены по градиенту ВГМП. Противоположность эффектов ВГМП на надземные органы растений и на корни указывает на то, что вызываемый ВГМП изгиб растений не является результатом сигмостимуляции. Это также подтверждается неспособностью ВГМП в отличие от сигмостимуляции вызывать положительный или отрицательный изгиб корней в зависимости от места приложения стимула к определенным зонам корня. (Известно, что гравистимуляция корней резушки, в отличие от сигмостимуляции, не вызывает изменения свободного кальция в цитоплазме гравицепторных клеток [27]. Таким образом, измерение свободного кальция после локального применения ВГМП можно было бы использовать для ответа на вопрос, вызывает ли стимуляция корня с помощью ВГМП сигмонастическую реакцию).

Влияние магнитных полей на ростовые процессы. Некоторые экспериментальные данные указывают на то, что магнитные поля воздействуют на рост растений [21, 35], хотя изменения в темпах роста вертикально и горизонтально помещенных корней при наличии и отсутствии однородного магнитного поля до $4 \cdot 10^3$ Э не наблюдались [24]. Однако однородные магнитные поля порядка 10^5 Э вызывали направленный рост пыльцевых трубок лилии вдоль силовых линий [35]. Кроме того, рост в ВГМП ($H = 9.7 \cdot 10^4$ Э, $\Delta H = 1.4 \cdot 10^4$ Э/см) происходил преимущественно против градиента магнитного поля [35]. Хотя механизмы этих эффектов остаются неясными, можно предположить, что магнитные поля могут воздействовать на транспорт везикул, связанных с аппаратом Гольджи, и/или на микротрубочки и микрофиламенты [28] вследствие магнитной анизотропии фибриллярных структур.

Существуют три аргумента, свидетельствующие в пользу предположения о том, что ВГМП влияет на везикулярный транспорт: 1) везикулы Гольджи имеют плотность и, вероятно, магнитную восприимчивость, отличающиеся от таковых цитоплазмы

[9]; 2) известно, что за транспорт этих везикул ответственна актомиозиновая система, а свойства цитоскелета чувствительны к ВГМП, поскольку они зависят от распределения внутриклеточных масс; 3) если везикулы переносят заряды, то их транспорт представляет собой ток и, таким образом, он подвержен влиянию однородных и неоднородных магнитных полей, причем направленность такого влияния будет противоположна для положительных и отрицательных зарядов.

Влияние магнитных полей на эндогенные ионные потоки. Процессы переноса заряда, особенно транспорт ионов, играют важную роль в восприятии гравитации и гравиреакции растений [5, 41, 42] (рис. 5). Применение ВГМП или сильных однородных магнитных полей может влиять на ионный перенос. Следует ожидать, что пространственное распределение эндогенных потоков изменится в магнитном поле. Наиболее вероятно, что ВГМП действует на эндогенный акропетальный протонный перенос и эндогенные базипетальные потоки, существование которых было продемонстрировано в опытах на корнях [29]. Эти токи симметрично распределены относительно оси вертикально растущего корня [15]. Помещение растительного объекта с данной системой токов в однородное или неоднородное магнитное поле будет приводить к нарушению такой симметрии ввиду действия силы Лоренца $F_L = e[v \times H]/c$, действующей на заряд e , движущийся со скоростью v в магнитном поле H , c — скорость света.

При рассмотрении влияния однородного магнитного поля, нормального к оси корня, на распределение эндогенных токов в вертикально растущем корне необходимо учитывать, что направление силы Лоренца будет перпендикулярно к направлениям тока и магнитного поля. Таким образом, сила Лоренца будет вызывать перераспределение ионных потоков вокруг растения относительно направления приложенного магнитного поля (рис. 6). Удлинение путей переноса ионов приведет к уменьшению градиента напряжения на единицу длины и изменит симметрию ионных потоков. Разрушение аксиальной симметрии эндогенных потоков возможно как в однородных, так и в неоднородных магнитных полях. Однако однородное поле не будет оказывать пондеромоторного воздействия, вызывающего смещение статолитов. Применение ВГМП вместо однородных магнитных полей усилит асимметрию протонных токов, потому что степень изменения потоков H^+ будет зависеть от интенсивности магнитного поля. Можно ожидать, что измененные ионные потоки могут влиять на активность ионных насосов, так как симметрия входящих токов зави-

сит от различий напряжения между источником и стоком. Поэтому сильные магнитные поля создают асимметрию радиальных потоков ионов, что, в свою очередь, может быть воспринято как дирекционный стимул. Данный эффект указывает на необходимость дальнейшего экспериментального исследования влияния ВГМП на гравичувствительные системы растений.

ВГМП И ГРАВИТАЦИЯ: ЭКСПЕРИМЕНТЫ В НЕВЕСОМОСТИ И ИМИТАЦИЯ НЕВЕСОМОСТИ НА ЗЕМЛЕ

Заметим, что исследование действия пондеромоторных сил на амилопласти как имитации эффекта гравитации происходило на фоне действия реальной земной гравитации. Это маскировало эффект (особенно при относительно слабых ВГМП, используемых до сих пор) и не исключало иных, непрямых каналов влияния гравитации на поведение корня.

Поэтому большой интерес представляет проведение аналогичных экспериментов в микрографитации и на Земле с последующим сравнением их результатов. Это позволило бы вычленить собственно воздействие пондеромоторных сил на гравирецепторный аппарат растений и проверить гипотезу о возможности имитации невесомости с помощью ВГМП при изучении гравиреакции растений в земных условиях и имитации действия гравитации в условиях космического полета.

Есть несколько возможных подходов к проверке данной гипотезы.

Известно, что амилопласти корней, выросших в условиях микрографитации, содержали меньшее количество крахмала, чем контрольные образцы [17]. Также наблюдался замедленный рост растений на начальных этапах их развития в условиях космического полета [17]. Применение в микрографитации пондеромоторных сил, направленных к апексу корня (рис. 4, в), может имитировать воздействие гравитации на статолиты, предполагая, что ВГМП не затрагивает другие процессы, участвующие в механизмах гравитропизма. В то же время в схеме эксперимента, представленного на рис. 4, б и имитирующего условия микрографитации в земных условиях, пондеромоторная сила уравновешивает силу гравитации. Следовательно, измерение и сравнение скоростей роста корня в микрографитации и земных условиях при наличии и отсутствии ВГМП может дать количественную оценку обоснованности использования ВГМП для имитации воздействия гравитации на растения. Второй подобной оценкой

может быть сравнение содержания крахмала в корнях, выращенных в микрогравитации при наличии ВГМП, имитирующего гравитацию, и без ВГМП.

Отметим, что в настоящее время можно уверенно говорить лишь о влиянии ВГМП на статолитный механизм. Возможное влияние ВГМП на «нестатолитные» механизмы [30, 39] не изучалось.

Как было отмечено выше, наличие гравитации, очевидно, сопровождается пространственно неоднородным распределением механических напряжений в корнях растений. Согласно [23] такое распределение, вероятно, является физической основой «нестатолитного» механизма гравитропизма и его полярности. Можно предположить, что отсутствие гравитации будет изменять данное распределение, и в микрогравитации оно будет определяться внутренними источниками растяжений и сжатий. Очевидно, «нестатолитный» механизм гравитропизма в таких условиях может потерять свою полярность. Положение статолитов также будет независимым от гравитации, но будет определяться их взаимодействием с цитоскелетом и распределением напряжений в нем. Если предположить, что влияние ВГМП на корни ограничено только смещением статолитов, то стимуляция корня с помощью ВГМП будет касаться только статолитного компонента механизма восприятия гравитации. Таким образом, представляется важным сравнение и анализ кинетики изгиба корня при воздействии ВГМП, генерируемого определенной конфигурацией магнитов (рис. 4, а), в микрогравитации и в земных условиях. Это позволит проверить возможность имитации влияния гравитации на растения с помощью ВГМП, а также получить новые данные о «нестатолитных» механизмах гравитропизма и их проявлениях в условиях микрогравитации.

Следует отметить, что существенной особенностью применения ВГМП к исследованию гравирецепции корней растений является возможность не только локального, но и дозированного во времени воздействия на амилопласти. В отличие от случая дозированной гравистимуляции при этом не происходит изменение положения самого корня. Изменение же времени воздействия в сочетании с измерением смещения амилопластов позволяет оценить важную характеристику гравирецепции: взаимодействие амилопластов с цитоскелетом и реологию собственно цитоскелета. (Попытка такой оценки была сделана в работе [26]). Сравнение результатов экспериментов в микрогравитации и в земных условиях при одинаковых параметрах воздействия позволило бы оценить возможные изменения параметров цитоскелета, обусловленные микрогравитацией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные данные указывают на перспективность использования высокоградиентных магнитных полей для изучения механизмов гравичувствительности растений. В то же время этот метод имитации гравистимуляции растений требует дополнительных исследований в области взаимодействия процессов переноса заряда в растениях с магнитными полями, которые могут как вносить дополнительные эффекты в проявление гравитропизма растений, так и привести к новым результатам, касающимся все еще недостаточно изученных явлений, связанных с воздействием магнитных полей на биологические объекты.

1. Иванов Е. В., Иванова Л. И., Зеленцов В. В. Оптимальная форма полюсников магнита для измерений магнитной восприимчивости методом Фарадея // Полупровод. техника и электроника.—1970.—№ 2.—С. 221—223.
2. Калинников В. Т. Ракитин Ю. В. Введение в магнитохимию. Метод магнитной восприимчивости в химии. — М.: Наука, 1980.—302 с.
3. Кац М. Я., Стадников А. Г., Гольдин Л. Л. и др. Метод расчета профиля полюсов одно-зонного изодинамического магнитного сепаратора // Полупровод. техника и электроника.—1964.—№ 3.—С. 152—157.
4. Кузнецов А. А., Кузнецов О. А. Моделирование гравитационного воздействия на растения сильно неоднородным магнитным полем // Биофизика.—1990.—35, № 5.—С. 835—840.
5. Медведев С. С. Физиологические основы полярности растений. — С.-П.: Кольна, 1996.—159 с.
6. Меркис А. И. Геотропическая реакция растений. — Вильнюс: Минтис, 1973.—264 с.
7. Меркис А. И. Гравитация в процессах роста растений // Проблемы космической биологии. — М.: Наука, 1990.—Т. 68.—185 с.
8. Пирюзян Л. А., Кузнецов А. А., Чиков В. М. О магнитной неоднородности биологических систем // Изв. АН СССР. Сер. биол.—1980.—№ 5.—С. 645—650.
9. Саламатова Т. С. Физиология растительной клетки. — Л.: Изд-во Ленинград. ун-та, 1983.—158 с.
10. Сочнев А. Я. Электромагнитные системы в магнитных полях которых пондеромоторные силы действующие на частицу уменьшаются или остаются постоянными в направлении действия // Журн. техн. физики.—1940.—№ 10.—С. 472—477.
11. Сочнев А. Я. Вычисление напряженности поля прямыми методами. — Л.: Энергоатомиздат, 1984.—112 с.
12. Чиков В. М. Изучение и некоторые приложения клеточного магнитофореза: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Черноголовка, 1985.—16 с.
13. Audus L. J. Magnetotropism: a new plant growth response // Nature.—1960.—185.—Р. 132—134.
14. Audus L. J., Whish J. C. Magnetotropism // Biological Effects of Magnetic Fields / Ed. by M. F. Barnothy. — 1964.—Vol. 1.—Р. 170—182.
15. Behrens H. M., Weisenseel M. H., Sievers A. Rapid changes in the pattern of electric current around the root tip of *Lepidium sativum* L. following gravistimulation // Plant Physiol.—1982.—70.—Р. 1079—1083.

16. Belyavskaya N. A. Calcium and graviperception in plants: inhibitor analysis // Int. Rev. Cytol.—1996.—**168**.—P. 123—185.
17. Claassen D. S., Spooner B. S. Impact of altered gravity on aspects of cell biology // Int. Rev. Cytol.—1994.—**156**.—P. 301—359.
18. Geazintov N. E., Nostrand F. V., Becker J. F., et al. Magnetic field-induced orientation of photosynthetic systems // Biochem. Biophys. Acta.—1972.—**267**.—P. 65—72.
19. Hasenstein K. H., Kuznetsov O. A. The response of lazy-2 tomato seedlings to curvature-inducing magnetic gradients is modulated by light // Planta.—1999.—**208**.—P. 59—65.
20. Ishikawa H., Evans M. L. Induction of curvature in maize roots by calcium or by thigmostimulation // Plant Physiol.—1992.—**100**.—P. 762—768.
21. Kato R. Effects of a magnetic field on the growth of primary roots of *Zea mays* // Plant Cell Physiol.—1988.—**29**.—P. 1215—219.
22. Kondrachuk A. V., Sirenko S. P. The theoretical consideration of microgravity effects on a cell // Adv. Space Res.—1996.—**17**, N 6/7.—P. 165—168.
23. Konings H. Gravitropism in roots: an evaluation of progress during the last three decades // Acta Bot. Neerl.—1995.—**44**, N 3.—P. 195—223.
24. Kuznetsov O. A., Hasenstein K. H. Magnetophoretic induction of root curvature // Planta.—1996.—**198**.—P. 87—94.
25. Kuznetsov O. A., Hasenstein K. H. Magnetophoretic induction of curvature in coleoptiles and hypocotyls // J. Exp. Bot.—1997.—**48**.—P. 1951—1959.
26. Kuznetsov O. A., Hasenstein K. H. Magnetophoretic analysis of statoliths in *Chara* rhizoids suggests viscoelastic and cytoskeletal contribution to gravisensing // Abstr. 33rd COSPAR Scientific Assembly, Warsaw, Poland, 16—23 July 2000. — Warsaw, 2000.—P. 312.
27. Legue V., Blancaflor E., Wymer C. Cytoplasmic free Ca^{2+} in *Arabidopsis* roots changes in response to touch but not gravity // Plant Physiol.—1997.—**114**.—P. 789—793.
28. Maret G., Dransfeld K. Biomolecules and polymers in strong permanent magnetic fields // Strong and Ultrastrong Magnetic Fields and Their Applications / Topics in Applied Physics / Ed. by F. Herlach.—1985.—Vol. 57.—P. 104—145.
29. Monshausen G. B., Zieschang H. E., Sievers A. Differential proton secretion in the apical elongation zone caused gravistimulation is induced by the signal from the root cap // Plant Cell Environ.—1996.—**19**.—P. 1408—1412.
30. Pickard B. G. Contemplating the plasmalemmal control center model // Protoplasma.—1994.—**182**.—P. 1—9.
31. Pickard B. G., Ding J. P. The mechanosensory calcium-selective ion channel: key component of plasmalemmal control centre? // Aust. J. Plant Physiol.—1993.—**20**, N 4.—P. 439—459.
32. Schimek C., Eibel P., Horie T., et al. Protein crystals in *Phycomyces* sporangiophores are involved in graviperception // Adv. Space Res.—1999.—**24**.—P. 687—692.
33. Schwarzacher J. C., Audus L. J. Further studies in mag-
- netotropism // J. Exp. Bot.—1973.—**24**.—P. 459—464.
34. Selwood P. W. Magnetochemistry. — N.Y., 1943.—458 p.
35. Sperber D., Maret G., Weisenseel M. H., et al. Oriented growth of pollen tubes in strong magnetic fields // Naturwissenschaften.—1981.—**68**.—P. 40—42.
36. Staves M. P., Wayne R., Leopold A. C. Hydrostatic pressure mimics gravitational pressure in characean cells // Protoplasma.—1992.—**168**.—P. 141—152.
37. Theil E. C. Ferritin: structure, gene regulation, and cellular function in animals, plants, and microorganisms // Ann. Rev. Biochem.—1987.—**56**.—P. 289—327.
38. Wayne R., Staves M. P., Leopold A. C. Gravity-dependent polarity of cytoplasmic streaming in *Nitellopsis* // Protoplasma.—1990.—**155**.—P. 43—57.
39. Wayne R., Staves M. P., Leopold A. C. The contribution of the extracellular matrix to gravisensing in characean cells // J. Cell Sci.—1992.—**101**.—P. 611—623.
40. Weise S. E., Kuznetsov O. A., Hasenstein K. H. Curvature in *Arabidopsis* inflorescence stems is limited to the region of amyloplast displacement // Plant Cell Physiol.—2000.—**41**.—P. 702—710.
41. Weisenseel M. H., Becker H. F. Ehlgotz J. G. Growth, gravitropism, and endogenous ion currents of cress roots (*Lepidium sativum* L.) // Plant Physiol.—1992.—**100**, N 1.—P. 16—25.
42. Weisenseel M. H., Meyer A. J. Bioelectricity, gravity and plants // Planta.—1997.—**203**.—P. S98—S111.

HIGH-GRADIENT MAGNETIC FIELDS AS A TOOL OF SIMULATING GRAVITY EFFECTS ON PLANTS

A. V. Kondrachuk, N. A. Belyavskaya

It is known that the high-gradient magnetic field (HGMF) exerts a directional ponderomotive force on diamagnetic substances. This effect can be used to modify the gravity force acting on statoliths by manipulating the statolith locations within the gravisensing cells. This allows us to consider the HGMF as a potentially very promising and useful tool of the directional and selective stimulation of the gravisensing cells of plants. Besides, the possibility to use the HGMF to modify or even compensate the gravity effects on these cells could give us a new approach to control plant gravireaction in weightlessness and to imitate microgravity effects in laboratory experiments. The main goals of the present work are: 1) to review the mechanisms of the HGMF effects on the processes which may go in the gravitropic reaction of the roots; 2) to discuss the development of the optimal HGMF configuration; 3) to indicate the peculiarities of mechanisms of the gravitropic reaction (perception and response) which might be the result of the HGMF effects; 4) to propose the procedures of the application of the HGMF for stimulation of gravisensing cells in microgravity conditions and for imitation of the microgravity effects in these cells in ground-based experiments.