НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК + ДЕРЖАВНЕ КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО УКРАЇНИ

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ Том 18 5 + 2012

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

# **3MICT**

Донец В. В. Особенности конструкций бортовых гиперспектрометров AIS

*Мельник В. М., Карачун В. В.* Звуковий бар'єр і вплив потужної ударної *N*-хвилі на пружні конструкції апаратів класу «повітря-повітря»

*Мітіков Ю. О., Тиха М. В.* Підвищення ефективності генераторної системи наддування бака з рідким киснем

Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д. Низкопороговые неустойчивости кинетических альвеновских волн в хромосфере активной области на Солнце

*Маловичко П. П.* Генерация альвеновских волн в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли

Кравченко В. О., Євтушевський О. М., Міліневський Г. П. Віддалені тропосферно-стратосферні зв'язки за даними 30-річних супутникових вимірювань антарктичного озону

© НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ, 2012 © ДЕРЖАВНЕ КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО УКРАЇНИ, 2012

# CONTENTS

- 5 *Donets V. V.* Design features of on-board air-based hyper-spectrometers AIS
- 12 *Mel'nick V. N., Karachun V. V.* Voice barrier and influence of a powerful shock *N*-wave on resilient constructions of «air-to-air» type vehicles
- 24 *Mitikov Yu. O., Tykha M. V.* An increase of the performance of the generator system of a pressurization tank with liquid oxygen
- **29** *Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D.* Lowthreshold instabilities of kinetic Alfven waves in the chromosphere of an active region on the Sun
- 41 *Malovichko P. P.* Generation of Alfven waves in plasma sheet of Earth's magnetosphere tail
- **48** *Kravchenko V. O., Yevtushevskyi O. M., Milinevskyi H. P.* Distant troposphere-stratosphere teleconnections from 30year satellite measurements of the Antarctic ozone

Попов М. О., Станкевич С. А., Зелик Я. І., Шкляр С. В., **59** Семенів О. В. Калібрування спектральної чутливості сенсора багатоспектральної супутникової системи «Січ-2» за наземними спектрометричними вимірюваннями: попередні результати

*Горбулин В. П., Кушнарёв А. П.* Модели прогнозирования технико-экономических показателей РК и выбора оптимальной стратегии их отработки

#### НАШІ АВТОРИ

- Popov M. A., Stankevich S. A., Zyelyk Ya. I., Shklyar S. V., Semeniv O. V. Sensor spectral response calibration of the «Sich-2» multispectral satellite system from ground-based spectrometry measurements: preliminary results
- **66** *Gorbulin V. P., Kushnariov O. P.* Prediction models for technical and economical indices of rocket complexes and for choosing optimum strategy of their testing

### 74 OUR AUTHORS

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

Підписано до друку 13.09.12. Формат 84×108/16. Папір крейдований. Гарн. Ньютон. Друк офсет. Ум. друк. арк. 7,98. Обл.-вид. арк. 8,38. Тираж 100 прим. Зам. № 3380.

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

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

23 вересня 2012 р. виповнилось 60 років члену редколегії журналу «Космічна наука і технологія», члену-кореспонденту Національної академії наук України, директорові Науково-дослідного Інституту астрономії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Юрію Григоровичу ШКУРАТОВУ

4 жовтня 2012 р. виповнилось 60 років заступнику головного редактора журналу «Космічна наука і технологія», доктору фізико-математичних наук, директорові Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Державного космічного агентства України Олегу Павловичу ФЕДОРОВУ

Редакційна колегія журналу сердечно вітає Юрія Григоровича та Олега Павловича з ювілеями і зичить їм міцного здоров'я та наснаги для здійснення всіх їхніх творчих задумів УДК 681.785.555

## В. В. Донец

Корпорація «Науково-виробниче об'єднання «Арсенал», Київ

# ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИЙ БОРТОВЫХ ГИПЕРСПЕКТРОМЕТРОВ AIS

Розглянуто особливості конструкцій гіперспектрометрів авіаційного базування AIS-1 та AIS-2 для спектрометричного дослідження земної поверхні та підсупутникової валідації спектрометричних даних. Досягнення передових технологій, які були розроблені та апробовані в гіперспектрометрах AIS, були втілені в космічних гіперспектрометрах SISEX (1990 р.), HIRIS (1994 р.).

#### введение

Современные системы дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) отличаются большим разнообразием. Их технические характеристики существенно превосходят характеристики первых образцов космических многоспектральных сканеров с аппаратурой MSS (Multispectral Scanner System), которая позволяла вести съемку в четырех спектральных диапазонах, ширина каждого из которых составляла около 100 нм [5, 7].

В последние время в мировой практике аэрокосмического мониторинга земной поверхности наблюдается все более активное внедрение методов гиперспектральной спектроскопии изображения (Imaging Spectrometry) и средств для гиперспектральной съемки [4, 14]. Они были разработаны для получения более точной и обширной информации о поверхности Земли при ее дистанционном зондировании.

Термин «гиперспектральное изображение» был впервые введен в 1985 г. в работе [17] при обсуждении первых результатов и техники спектрометрии изображений.

Переход от традиционных многозональных (мультиспектральных) измерений к гиперспектральным позволяет не только увеличивать количество получаемой информации о земной поверхности, но и обеспечивать регистрацию качественно нових, ранее недоступных данных высокого спектрального и пространственного разрешения.

Результаты гиперспектральных измерений могут эффективно использоваться для решения сложных задач обнаружения малоразмерных объектов, идентификации объектов исследуемой поверхности, определения их состояния и динамики и др.

Современные методы обработки спектров базируются на получении информации по количественным показателям формы спектра отражения [2]. Это требует использования бортовых гиперспектрометров с высокой спектральной разрешающей способностью и низким шумом. Используемые гиперспектральные системы Д33 установливаются на различных воздушных летательных аппаратах космического [5, 7, 13, 14] и авиационного [3, 4, 14, 24, 25] базирования, как пилотируемых, так и беспилотных [3]. Такие системы охватывают уже сотни спектральных зон шириной около 10 нм (даже до 5 нм) каждая [3, 7].

Ниже будут описаны технические характеристики современной гиперспектральной оптико-электронной аппаратуры и некоторые особенности конструкции на примере эволюции семейства бортовых гиперспектрометров AIS — SISEX — HIRIS.

# ГИПЕРСПЕКТРОМЕТРЫ АВИАЦИОННОГО БАЗИРОВАНИЯ AIS-1 И AIS-2

Класс бортовых гиперспектральных приборов начал создаваться в конце прошлого столетия в США [14, 15, 18, 19] в Национальном управлении по аэронавтике и исследованию космического пространства США (NASA), поскольку именно гиперспектральные данные позволяют более строгую дифференциацию объектов Земли через характеристику физических и химических свойств этих объектов.

Первое поколение бортовых гиперспектрометров (сначала авиационного базирования) представлено инфракрасными приборами (называемыми также спектрометрами изображения или видеоспектрометрами) AIS-1 и AIS-2 «Air-

borne Imaging Spectrometer» [6, 9, 14, 15, 18–25].	ного
AIS-1 и AIS-2 были своего рода испытательным	«Pus

Таблица 1. Характеристики гиперспектральных сенсоров					
Сенсор	AIS-1 авиа (1982 г.)	AIS-2 авиа (1986 г.			

полигоном для будущих космических инфракрасных гиперспектральных систем [6, 21].

Конструкция бортовых гиперспектрометров **AIS.** Бортовые гиперспектрометры AIS-1 и AIS-2 работают при обработке изображений в маятниковом режиме [21, 23] (рис. 1) и построены на базе дифракционного спектрометра, в котором впервые использован двумерный массив детекторов — матричный премник излучения, расположенный в фокальной плоскости выходного коллиматора спектрометра (вместо выходной щели).

Режим работы гиперспектрометра с матричным приемником, названный позже как «Pushbroom» [1] (метлой по курсу) прекрасно зарекомендовал себя во время работы гиперспектрометров, начиная с прибора авиационо базирования AIS-1 (рис. 2). Режим работы shbroom» устраняет необходимость механиз-

Сенсор	AIS-1 авиа (1982 г.)	AIS-2 авиа (1986 г.)	SISEX космический (1990 г.)	HIRIS космический (1994 г.)
Число спектральных полос (каналов)	128	128	192	192
Спектральный диапазон, мкм	1.2-2.4	0.8-2.4	0.4-2.5	0.4-2.45
Полуширина спектральной полосы (WIDTH) δλ <sub>0.5</sub> , нм	9.4	12.5	11	9.4 (0.4—1.0) 11.7 (1.0—2.45)
Размер исследуемого участка на Зем- ле (GIFOV), м при высоте, км	11.4 (6 км)	12.3 (6 км)	30	10-панхром 20-панхром (0.5—0.9 мкм)
Мгновенное поле зрения IFOV, мрад	1.91 (11.4 м при высоте 6 км)	2.05	_	_
Поле зрения FOV, град	3.7 (12.3 м при высоте 6 км)	7.3	_	_
Полоса осмотра при 6 км высоте, км	0.365	0.787	12	24 (высота 705 км)
SNR-отношение «сигнал/шум» и розрядность АЦП	10—40 (8 бит/пкл)	40—110 (12 бит/пкл)	_	12 бит/пкл
Скорость передачи данных, Кбит/с	394	1.670	_	100—405 Мбит/с
Спектральная выборка:				
«Tree», мкм	0.9—2.1 <sup>a</sup>	0.8—1.6 <sup>6</sup>		
«Rock», мкм	1.2—2.4 <sup>a</sup>	1.2—2.4 в		

Примечание: а — область спектра > 1.6 микрон загрязнена вторым порядком излучения; б — принимаются дополнительного около 40 спектральных каналов с длинами волн > 1.6 мкм, но они содержат излучение второго порядка; B - c дополнительным около 10 спектральных каналов принимаются с длинами волн > 2.4 мкм, но они содержат излучение второго порядка.



*Рис.* 1. Принцип работы гиперспектрометров AIS-1 и AIS-2 в маятниковом режиме при обработке изображений с матричным массивом фотоприемников [6, 21, 23]



*Рис. 3*. Оптическая схема гиперспектрометров AIS-1 и AIS-2 [15, 21]

ма поперечного сканирования и обеспечивает возможность выполнения сканирования по треку с более высокой скоростью.

Хотя первые матричные детекторы на основе КРТ (HgCdTe) содержали только  $32 \times 32$  элементов, они позволили создать спектрометр изображения AIS-1, который охватывает область спектра за пределы 1.1 нм (в варианте AIS-2 — до 2.4 мкм). Первое описание прибора AIS-1 изложено в работе [24].

Сравнительные технические характеристики гиперспектрометров AIS-1 и AIS-2 приведены в табл. 1.

*Бортовой гиперспектрометр AIS-1*. Входная оптика прибора **AIS-1** состоит (см. рис. 3, 4) из



Рис. 2. Гиперспектрометр AIS-1 [6, 21, 23]



*Рис. 4*. Прибор AIS размером примерно 30 × 30 × 20 см в разобранном виде (фото NASA / JPL) [15, 18]

концентрического зеркального телескопа Шварцшильда с рабочим диаметром 24 мм, состоящего из дзеркал М1 и М2 и сборки диафрагмы.

Световой поток, отраженный от земной поверхности и сформированный входным телескопом, через входную щель 5 входит в спектрометр, который состоит из входной щели 5, коллиматорного зеркала М3, камерного зеркала М4 и плоской дисковой дифракционной решетки между ними. Размер входной щели 5 спектрометра и определяет размер кросс-трек следа на земле (как проекцию щели 5).

В спектрометре AIS свет поочередно отражается от динамически сменных рабочих зон дисковой дифракционной решетки и с помощью параболического камерного зеркала М4 фокусируется на чувствительную площадку матричного КРТ-детектора на основе HgCdTe с массивом элементов 32 × 32 в AIS-1 или 64 × 64 — в AIS-2. КРТ-детектор для охлаждения расположен внутри сосуда Дьюара с жидким азотом.

Для получения с матричного 32 × 32-элементного детектора 160 (в окончательном варианте — 128) спектральных изображений входной щели 5 (на которую проецируется изображение кросс-трека с земной поверхности) дифракционная решетка в приборе AIS-1 выполнена в виде вращающегося диска [21] с пятью (в окончательном варианте — четырьмя) типами секторов. Эти рабочие сектора имеют разный, последовательно изменяемый наклон штрихов для обеспечения разных углов блеска, а тем самым и пяти (четырех) сопряженных по спектру рабочих поддиапазонов по 300 нм каждый), которые во время перемещения диска меняют свои позиции: GPOS 0 — GPOS 1 — GPOS 2 — GPOS 3 — GPOS 4 (см. табл. 2) за время, когда самолет летит вперед над одной площадкой земли протяженностью 8—12 м при высоте полета 4.2—6 км. Это мгновенное поле обзора IFOV ≈ 2 мрад, что соответствует проекции на исследуемую поверхность одного квадратного пикселя из матричного массива 32 × 32 КРТ-фотоприемного устройства гиперспектрометра.

Разработчики гиперспектрометра AIS-1 уже имели опыт конструирования спектральных приборов с дифракционной решеткой в виде вращающегося диска. Это техническое решение ранее было внедрено в 1983 г. в портативном полевом приборе PIDAS (Portable Instant Display and Analysis Spectrometer) [11, 14, 15, 18, 23].

Таблица 2. Позиции и рабочий спектральный диапазон дифракционной решетки гиперспектрометра AIS-1 [21]

Позиции дифракционной решетки	Рабочий спектральный диапазон, мкм
GPOS 0	от 0.9 до 1.2
GPOS 1	от 1.2 до 1.5
GPOS 2	от 1.5 до 1.8
GPOS 4	от 1.8 до 2.1
GPOS 4	от 2.1 до 2.4

Поскольку каждый дифракционный спектральный прибор имеет недостаток — наложение спектров высших порядков, то для исключения наложения сигналов из рабочего участка длин волн  $\lambda\lambda = 0.9-1.2$  нм на рабочий участок длин волн  $\lambda\lambda = 1.8-2.4$  нм (позиция GPOS 0 дифракционной решетки) в окончательном варианте прибора AIS-1 была исключена.

Таким образом, общий рабочий спектральный интервал гиперспектрометра AIS-1 составлял  $\Delta\lambda = 1200$  нм в спектральном диапазоне 1.2—2.4 мкм и укладывался на 128 ( $32 \times 4 = 128$ ) пикселей КРТ-сенсора, который регистрировал интенсивность входящего в него излучения в 128 спектральных интервалах, каждый из которых имеет полуширину  $\delta\lambda_{0.5} = 9.3$  нм (1200 нм / 128 пкл = 9.4 нм/пкл).

Такой пространственный интервал выборки данных при условии имеющегося спектрального разрешения  $\delta\lambda_{0.5}$  был достаточным для выявления тонких существенных признаков по поглощению, которые остались неучтенными при использовании предыдущих бортовых мультиспектральных сканеров.

Полоса осмотра земной поверхности при высоте самолета 6 км составляла 365 м. При этом пространственное разрешение гиперспектрометра GIFOV (размер единомоментного исследуемого участка на Земле) с 32-пиксельным приемником составляла 365 м / 32 = 11.4 м.

Прибор AIS-1 был предназначен в первую очередь (как было замечено выше) для испытаний нового на то время перспективного матричного гибридного КРТ-детектора (HgCdTe), в котором использовался двумерный (32 × 32) массив охлаждаемых жидким азотом детекторов, и имеющего перспективы дальнейшего применения в бортовых приборах космического базирования.

Первый полет прибора AIS-1 был проведен в ноябре 1982 г. на борту самолета NASA/DC-3. В следующем году AIS-1 был переведен на борт самолета NASA/Ames C-130, на котором он летал до начала 1987 г. [6, 21, 23].

Гиперспектрометр AIS-1 интенсивно эксплуатировался в 1984 и 1985 гг. Этот сенсор превзошел все ожидания программы испытаний и стал пользоваться большим спросом при дистанционном зондировании земной поверхности. В течение двух лет эксплуатации прибором AIS-1 успешно исследовано более 7000 миль в США, Австралии и в Европе [6, 21, 23].

Гиперспектрометр AIS-1 имел несколько существенных недостатков, которые приводили к ухудшению достоверности получаемых результатов:

• чрезмерный электронный шум;

• неоднородность получаемых гиперспектральных данных;

• низкая оптическая четкость из-за вибрации детектора в фокусе спектрометра;

• загрязнение полезного сигнала излучением второго дифракционного порядка.

Эффектом чрезмерного шума в электронных приборах является снижение отношения сигнал-шум (*SNR*). Расчеты показывают, что такой прибор, как AIS-1, который работает в инфракрасной области с охлаждающим жидким азотом матричным КРТ-детектором, должен иметь *SNR* > 100 на длине волны  $\lambda = 2.2$  мкм при величине отражения от земли (альбедо), равном 0.5 в средних широтах, с середины лета, при наличии сельских аэрозолей и при видимости 23 км [23].

При этих условиях в полете в AIS-1 были получены *SNR* = 10—40 [23].

Все эти проблемы были учтены в ходе преобразования прибора AIS-1 в AIS-2.

**Бортовой спектрометр визуализации AIS-2.** На базе прибора AIS-1 был создан новый бортовой гиперспектрометр AIS-2 [20, 22, 23], который начал летать в 1986 г. AIS-2 был предназначен для сбора данных о спектральной интенсивности входящего в него излучения в диапазоне спектра от 0.8 до 2.4 мкм в 160 (128) смежных спектральных интервалах, каждый из которых имеет полуширину  $\delta\lambda_{0.5} \approx 10$  нм. В нем сначала использовался тот же (32 × 32) КРТ-детектор, но затем был установлен КРТ-детектор следующего поколения, в котором использовался новый двумерный (64 × 64) массив детекторов [6, 20, 22, 23].

Сто двадцать восемь (или сто шестьдесят [6]) спектральных полос в приборе AIS-2 формировались за два шага дифракционной решетки (вместо пяти, а затем четырех шагов в приборе

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

AIS-1). При этом частота сканирования возросла с 12 до 16 строк в секунду, хотя в первом случае было большее времени интеграции, и следовательно, более высокое значение *SNR* [23].

AIS-2 включает в себя новую входную телескопическую оптику (оптика спектрометра осталась прежней), которая имеет широкое поле зрения, чтобы воспользоваться полосой длиной в 64 пкл [23]. Два из наиболее значительных улучшений в производительности прибора AIS-2 [22, 23]:

• введение в цепи электроники оптронных изоляторов между цифровой и аналоговой частями электроники;

• введение в спектрометр двух переключаемых интерференционных блокирующих фильтров.

Новая электроника включала дополнительную антишумовую защиту измерительного инструмента (оптронную развязку цифровой и аналоговой электроники). При этом электронный шум в цепи сигнала стал значительно ниже. Прибор оказался также более эффективно изолирован электрически от корпуса самолета, который всегда был основным источником шума в полетных данных. Это привело к увеличению SNR для прибора AIS-2. В воздухе на испытательном полигоне величина SNR составляла 40-110 [23], а в лабораторных условиях - примерно на 30 % больше. Другие улучшения в цепи сигнала позволяли записывать данные на ленту высокой плотности при оцифровке данных с разрядностью в 12 бит (по сравнению с 8 бит в гиперспектрометре AIS-1).

Введенные в прибор переключаемые интерференционные блокирующие фильтры, которые попеременно устанавливаются перед матричным приемником излучения, позволяют избежать проблемы наложения второго порядка на длинах волн за пределами 1.6 мкм и, тем самым, повышают достоверность регистрируемой информации [22, 23].

В гиперспектрометре AIS-2 были использованы два сменных фильтра [22]. Выбор типа фильтра запрограммирован в управляющем микрокомпьютере. Шаговый двигатель автоматически переводит необходимый фильтр в рабочее положение при выборе оператором режима работы прибора — «Tree» или «Rock».

## ГИПЕРСПЕКТРОМЕТРЫ SISEX И HIRIS

Используемые в гиперспектрометрах AIS-1 и AIS-2 охлаждаемые матричные КРТ-детекторы были чувствительными в инфракрасной области спектра. Эти приемники с длинноволновой границей  $\lambda_{rp} = 2.5$  и 4.7 мкм позже использовались в разработках гиперспектрометров космического базирования SISEX [9, 10, 15] и HIRIS [8, 12—16, 18, 19].

Гиперспектрометр SISEX (Shuttle Imaging Spectrometer Experiment) был создан для космического корабля многоразового использования Шаттл [10, 15], а гиперспектрометр HIRIS (High Resolution Imaging Spectrometer) создавался как прибор космического базирования с высоким спектральным разрешением. Но ни один из этих уникальных приборных комплексов так и не был запущен на орбиту [15].

Гиперспектрометр SISEX не вышел за пределы стадии проектирования из-за катастрофы Челленджера в 1986 г., а HIRIS, который планировался как инструмент, чтобы летать на первой платформе EOS, был исключен из программы EOS по причине финансовых ограничений [15].

Несмотря на то что некоторые впечатляющие результаты были достигнуты с помощью приборов типа AIS, качество полученных данных не были высокими. Но за этот период эти приборы претерпели много изменений и улучшений. Они продолжали работу до начала эксплуатации нового авиационного гиперспектрометра AVIRIS в 1987 г. [23].

# выводы

Создание гиперспектральных методов и приборов для ДЗЗ (космических систем и систем подспутниковой валидации — бортовых платформ авиационного базирования и наземных систем) продемонстрировало, что спектроскопия изображения (Imaging Spectroscopy) является ценным инструментом для количественной оценки соответствующих параметров, поддерживающих процессы для наземных экосистем.

В данной работе рассмотрены особенности конструкций первых бортовых гиперспектрометров авиационного базирования AIS-1 и AIS-2 для спектрометрического исследования земной поверхности. В них впервые были использованы матричные фотоприемники, охлаждаемые жидким азотом, работающие в широком спектральном диапазоне в ближней ИК-области спектра, в сочетании с оригинальными вращающимися дифракционными решетками и полосовыми фильтрами для отрезания спектров высших порядков.

Эти приборы стали своего рода испытательным полигоном при создании следующих поколений бортовой гиперспектральной аппаратуры авиационного и космического базирования.

Приборы типа AIS претерпели много изменений и улучшений. Они продолжали работу до начала эксплуатации нового авиационного гиперспектрометра AVIRIS в 1987 г.

Работа поддержана и ведется в рамках проекта УНТЦ № 5240.

- Андрианов В. Ю. Англо-русский толковый словарь по геоинформатике [Электронный ресурс]. — Режим доступа: http://www.dataplus.ru/Dict/show.asp?ID=1960
- 2. Донець В. В. Обгрунтування структури апаратурнопрограмного комплексу для дистанційного зондування рослинності в польових умовах: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — Киев, 2010. — 19 с.
- Донець В. В., Пономаренко С. О., Яценко В. О. Двоканальний авіаційний гіперспектрометр для безпілотних носіїв // Актуальні проблеми авіаційної техники: Ювілейна наук.-прак. конф., 7—8 квітня 2011 р., Київ: Тез. доп. та виступів. — Київ, 2011. — С. 39.
- Ковров А. Гиперспектральное оборудование для авиационного дистанционного зондирования [Электронный ресурс]. — Режим доступа: http://www.gisa.ru/ 75392.html
- Шовенгердт Р. А. Дистанционное зондирование. Модели и методы обработки изображений. — М.: Техносфера, 2010. — 560 с.
- Bergman S. M. The utility of hyperspectral data to detect and discriminate actual and decoy target vehicles [Электронный pecypc]. — Lieutenant, United States Navy B. A., University of New Mexico, 1989. — Режим доступа: http://www.nps.edu/faculty/olsen/Student\_theses/bergman.pdf
- Chapter 1. The Nature of Remote Sensing (Remote Sensing Models and Mechods for Imaging Processing by Robert Schowengerdt [Электронный ресурс]. — USA, 2007. — Режим доступа: http://v5.books.elsevier.com/ bookscat/samples/9780123694072/9780123694072.PDF

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

- Dozier J., Goets A. F. H. HIRIS-Eos instrument with high spectral and spatial resolution // Photogrammetria. — 1989. — 43. — Р. 167—180. — Режим доступа: http:// www2.bren.ucsb.edu/~dozier/Pubs/DozierGoetz1989. pdf
- Fay M. E. An analysis of hyperspectral imagery data collecte during operation desert radiance [Электронный ресурс]. Monterey, California, 1995. Режим доступа: http://www.nps.edu/faculty/olsen/Student\_theses/ Fay\_Jun\_1995.pdf
- Goetz A. F. H. Shuttle imaging spectrometer experiment // Proc. Pecora VIII Symp.: Satellite Land Remote Sensing Advancements for the Eighties. – ND, USA: Augustana Coll, Sioux Falls., 1983. – P. 355.
- Goetz A. F. H. The portable instant display and analysis spectrometer (PIDAS) // Proceedings of the Third Airborne Imaging Spectrometer Data Analysis Workshop. JPL Publication N 88-13756. — 1987. — 87–30. — Р. 8— 17. — Режим доступа: http://ntrs.nasa.gov/archive/ nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19880004374 1988004374.pdf
- 12. Goetz A. F. H. The High Resolution Imaging Spectrometer (HIRIS) facility instrument for the first polar orbiting platform [Электронный ресурс] // Quantitative remote sensing: An economic tool for the Nineties; Proceedings of IGARSS '89 and Canadian Symposium on Remote Sensing, 12th, Vancouver, Canada, July 10–14, – 1989. – Vol. 5 (A91-15476 04-43). – P. 2922–2924. – Режимдоступа: http://adsabs.harvard.edu/abs/1989qrse. conf.2922G
- Goetz A. F. H. Imaging Spectrometry for Studying Earth, Air, Fire and Water // Earsel Adv. Remote Sens. — 1991. — 1, N 1. — Р. 3—15. — Режим доступа: http://www.earsel. org/Advances/1-1-1991/1-1 01 Goetz.pdf
- 14. Goetz A. F. H. Imaging spectrometry for Earth observations // Episodes. — 1992. — 15, N 1. — Р. 7—14. — Режимы доступа: http://geosocindia.org/episodes/www/ backissues/151/Articles-7.pdf, http://www.episodes.co. in/www/backissues/151/Articles-7.pdf
- 15. *Goetz A. F. H.* Three decades of hyperspectral remote sensing of the Earth: A personal view // Remote Sens. Environ. — 2009. — **113**. — P. S5—S16. — Режим доступа: ftp://laspftp.colorado.edu/pub/harvey/Gamblin/IDL\_ code/Geotz\_2009.pdf
- Goetz A. F. H., Herring M. High Resolution Imaging Spectrometer (HIRIS) for EOS // Digest International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS). 1987. P. 367–372.
- Goetz A. F. H., Vane G., Soloman J. E., Rock B. N. Imaging spectrometry of Earth remote sensing // Science. – 1985. – 228, N 4704. – P. 1147–1153.
- MacDonald J., Ustin S. L., Schaepman M. A review of the contributions of Dr. Alexander F. H. Goetz to imaging spectrometry [Электронный ресурс]. — Режим досту-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

na: http://webdocs.dow.wur.nl/internet/grs/Workshops/ Environmental\_Applications\_Imaging\_Spectroscopy/1\_ MacDonald\_GoetzAchievements/MacDonald\_ GoetzAchievements.pdf

- MacDonald J. S., Ustin S. L., Schaepman M. E. The contributions of Dr. Alexander F. H. Goetz to imaging spectrometry // Remote Sens. Environ. – 2009. – 113. – P. S2–S4. – Режим доступа: http://www.geo.uzh.ch/ microsite/rsl-documents/research/Spectrolab/Publications/peer-reviewed-articles/2009\_Goetz\_RSE\_JMD-2584960768/2009\_Goetz\_RSE\_JMD.pdf
- 20. Sanders L. C. An atmospheric correction algorithm for hyperspectral imagery [Электронный ресурс] // A dissertation. September 1999. Режим доступа: http://www.cis.rit.edu/~cnspci/references/theses/phd/sanders1999.pdf
- 21. Vane G., Goetz A. F. H. Proceedings of the Airbore Imaging Spectrometer // Data Analysis Workshop April 8—10, 1985, JPL publication 85-41. — June 15, 1985. — Режим доступа: http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs. nasa.gov/19860002151\_1986002151.pdf
- 22. Vane G., Goetz A. F. H. Introduction to the proceedings of the second airborne imaging spectrometer (AIS) data analysis workshop // Proceedings of the Second Airbore Imaging Spectrometer Data Analysis Workshop May 6 — 8, 1986, JPL publication 86-35. — August 15, 1986. — P. 1—16. — Режим доступа: http://ntrs.nasa.gov/archive/ nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19870003535\_1987003535.pdf
- 23. Vane G., Goetz A. F. H. Terrestrial Imaging Spectroscopy // Remote Sens. Environ. — 1988. — 24. — Р. 1—29. — Режим доступа: http://optics.marine.usf.edu/~hu/scratch/ SHORE/pdf/RSE\_Vane\_Goetz\_HRS\_1988.pdf
- Vane G., Goetz A. F. H., Wellman J. B. Airborne imaging spectrometer: a new tool for remote sensing // Proc. 1983 Int'l. Geoscience and Remote Sensing Symp. –1983. – IEEE Cat N 83 CH1837-4.
- Vane G., Goetz A. F. H., Wellman J. B. Airborne Imaging Spectrometer: A new tool for earth remote sensing // IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens. - 1984. - GE-22 (6). - P. 546-549.

Надійшло до редакції 17.04.12

#### V. V. Donets

#### DESIGN FEATURES OF ON-BOARD AIR-BASED HYPERSPECTROMETERS AIS

Some design features of the on-board air-based hyperspectrometers AIS-1 and AIS-2 for spectrometric remote sensing of the Earth's surface and for satellite data validation are considered. The technological advances realized and approved in the case of the hyperspectrometers AIS are used for the spacebased hyperspectrometers SISEX (1990) and HIRIS (1994). УДК 629.7.054

# В. М. Мельник, В. В. Карачун

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»

# ЗВУКОВИЙ БАР'ЄР І ВПЛИВ ПОТУЖНОЇ УДАРНОЇ *N*-ХВИЛІ НА ПРУЖНІ КОНСТРУКЦІЇ АПАРАТІВ КЛАСУ «ПОВІТРЯ-ПОВІТРЯ»

Наводяться результати аналізу виникнення похибок просторової орієнтації автономних засобів виявлення та класифікації рухомої цілі під час подолання звукового бар'єру. Обчислюється сталий дрейф платформи внаслідок пружної взаємодії рухомої частини поверхні сенсорів гіростабілізованої платформи з ударною хвилею.

# ВСТУП

Літаки тактичної палубної авіації, стратегічної бомбардувальної авіації, керовані ракети ближнього повітряного бою класу «повітря-повітря», ракети класу «вода-повітря», які рухаються низькими траєкторіями, зенітні керовані ракети, балістичні та міжконтинентальні ракети, зенітні корабельні ракети С-300, крилаті ракети П-500 та інші реактивні апарати, зокрема безпілотні літальні апарати (автономні роботи), в режимі бойового чергування створюють аеродинамічний потік, який породжує звуковий удар. Хвилі стиснення, що відходять від передніх і задніх частин фюзеляжу, на певній відстані від літального апарата накладаються і породжують у цьому прошарку різкий стрибок тиску, щільності і температури, що називається ударною хвилею, або *N*-хвилею. Надлишковий тиск тут може у десять разів перевищувати тиск, породжений ревербераційними ефектами на відкритих стартових позиціях, або при запуску ракет із шахт.

Вивчення впливу проникного акустичного випромінювання на фюзеляж та на бортову апаратуру при старті має досить суттєві надбання і певну історію розвитку. Разом з тим наслідки дії *N*-хвилі на засоби автономного пошуку, позиціонування і класифікації рухомої цілі залишилися поза увагою дослідників і ще чекають свого

© В. М. МЕЛЬНИК, В. В. КАРАЧУН, 2012

різнобічного вивчення, осмислення природи явища і створення ефективних засобів боротьби з негативним її впливом.

Актуальність розглядуваної теми полягає в тому, що оптичні головки інфрачервоного самонаведення, гірокомпаси, гіротеодоліти та інші засоби автономного визначення цілі перебувають на орієнтованих у просторі гіростабілізованих платформах, які забезпечують побудову триортогональної системи координат на літальному апараті. Зрозуміло, що ця штучно збудована площина повинна мати мінімальні похибки, аби не призводити до ненадійного визначення рухомої цілі. Зрозуміло також і те, що підвищення точності власне засобів виявлення не вирішує проблеми.

Таким чином, тактико-технічні характеристики літальних апаратів на бойовому чергуванні можуть бути приведені до відповідності Паспортним вимогам шляхом нейтралізації негативного впливу потужної ударної *N*-хвилі під час подолання звукового бар'єру. Глибоке розуміння явища і запропоновані методи радикального зменшення його впливу дозволять забезпечити певність і надійність автономного визначення цілі як ключового аспекту для ефективної стрільби на ураження.

Робота авторів є певною мірою узагальненням творчого доробку наукової школи Київської політехніки, яка першою в країні розпочала вивчати вплив проникного акустичного випромінювання ракет-носіїв на прилади командно-вимірювальних комплексів РН. Засновником цієї школи і ідеологом магістральних напрямків вивчення явища слід вважати проф. М. А. Павловського — визначного ученого і державного діяча.

На відміну від вже відомого, зосереджено увага на вкрай небезпечному явищі, яке має місце при льотній експлуатації, — на подоланні звукового бар'єру і породженій ним потужній ударній *N*-хвилі. Надлишковий тиск при цьому може сягати 700 H/м<sup>2</sup> залежно від класу апаратів. Тобто, рівень надлишкового тиску перевищує умови старту на відкритих позиціях практично у десять разів. Таким чином, гіростабілізовані платформи із засобами інфрачервоного визначення цілі під час подолання звукового бар'єру будуть наражатися на дію нищівної ударної хвилі. Розглядається найбільш складна, тривимірна, модель дії N-хвилі на чутливі елементи гіростабілізованої платформи — інерціальні сенсори з рідинностатичним підвісом. Будуються розрахункові моделі, які дозволили окреслити механізм виникнення похибок стабілізації внаслідок пружнонапруженого стану сенсорів. Звертається увага на необхідність введення до диференціальних рівнянь сенсорів додатково ейлерових сил інерції, які містять пояснення виникненню «хибних» кутових швидкостей на вхідній осі і «хибних» прискорень — на вихідній осі сенсора.

На адекватність обраної ідеології побудови розрахункових моделей явища вказує дуже добре узгодження даних стендових напівнатурних випробувань з аналітичними обчисленнями.

Нарешті, важко залишити поза увагою обгрунтування появи сталої складової дрейфу платформи відносно осей стабілізації не тільки при синхронній хитавиці фюзеляжу, але і при асинхронній. Перший факт був відомий раніше, другий встановлено у нашій роботі і має місце тільки при дії потужної ударної *N*-хвилі.

Представлені результати обіймають не тільки широкий клас літальних апаратів, але і специфіку їхньої льотної експлуатації, включаючи повітряну дозаправку паливом. Для тактичної палубної авіації розглянуто багатоциклові навантаження потужною ударною хвилею, для ракет класу «повітря-повітря» та «вода-повітря» — одноциклове навантаження, точніше осенесиметричний пружний стан підвісу сенсорів гіростабілізованої платформи (ГСП) під дією антисиметричної складової.

На основі докладно розробленого аналітичного апарату дії плоскої хвилі надалі розглядається дифузне акустичне поле, більш відповідне реаліям натурних умов. Кількісний аналіз результатів на ПЕОМ надав можливість оцінити величини пружних переміщень поверхні підвісів сенсорів ГСП, їхні максимальні значення і форму збуреної поверхні (стаціонарна задача), а також провести порівняльний аналіз.

Розглянуто два конкретних режими льотної експлуатації літальних апаратів на бойовому чергуванні — пошук цілі та наведення на ціль. Перший містить аналіз похибок стабілізації платформи із засобами самонаведення, зокрема при циркуляції на траєкторії, другий — у режимі тривісної хитавиці, тобто узагальненого випадку кутового руху фюзеляжу (синхронний і асинхронний).

Аналізуючи координатні функції підвісу інерціальних сенсорів ГСП, ми пропонуємо перейти від поверхонь з нульовою гауссовою кривиною рухомої частини до поверхонь з ненульовою гауссовою кривиною у формі катеноїда. На нашу думку, це здемпфірує нелінійні коливання поверхні під дією N-хвилі, чим зменшить систематичну похибку і дрейф платформи. Слушність цього припущення цілковито підтвердилася систематична похибка дійшла практично до порогу чутливості. Безумовно, це буде сприяти і зменшенню дії на підвіс зон каустик.

Кінематичне збурення і ударна *N*-хвиля діють на інерціальні сенсори платформи із засобами виявлення рухомої цілі різними шляхами. Хитавиця проникає крізь опори, потужна ударна хвиля має просторовий характер і проникає через навколишнє середовище. Це примушує будувати розрахункові схеми у вигляді систем з розподіленими параметрами. Для подальшої зручності аналізу слід побудувати три координатні функції, забезпечивши виконання нульових граничних умов за допомогою коректувальних функцій Кравчука, що дозволить коректно



*Рис.* 1. Кінематична схема тривісної гіростабілізованої платформи

провести декомпозицію підвісу сенсора на оболонкову і плоску поверхні.

Наступною особливістю побудови розрахункових моделей є наявність в оболонковій частині носія кінетичного моменту. Таким чином, поверхня підвісу піддається примусовому руху у вигляді акустичної вібрації, що є відносним рухом, а хитавиця фюзеляжу спричиняє появу ейлерових сил інерції (сил інерції Коріоліса) і моментів сил інерції Коріоліса. Якісь їхні складові відтворять «хибну» кутову швидкість, інші, через гіроскопічні моменти, — «хибне» кутове прискорення. Завершується побудова моделі формуванням диференціального рівняння збуреного руху підвісу.

На нашу думку, цікавою в роботі є структурна єдність аналітичних досліджень і кількісного аналізу класичного колового підвісу і перспективного підвісу з ненульовою гауссовою кривиною.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ДОСЛІДЖЕНЬ

Головна задача, яка вирішується гіростабілізованою платформою, окреслюється побудовою на літальному апараті триортогональної системи координат із відповідною прив'язкою та заданою точністю. Особливо важливі ці вимоги для розташованих на платформі оптико-волоконних приладів, гірокомпасів, гіротеодолітів, пристроїв нічного бачення, оптичних головок інфрачервоного наведення та інших навігаційних приладів і засобів пошуку цілі.

Гіростабілізовані платформи широко використовуються на рухомих об'єктах різних класів. Це ракети-носії, супутники, тактична палубна авіація, стратегічна бомбардувальна авіація, надводні і підводні човни, бойові машини, палубна артилерія та інші об'єкти, в тому числі засоби оборони.

У випадку, коли висуваються високі вимоги до точності побудови триортогональної системи координат, а масогабаритні обмеження не надто жорсткі, для побудови опорної системи використовують тривісну гіростабілізовану платформу. Вона дає змогу побудувати у просторі площину визначеної кутової орієнтації.

На відміну від двовісних, тут з'являється можливість створення площадки, яка не тільки запам'ятовує напрям її нормалі, але і зберігає нерухомими усі три координатні осі, які з нею пов'язані. Тривісний силовий гіростабілізатор має ряд суттєвих переваг перед індикаторними гіроскопами напрямку і гіровертикаллю. Так, задачу стабілізації може, наприклад, вирішувати система з двох вільних гіроскопів. Одна з них відсутність у показниках карданової і віражної похибок [9].

Тривісна стабілізована платформа, як відомо, має похибки побудови, обумовлені хитавицею основи [6, 7, 11, 12], а також такі, що вносяться безпосередньо системою стабілізації — тертям, пружністю, люфтами редукторів і т. п. [2]. Але в основному її вади обумовлено похибками двостепеневих гіроскопів, які виконують роль чутливих елементів ГСП [3, 8]. Як показують дослідження, окрім вже відомих збурювальних чинників, на гіроскопічні сенсори чинять вплив акустичні поля, особливо у вигляді акустичного удару, що незмінно має місце під час льотної експлуатації [16]. Їхня пружна взаємодія з механічними системами породжує пружно-напружений стан підвісу гіроскопа, що формує додаткові, акустичні похибки. Проаналізуємо це явище на прикладі ГСП з одним гіроскопічним чутливим елементом по кожній осі (рис. 1). Перевагою таких засобів можна вважати можливість використання їх не тільки в ролі вільної платформи, що зберігає незмінним заданий напрям відносно умовно нерухомих зірок (з точністю до власних похибок чутливих елементів), але і як коригованих.

Тривісна гіроскопічна платформа в умовах детермінованого або стохастичного кутового руху основи, як відомо, має власний дрейф відносно всіх трьох осей. Найбільш вагомими із збурювальних факторів слід вважати перехресні зв'язки по гіроскопічних моментах  $H_1\beta_1\omega_y$ ,  $H_2\beta_2\omega_x$ ,  $H_3\beta_3\omega_y$ , які виникають при відхиленні гіромоторів відносно осей підвісу. Разом з тим, окрім самостійного негативного впливу, кінематичне збурення спільно з пружними переміщеннями поверхні підвісу під дією ударної *N*-хвилі породжує додаткові похибки чутливих елементів ГСП.

Варто зазначити, що у тривісної платформи, навіть при відносно малих кутах повороту рухомої частини двостепеневих гіроскопів, завжди є взаємні зв'язки між каналами стабілізації, які іменуються перехресними. Їх можна поділити на чотири групи: перехресні зв'язки по гіроскопічному моменту, які вже були відзначені, перехресні зв'язки по куту прецесії, по моментах стабілізаційних двигунів, зв'язки, які залежать від співвідношення моментів інерції платформи відносно різних осей і моментів інерції гіромотора відносно відповідної осі.

Теоретично і експериментально підтверджено, що вплив перехресної кутової швидкості можна зменшити шляхом використання двороторних датчиків, гіроскопів з примусовим поверненням на нуль, а також шляхом використання датчиків з електричною пружиною. Усі ці методи мають як переваги, так і окремі недоліки.

Стендові дослідження переконливо доводять, що в акустичних полях ці методи не є ефективними засобами боротьби із впливом зовнішніх збурень. У кращому випадку вони усереднюють у часі прояв акустичного удару. Тому необхідно розробити і апробувати інші підходи для оптимізації роботи ГСП. Найбільш перспективними можна вважати перфоровані екрани, які пройшли натурні випробування у звукових полях високої інтенсивності (160—165 дБ) і дозволили знизити рівень проникного випромінювання до комфортного — менше за 115 дБ [15].

Підтверджено неприпустимість чисто формального підходу до аналізу похибок сенсорів простою суперпозицією від дії окремих збурювальних чинників. Доведено, наприклад, що при просторовій хвильовій дії на підвіс акустичного випромінювання високої інтенсивності механічні системи переходять в розряд імпедансних, і виникаючий пружно-напружений стан підвісу сприймається гіроскопом за корисний сигнал, хоча насправді він хибний. Пояснення природи цього явища базується на врахуванні одночасної дії не менш як двох факторів — наприклад, проникного акустичного випромінювання і кінематичного збурення, що діє на сенсор зі сторони фюзеляжу. Звідси і розрахункові моделі отримують особливості, обумовлені співвідношенням довжини півхвилі просторового збурення і габаритів елемента. Очевидною стає необхідність врахування також парусності, залишкової плавучості, зон каустик і т. п. [14].

# УДАРНА *N*-ХВИЛЯ І ПОДОЛАННЯ ЗВУКОВОГО БАР'ЄРУ. ПОХИБКИ ТРИВІСНОЇ ГІРОСТАБІЛІЗОВАНОЇ ПЛАТФОРМИ АВТОНОМНИХ ЗАСОБІВ ЗОВНІШНЬОГО ПОЗИЦІОНУВАННЯ РУХОМОЇ ЦІЛІ

Аналіз похибок інерціальних сенсорів ГСП на базі двостепеневого гіроскопа класу ДУСУ з рідинностатичним підвісом необхідно здійснювати з позицій одночасного впливу на гіроскоп двох збурювальних чинників — кінематичного (кутовий рух літальних апаратів) і силового (N-хвиля) (рис. 1, 2). Це не лише постійно наявні, але й найбільш типові чинники для цілого класу виробів — балістичних ракет, безпілотних літальних апаратів, дистанційно керованих літальних апаратів, дискокрилих апаратів, тактичної палубної авіації, стратегічної бомбардувальної авіації, ракет-носіїв різної модифікації і засобів базування.

Наголос на тезу одночасного вивчення двох зовнішніх чинників робиться через те, що силовий вплив проникного акустичного навантаження при звуковому ударі у вигляді *N*-хвилі перетворює підвіс гіроскопа з абсолютно твердого в імпедансну конструкцію, пружно податливу цьому впливу. Виникаючі внаслідок цього три-



вимірні хвильові процеси на основі, що хитається, породжують ейлерові сили інерції, які впливають на поплавковий підвіс у вигляді моментів сил інерції Коріоліса і є причиною додаткових похибок сенсорів.

Варто нагадати, що подолання звукового бар'єру створює рівень надлишкового тиску, який у 5—10 разів перевищує його значення при запуску літальних апаратів з відкритих стартових позицій [4, 13].

Природа появи додаткових похибок. Аналізуючи вплив дифракційних явищ на підвіс гіроскопа, обмежимося вивченням лише змішаної крайової задачі, тобто вивченням дифракційних явищ на імпедансній поверхні як такої, що представляє найбільший практичний інтерес. Результати напівнатурних стендових випробувань підтверджують слушність такого вибору. Поплавковий підвіс не є абсолютно м'яким (задача Діріхле), але і не має абсолютно жорсткої поверхні (задача Неймана). При акустичному тиску в 150 дБ і вище поверхня підвісу переходить з абсолютно твердої в розряд імпедансної, тобто такої, коли на поверхні під дією силового впливу з боку проникного випромінювання виникають пружні переміщення в трьох напрямках — вздовж протяжності поплавка (координата z), в коловому напрямку (по паралелі, координата  $\phi$ ) і у поперечному напрямку (у площині шпангоута, координата *W*).

До тих пір поки поверхня підвісу може вважатися абсолютно твердою, всі властивості поплавка визначаються одним параметром — моментом інерції. Звідси випливає і механізм опису похибки сенсорів.

Якщо ж поверхня стає імпедансною і здійснює вимушені пружні переміщення, тоді з огляду на інерціальні властивості гіроскопа пружнонапружений стан підвісу буде сприйматися сенсором як вхідна величина і породжуватиме додаткову похибку вимірювань у вигляді реакції на «хибну» кутову швидкість. Внаслідок того що поверхня поплавкового підвісу досить велика, інтегральна похибка буде сягати значних вели-

*Рис. 2.* Вплив пружно-напруженого стану інерціальних сенсорів на похибки гіростабілізованої платформи при льотній експлуатації ( $a, \, \delta, \, s -$  гіроскопи  $\mathbf{H}_1, \, \mathbf{H}_2, \, \mathbf{H}_3$ )

чин. При цьому найбільш небезпечними є не стільки періодичні її складові, скільки систематичні компоненти.

Вивчення явища підтвердило ту тезу, що небажані не стільки пружні переміщення поверхні підвісу, скільки сукупна одночасна дія на прилад кінематичного збурення з боку корпуса літального апарата у вигляді його кутового переміщення і пружних переміщень поверхні підвісу під впливом акустичного випромінювання, яке пройшло, і викликаних ним дифракційних ефектів. Має насторожувати і той факт, що рідинностатичний підвіс є прекрасним транслятором звукових хвиль і жодним чином не сприяє розсіюванню енергії поля, що пройшло. В результаті поплавковий підвіс за цих умов не забезпечує повну надійність бортової апаратури при експлуатаційному використанні літальних апаратів різного класу.

Варто звернути увагу ще на одну небезпеку для приладів інерціальної навігації — багатоциклове навантаження, що має місце, наприклад, в літальних апаратах тривалої дії. Акустична похибка поплавкового інтегрувального гіроскопа в даному випадку буде інтегруватися і зможе привести до виникнення нештатних ситуацій, особливо якщо ці прилади є чутливими елементами тривісної гіростабілізованої платформи оптикоелектронної апаратури, оптичних головок інфрачервоного самонаведення, гірокомпасів і гіротеодолітов.

Все сказане вище наводить на думку, що в акустичних полях розрахункові моделі гіроскопів вимагають критичного і всебічного переосмислення. Перш за все, підвіс слід розглядати як систему з розподіленими, або дискретно-неперервними, параметрами [1]. Крім того, необхідно обов'язково враховувати незмінно наявну хитавицю фюзеляжу. До речі, такий підхід повною мірою відповідає натурним реаліям.

Таким чином, відправною точкою при побудові розрахункових моделей слід вважати сумірність протяжності підвісу гіроскопа з половиною довжини хвилі проникного акустичного випромінювання.

*Циклічно деформований стан (k*  $\geq$  2). Відповідно до наведеної схеми дії *N*-хвилі при подоланні звукового бар'єру літальними апаратами класу

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

«повітря-повітря» ближнього повітряного бою повний імпульс надлишкового тиску

$$I = \int_{0}^{\infty} P dt = -\rho \int_{0}^{\infty} \frac{\partial \Phi}{\partial r} dt$$

можна вважати скінченним за величиною за весь час тривалості звукового удару [5, 10].

Приймемо звуковий тиск у падаючій хвилі рівним

$$P_1 = P_{10} \exp\{i[\omega t - \mathbf{k}_0 \mathbf{R}_0(z, \varphi)]\}$$
(1)

(рис. 1), де  $P_{10}$  — тиск у падаючій хвилі,  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{n}/c$  — хвильовий вектор, c — швидкість звуку,  $\mathbf{n}$  — одиничний вектор напрямку поширення хвилі,  $\mathbf{R}_0$  — радіус-вектор точки поверхні поплавкового підвісу. Тоді звуковий тиск у падаючій, відбитій і пройдешній хвилях буде описуватися співвідношеннями

$$P_1 = P_{10} \exp\{i[\omega t - k_0 (R\cos\varphi\cos\varepsilon_1 - R\sin\varphi\sin\varepsilon_1\cos\varepsilon_2 - z\sin\varepsilon_1\sin\varepsilon_2)]\}, \qquad (2)$$

$$P_2 = P_{20} \exp\{i[\omega t - k_0 (R\cos\varphi\cos\varepsilon_1 - R\cos\varphi\sin\varepsilon_1\cos\varepsilon_2 - z\sin\varepsilon_1\sin\varepsilon_2)]\}, \qquad (3)$$

$$P_{3} = P_{30} \exp\{i[\omega t - k_{0}(R\cos\varphi\cos\varepsilon_{1} - R\cos\varphi\sin\varepsilon_{1}\cos\varepsilon_{2} - z\sin\varepsilon_{1}\sin\varepsilon_{2})]\}.$$
 (4)

Зовнішній динамічний вплив на поплавок в осьовому, коловому та поперечному напрямках описується співвідношеннями

$$q_{1k}(t,z,\phi) = \frac{1}{2} \sum_{k=2}^{\infty} P_{10k} \times$$

 $\times [(1+B+A)\exp\{i(\omega_k t + k_{0k} z \sin \varepsilon_1 \sin \varepsilon_2)\}\cos k\varphi +$ 

+ $(1+B-A)\exp\{i(\omega_k t + k_{0k}z\sin\varepsilon_1\sin\varepsilon_2)\}\sin k\varphi$ ],

$$q_{2k}(t,z,\phi) = \frac{1}{2} \sum_{k=2}^{\infty} P_{10k} \times$$

 $\times [(1+B+A)\exp\{i(\omega_k t + k_{0k}R\sin\varphi\sin\varepsilon_1\cos\varepsilon_2)\}\cos k\varphi + (1+B-A)\exp\{i(\omega_k t + k_{0k}R\sin\varphi\sin\varepsilon_1\cos\varepsilon_2)\}\sin k\varphi],$ 

$$q_{3k}(t,z,\phi) = \frac{1}{2} \sum_{k=2}^{\infty} P_{10k} \times$$

 $\times [(1+B+A)\exp\{i(\omega_k t + k_{0k}R\cos\varphi\cos\varepsilon_1)\}\cos k\varphi +$  $+(1+B-A)\exp\{i(\omega_k t + k_{0k}R\cos\varphi\cos\varepsilon_1)\}\sin k\varphi],$  а координатні функції підвісу будуть мати вигляд

$$U_{z} = \sum_{k=2}^{\infty} [a_{k}^{(1)}(t)z^{2}(1-z)^{2}\cos k\varphi\cos z + +a_{k}^{(2)}(t)z^{2}(1-z)^{2}\sin k\varphi\sin z],$$
  
$$U_{\varphi} = \sum_{k=2}^{\infty} [b_{k}^{(1)}(t)z^{2}(1-z)^{2}\sin k\varphi\cos z + +b_{k}^{(2)}(t)z^{2}(1-z)^{2}\cos k\varphi\sin z],$$
  
$$W = \sum_{k=2}^{\infty} [c_{k}^{(1)}(t)z^{4}(1-z)^{4}\cos k\varphi\cos z + +c_{k}^{(2)}(t)z^{4}(1-z)^{4}\sin k\varphi\sin z],$$

де  $a_k^{(s)}, b_k^{(s)}, c_k^{(s)}$  (s = 1,2) — шукані коефіцієнти.

*Осенесиметричний деформований стан (k = 1).* В цьому випадку збурення мають вигляд

$$q_{11}(t,z,\phi) = \frac{1}{2} P_{10} \times$$

 $\times [(1+B+A)\exp\{i(\omega_1t+k_{01}z\sin\varepsilon_1\sin\varepsilon_2)\}\cos k\varphi +$ 

+(1+B-A)exp{ $i(\omega_1 t + k_{01} z \sin \varepsilon_1 \sin \varepsilon_2)$ }sin  $k \varphi$ ],

$$q_{21}(t,z,\phi) = \frac{1}{2}P_{10} \times$$

 $\times [(1+B+A)\exp\{i(\omega_2 t + k_{02}R\sin\varphi\sin\varepsilon_1\cos\varepsilon_2)\}\cos k\varphi + + (1+B-A)\exp\{i(\omega_2 t + k_{02}R\sin\varphi\sin\varepsilon_1\cos\varepsilon_2)\}\sin k\varphi],$ 

$$q_{31}(t,z,\phi) = \frac{1}{2} P_{10} \times$$

 $\times [(1+B+A)\exp\{i(\omega_3 t + k_{03}R\cos\varphi\cos\varepsilon_1)\}\cos k\varphi +$ 

+(1+B-A)exp{ $i(\omega_3 t + k_{03}R\cos\varphi\cos\varepsilon_1)$ }sin  $k\varphi$ ],

а координатні функції — вигляд

$$U_z(t,z,\varphi) = z^2 (1-z)^2 \times$$

 $\times \exp(i\omega_1 t)(a_1^{(1)}\cos\varphi\cos z + a_1^{(2)}\sin\varphi\sin z),$ 

 $U\varphi(t,z,\varphi) = z^2(1-z)^2 \times$ 

 $\times \exp(i\omega_{\rm l}t)(b_{\rm l}^{(1)}\sin\varphi\cos z + b_{\rm l}^{(2)}\cos\varphi\sin z),$ 

$$W(t, z, \varphi) = z^4 (1-z)^4 \times \exp(i\omega_1 t) (c_1^{(1)} \cos\varphi \cos z + c_1^{(2)} \sin\varphi \sin z)$$

Розкриття природи явища досить переконливо пояснюється на прикладі нестаціонарної задачі взаємодії. В рамках тривимірної моделі приймаємо, що внаслідок дифракційних явищ на імпедансній поверхні підвісу гіроскопа елементи оболонкової частини здійснюють пружні переміщення вздовж поплавка, у коловому напрямку і у поперечній площині з відносними швидкостями (рис. 3)

$$\dot{U}_{z}(t,z,\varphi) = i\omega z^{2}(1-z)^{2} \times$$

$$\times \exp(i\omega_{1}t)(a_{1}^{(1)}\cos\varphi\cos z + a_{1}^{(2)}\sin\varphi\sin z) = i\omega U_{z},$$

$$\dot{U}_{\varphi}(t,z,\varphi) = i\omega z^{2}(1-z)^{2} \times$$

$$\times \exp(i\omega_{1}t)(b_{1}^{(1)}\sin\varphi\cos z + b_{1}^{(2)}\cos\varphi\sin z) = i\omega U_{\varphi},$$

$$\dot{W}(t,z,\varphi) = i\omega z^{4}(1-z)^{4} \times$$

$$\times \exp(i\omega_{1}t)(c_{1}^{(1)}\cos\varphi\cos z + c_{1}^{(2)}\sin\varphi\sin z) = i\omega W.$$

Виділивши у площині шпангоута два елементарних об'єми  $\partial z \partial \varphi \partial W$ , що мають масу  $\partial m$ , побудуємо схему виникнення ейлерових сил інерції, конкретніше сил інерції Коріоліса, для двох режимів літальних апаратів — циркуляції з кутовою швидкістю  $\omega_0$  і тривісної хитавиці фюзеляжу.

*Ударну хвилю* можна розглядати як тонкий перехідний прошарок, який поширюється з надзвуковою швидкістю, і в якому має місце стрімке збільшення щільності середовища, його тиску та температури (рис. 4).

Час т для різного класу літальних апаратів складає 1—30 мс. Середнє його значення орієнтовно можна прийняти рівним 10 мс. Час  $\Delta t$  складає 100—400 мс і пропорційний до довжини ЛА. Від висоти польоту, як правило, він майже не залежить. Звуковий удар у деяких випадках може сприйматися як подвійний.

При горизонтальному польоті з крейсерською швидкістю величина  $\Delta P_{\text{max}}$  залежить від висоти польоту, геометрії фюзеляжу і числа Маха. Так, для літака «Конкорд»  $\Delta P_{\text{max}} = 180 \text{ H/m}^2$  при зльоті,  $\Delta P_{\text{max}} = 120 \text{ H/m}^2$  при польоті на постійній висоті,  $\Delta P_{\text{max}} = 100 \text{ H/m}^2$  при посадці. Наявність фокусування підвищує рівень  $\Delta P_{\text{max}}$  до 300—750 Н/м<sup>2</sup>. Наприклад, бомбардувальник В2707-300 (USA) з максимальною зльотною ма-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

>

сою в 341 т створює звуковий удар у 150, 100 і 60  $H/M^2$  відповідно. За наявності фокусування величина  $\Delta P_{max}$  може сягати 300—750  $H/M^2$ .

Для літальних апаратів різного класу означені характеристики мають орієнтовний характер, бо на теперішній час немає задовільної методики їхнього визначення. Очевидно, що пояснення цьому факту міститься у відсутності в розрахункових моделях суттєвих фізико-механічних характеристик середовища, таких як підвищення густини повітря у момент виникнення та поширення стрибка ущільнення, наявність турбулентності в нижніх шарах атмосфери, ефект фокусування, який проявляється внаслідок перепаду температур і швидкості вітру, а також деяких інших другорядних чинників.

**Кутовий рух літальних апаратів**. Зв'яжемо з корпусом систему координат  $Ox_1y_1z_1$ , причому вісь  $Ox_1$  направимо вздовж його поздовжньої осі, а осі  $Oy_1$  і  $Oz_1$  розташуємо у площині шпангоута (рис. 5).

За опорну систему координат оберемо трійку осей, пов'язаних із Землею: вісь  $O\zeta$  направимо вертикально вниз, вісь  $O\xi$  розташуємо у горизонтальній площині, наприклад сполучимо з лінією заданого курсу, третю вісь  $O\eta$  направимо перпендикулярно до перших двох.

Припустимо, що у момент старту ракета-носій займає довільне положення. Проведемо через її центр мас площину, перпендикулярну до поздовжньої осі (площина шпангоута) до перетину з горизонтальною площиною  $O\xi\eta$ . По лінії перетину цих площин, позначимо її ON, направимо вісь  $O\eta_1$  і побудуємо в горизонтальній площині вісь  $O\xi_1$ , перпендикулярну до  $O\eta_1$ .

За кут Ейлера оберемо кут повороту навколо вертикалі горизонтальної координатної площини  $O\xi_{\eta}$  до збігу її з осями  $O\xi_{1}\eta_{1}$ . Цей кут назвемо кутом рискання  $\varphi$ .

Кут повороту навколо лінії вузлів координатної площини  $\xi_1 O \zeta$  до збігу осі  $O \xi_1$  з поздовжньою віссю Ox ракети-носія назвемо кутом тангажу і позначимо літерою  $\psi$ . У цьому випадку вісь  $O \zeta$ займе положення  $O \zeta_1$  у площині шпангоута.

Нарешті, кут повороту площини  $\eta_l O \zeta_1$  навколо поздовжньої осі Ox ракети назвемо кутом крену і позначимо літерою  $\theta$ .



Рис. 3. Складний рух поверхні підвісу гіроскопа



**Рис. 4.** Схематичне зображення ударної хвилі:  $\Delta p$  — надлишковий тиск;  $\Delta t$  (тривалість звукового удару) — інтервал часу від початку удару до другого стрибка тиску,  $\tau$  — час наростання тиску,  $\Delta p_{\text{max}}$  — максимальний надлишковий тиск



Рис. 5. Схема кутів Ейлера



Відповідно до прийнятої послідовності поворотів, кутові швидкості будуть напрямлені по вертикалі ( $\dot{\phi}$ ), по лінії вузлів ( $\dot{\psi}$ ) і вздовж осі РН ( $\dot{\theta}$ ) (рис. 5).

У тому випадку, коли апарат стартує з нерухомої основи, тобто осі  $O\xi\eta\zeta$  нерухомі, проекції кутової швидкості на осі  $Ox_1y_1z_1$ , що пов'язані з корпусом ракети, дорівнюють:

> $\omega_{x_1} = \dot{\theta} - \dot{\phi} \sin \psi,$   $\omega_{y_1} = \dot{\phi} \sin \theta \cos \psi + \dot{\psi} \cos \theta,$  $\omega_{z_1} = \dot{\phi} \cos \theta \cos \psi - \dot{\psi} \sin \theta.$

Проекції кутової швидкості на осі Oxyz, пов'язані з поплавковим підвісом для трьох гіроскопів  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  (рис. 2), мають вигляд:

для першого гіроскопа —

$$\begin{split} \omega_x &= \omega_{x_1} \cos \beta_1 + \omega_{y_1} \sin \beta_1, \\ \omega_y &= -\omega_{x_1} \sin \beta_1 + \omega_{y_1} \cos \beta_1, \\ \omega_z &= \omega_{z_1} - \dot{\beta}_1, \\ для другого - \\ \omega_x &= \omega_{x_1} \cos \beta_2 + \omega_{y_1} \sin \beta_2, \\ \omega_y &= -\omega_{x_1} \sin \beta_2 + \omega_{y_1} \cos \beta_2, \end{split}$$

 $\omega_z = \omega_{z_1} + \dot{\beta}_2,$ 

для третього —  

$$\omega_x = \omega_{x_1} + \dot{\beta}_3,$$

$$\omega_y = \omega_{y_1} \cos\beta_3 + \omega_{z_1} \sin\beta_3,$$

$$\omega_z = -\omega_{y_1} \sin\beta_3 + \omega_{z_1} \cos\beta_3,$$

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

Якщо ж старт здійснюється з орбітального ступеня або з платформи мобільного базування, слід його кутову швидкість спершу розкласти по осях  $O\xi\eta\zeta$ . Це стосується і кутової швидкості добового обертання Землі.

Надалі будемо вважати кут  $\theta(t)$ , а також похідні у часі  $\dot{\theta}(t)$  і  $\dot{\phi}(t)$  малими величинами. Кутову швидкість  $\dot{\psi}$  подамо у вигляді

$$\dot{\psi} = \omega_0 + \omega_v$$
,

де  $\omega_0$  — постійна величина, яка вимірюється диференційним гіроскопом, наприклад, при виконанні РН передбаченого польотним завданням маневрування у вертикальній площині, тобто за кутом тангажу  $\psi(t)$ , а  $\omega_{y_1} < \omega_0$  — мале збурення цієї кутової швидкості. Такий режим має місце, зокрема, при русі апарата за програмною траєкторією в режимі пошуку цілі.

Проникне акустичне випромінювання під час подолання звукового бар'єру. Схему дії звукових хвиль наведемо у вигляді, зображеному на рис. 6. Звуковий тиск у падаючій хвилі описується виразом (1).

З урахуванням прийнятих на схемі позначень, приймаючи також для простоти рівними за величиною кути падіння, відбиття і проходження хвиль, звуковий тиск можна записати виразами (2)—(4).

Числовий аналіз показує, що систематичні похибки сенсора становлять 0.24 град/с на частоті хитавиці ЛА 300 Гц, 0.35 град/с на частоті 500 Гц (рис. 7, *a*), -0.38 град/с на частоті 600 Гц, -0.48 град/с на частоті 800 Гц і -0.39 град/с на частоті 960 Гц. При стендових випробуваннях промислових зразків ДУСУ отримано значення 0.24, 0.31, -0.6 і -0.13 град/с відповідно (рис. 7, *б*).

Таким чином, за результатами стендових випробувань максимальні значення похибки поплавкового гіроскопа мають місце на частотах акустичного випромінювання 300, 500, 700, 800, 960 Гц. Чисельний аналіз виявив максимальні

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5



*Рис.* 7. Похибка ДУСУ в акустичному полі: a — розрахункова, при синхронній хитавиці,  $\delta$  — розрахункова, при асинхронній хитавиці ( $v_1 = 0.3 \text{ c}^{-1}$ ,  $v_2 = 0.4 \text{ c}^{-1}$ ,  $v_3 = 0.5 \text{ c}^{-1}$ ), e — стендова, в акустичній камері. Штрихова лінія — поріг чутливості сенсора

значення похибок сенсора для умов експерименту також на частотах 300, 500, 800 Гц, причому вони практично збіглися не лише за величиною, а й за знаком.

Деякі невідповідності мають місце на частотах 700 і 960 Гц. Стендові випробування на частоті 700 Гц виявляють похибку сенсора —0.27 град/с, а теоретичні — похибку —0.35 град/с на частоті 580 Гц, тобто лівіше по осі частот. Різниця становить 0.08 град/с. При порозі чутливості 0.09 град/с нею можна знехтувати. Стендові випробування на частоті 960 Гц показують похибку —0.14 град/с, а теоретичні — похибку —0.38 град/с.

Ці невідповідності цілком припустимі і мають досить переконливе пояснення. На стенді прилад розташовується на пружних розтяжках, які завдяки великому коефіцієнту поглинання нейтралізують вплив стін і підлоги на прилад, з одного боку, з іншого — розтяжки формують полігармонічну хитавицю приладу, в той час як теоретичні розрахунки припускають наявність синхронної чи асинхронної хитавиці фюзеляжу.

Має місце ефект вибірковості кутовим рухом корпусу ЛА частот, що генеруються акустичним випромінюванням, коливань поверхні поплавкового підвісу, що породжує пружно-напружений стан підвісу гіроскопа і, як наслідок, сприяє появі «хибної» кутової швидкості на вхідній осі і «хибного» кутового прискорення на вихідній осі та призводить до більш насиченого спектру похибки вздовж осі частот. Числовий аналіз через фіксування синхронної або асинхронної хитавиці корпусу, природно, збіднив спектр похибки. Разом з тим збіг максимальних значень похибок на стенді і в розрахунках переконливо підтвердився.

В результаті відносно осей стабілізації платформа буде здійснювати не тільки коливальний рух, а й матиме додатковий систематичний дрейф, обумовлений дифракцією ударної *N*-хвилі на підвісі чутливих елементів — двостепеневих гіроскопів (рис. 8).

Нарешті, тривимірна розрахункова модель не враховувала нелінійних коливань торців підвісу в акустичному полі. Вважалось, що оболонкова частина більшою мірою схильна до дії проникного випромінювання і є найбільш вразливою. На торцях же поплавка є деталі, які цей вплив суттєво послаблять, — сильфон, давач моментів, упори і т. п.

Цілком зрозуміло, що подальше уточнення розрахункової моделі створить умови для аналізу впливу особливостей резонансного типу в рідиннофазній частині підвісу, характеру розсіювання енергії акустичного випромінювання в елементній базі, причин виникнення зон каустик, а також прояви інших чинників. Нарешті, дозволить вибрати технічні рішення для усунення впливу цих збурень на похибку приладу.

Тривимірна модель дозволила переконливо довести необхідність врахування пружних переміщень вздовж протяжності підвісу на тій підста-



ві, що вони вносять свою частку у формування *хибної* кутової швидкості і, як наслідок, слугують появі похибки двостепеневого гіроскопа в акустичних полях. Тому, незважаючи на значно менше їхнє значення у порівнянні з двома іншими координатами, треба все ж брати цей факт до уваги, не довіряючи повністю двовимірній моделі.

Підвіс з ненульовою гауссовою кривиною — катеноїд. Тривимірна задача. Підвіс поплавкового двостепеневого гіроскопа у вигляді класичного колового циліндра має той очевидний недолік, що у площині шпангоута радіальні переміщення поверхні під дією акустичної хвилі істотно перевищують величини пружних переміщень у двох інших напрямках — в коловому (по паралелі) і у напрямку твірної. У дифузному полі чітко проявляється факт меншого значення жорсткості твірної у напрямку радіуса оболонки і, як наслідок, її велика податливість дії акустичного випромінювання.

Виходом з даної ситуації може бути перехід до ненульової гауссової кривини підвісу, наприклад у вигляді катеноїда. Зберігши ту ж робочу формулу для обчислення похибок гіроскопа, замінимо величину радіуса циліндра на величину

# $R = R_0 - \delta \sin \pi z$ ,

де  $R_0$  — радіус циліндра з нульовою гауссовою кривиною,  $\delta$  — прогин твірної у середньому шпангоуті, *z* — безрозмірна координата протяжності підвісу. Для конкретності приймемо  $\delta$  = 2 мм,  $R_0$  = 15 мм.

Систематичну похибку вимірювань під дією *N*-хвилі представлено на рис. 9. Порівняльний аналіз дозволяє стверджувати очевидне: амплітуди максимальних значень суттєво зменшилися.

Систематичні похибки становлять 0.2 град/с на частоті f = 300 Гц і 0.17 град/с (проти 0.12 град/с) на частоті f = 600 Гц. Систематичні похибки 0.35 град/с на частоті 500 Гц, 0.15 град/с на частоті 550 Гц і 0.2 град/с на частоті 780 Гц зникли повністю.

Далі, при нульовій гауссовій кривині на частотах 580, 760 і 940 Гц систематичні похибки становили –0.35, –0.46 і –0.40 град/с відповідно. Перехід до ненульової гауссової кривини дозволив повністю усунути систематичну похибку на частоті 580 Гц, а на частоті 760 Гц — зменшити до –0.32 град/с і змістити вліво на частоту 720 Гц. На частоті 940 Гц похибка зменшилась до –0.36 град/с і змістилась вліво до частоти 930 Гц.

На частоті 300 Гц виявлено похибку -0.28 град/с.

Звертає на себе увагу той факт, що насиченість величини  $\Delta \omega$  істотно знизилася.

# ВИСНОВКИ

Представлені результати присвячені актуальній проблемі — підвищенню вірогідності, надійності і точності визначення і класифікації рухомої цілі автономними засобами літальних апаратів, що перебувають на бойовому чергуванні.

Звертається увага на невідповідність паспортним вимогам гіростабілізованих платформ із засобами інфрачервоного самонаведення в жорстких умовах дії потужної ударної *N*-хвилі при подоланні звукового бар'єру.

Пояснюється природа явища при льотній експлуатації в режимах пошуку рухомої цілі і наведенні на ціль. Звертається увага на перспективність використання у механічних системах інерціальних сенсорів стабілізованих платформ підвісів з ненульовою гауссовою кривиною.

Результати досліджень охоплюють особливості стартових позицій і функціонування на бойовому чергуванні літальних апаратів різного класу і засобів базування і можуть бути надійним науковим підгрунтям вдосконалення бойової техніки.

- Бабаев А. Э., Кубенко В. Д. Механика композитных материалов и элементов конструкций: В 3 т. — Киев: Наук. думка, 1983. — Т. 2: Взаимодействие нестационарных волн с оболочками. — 275 с.
- Бесекерский В. А., Фабрикант Е. Н. Динамический синтез систем гироскопической стабилизации. — Л.: Судостроение, 1968. — 478 с.
- 3. *Будняцкий И. М., Лунц Я. Л.* К обратной задаче теории гиростабилизаторов // Изв. вузов. Приборостроение. 1966. **9**, № 6. С. 41—45.
- 4. *Губкин К. Е.* Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет. М.: Наука, 1970. Т. 2. Механика жидкости и газа. С. 269—311.

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

- 5. *Гузь А. Н., Махорт Ф. Г., Гуща О. И.* Введение в акустоупругость. Киев: Наук. думка, 1977. 151 с:
- Зиненко В. А. О систематических уходах трехосной гироскопической платформы, вызванных ее угловыми колебаниями // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. — 1964. — № 3. — С. 75—78.
- 7. Карачун В. В., Лозовик В. Г. О влиянии акустического излучения на динамику чувствительных элементов гиростабилизированных платформ // Космічна наука і технологія. — 1995. — 1, № 2—6. — С. 72—75.
- 8. *Карачун В. В., Лозовик В. Г., Мельник В. Н.* Дифракция звуковых волн на подвесе гироскопа. Киев: «Корнейчук», 2000. 176 с.
- Крылов А. Н., Крутков Ю. А. Общая теория гироскопов и некоторых технических их применений. — Л.: Изд-во АН СССР, 1932. — 134 с.
- Новожилов В. В. О перемещении абсолютно твердого тела под действием акустической волны давления // Прикл. матем. и мех. — 1959. — 23, вып. 4. — С. 794— 797.
- 11. Павлов В. А. Теория гироскопа и гироскопических приборов. Л.: Судостроение, 1964. 314 с.
- 12. *Пельпор Д. С.* Гироскопические приборы и автопилоты. — М.: Машиностроение, 1964. — 531 с.
- Пономарев Е. А., Ерущенков А. И. Инфразвуковые волны в атмосфере Земли (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. — 1977. — 20, № 12. — С. 1773—1789.
- 14. *Шендеров Е. Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.
- Karachun V. V. Vibration of porous. Plates under the action of acoustic // Sov. applied mechanics. — 1987. — 22, N 3. — P. 236—238.
- Potapova E. R., Karachun V. V., Melnik V. N. Problems of acoustic elasticity of carriers' board equipment // The fifth Sino — Russian — Ukrain symposium on space science and technology Held Jointly the first international forum on astronautics. 6–9 June, 2000. — Harbin. P. R. China: Harbin Institute of Technology, 2000. – P. 350– 355.

Надійшла до редакції 16.07.12

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

VOICE BARRIER AND INFLUENCE OF A POWERFUL SHOCK N-WAVE ON RESILIENT CONSTRUCTIONS OF «AIR-TO-AIR» TYPE VEHICLES

We present some results of our analysis of the error origin in the case of spatial orientation of autonomous facilities for exposure and classification of moving-target during overcoming the voice barrier. The permanent drift of the platform is calculated as a result of the resilient interaction of the movable part of the gyrostabilized platform touch-control surface with a shock wave. УДК 621.642.17

# Ю. О. Мітіков, М. В. Тиха

Дніпропетровський національний університет імені Олеся Гончара

# ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ГЕНЕРАТОРНОЇ СИСТЕМИ НАДДУВАННЯ БАКА З РІДКИМ КИСНЕМ

Розглянуто проблемні питання впровадження перспективної автономної генераторної системи наддування бака з рідким киснем ракети-носія. Визначено умови для виключення конденсації водяної пари і вуглекислого газу. Запропоновано конструктивні заходи щодо поліпшення параметрів генераторної системи та шляхи її впровадження.

Постановка проблеми у загальному вигляді. Системи наддування (СН) паливних баків двигунних установок (ДУ) рідинних ракет-носіїв (РН) є складними технічними системами і займають своєрідне місце серед інших систем ракетного комплексу. Як відомо, маса СН може досягати до 7 % від кінцевої маси ступеня [1]. Однак значущість розглянутих систем визначається далеко не тільки цим. Тип СН багато в чому визначає як конструктивну складність РН, так і, що не менш важливо, структуру та вартість стартової позиції, стендової випробувальної і технологічної бази, а в окремих випадках — викликає потребу і в нових галузях виробництва [2].

В даний час в ракетній техніці широке застосування знаходять компоненти палива рідкий кисень і вуглеводневе паливо типу гас РГ-1. Досить навести наступні РН, що застосовуються і розробляються сьогодні, які використовують зазначену паливну пару — «Зеніт» (Україна), уся родина «Союз-2», «Ангара», «Русь-М» (Росія), «Atlas-III», «Atlas-V», «Falcon 9» (США); «Antares» (США та Україна); KSLV1, KSLV2 (Південна Корея) та ін.

Для наддування паливних баків зазначених РН найбільшого поширення знайшов гелій, що розміщується в баках з рідким киснем на борту носіїв в титанових балонах (рис. 1). Однак наявність у рідинної ракети будь-якого додаткового компонента (робочого тіла наддування) до двох вже обраних (окислювач і пальне), як відомо, з неминучістю призводить до необхідності здійснення цілого ряду технічно складних і дорогих заходів. Так, необхідно спроектувати, відпрацювати і виготовити комплекс зберігання (отримання) та заправлення ним ракети, як на стартовій позиції, так і на випробувальній базі. Далі, необхідно підготувати (а надалі регулярно контролювати і підвищувати його технічний рівень) штат фахівців для роботи на цих комплексах у кожному із зазначених місць [3].

Ще одне важливе питання — додаткове робоче тіло для ракети вимагає або його виробництва у себе в країні (стабільна налагоджена сертифікована технологія, досвідчений навчений персонал, що працює не від випадку до випадку), або закупівель за кордоном з усім комплексом контролю якості придбаного продукту.

Наприклад, використання для наддування паливних баків PH такого поширеного в ракетній техніці робочого тіла як стиснений гелій вимагає постійного достатнього дорогого контролю підземних ємностей (посудин високого тиску) на герметичність, міцність, чистоту, як на стартовій позиції, так і на діючій випробувальній базі. Також у постійному контролі стану потребують і всі численні агрегати автоматики, які беруть участь (та дублюючі) в заправці сховищ, зберігання і подальшої заправки ракети. Тут слід відзначити і необхідність розробки спеціальної

<sup>©</sup> Ю. О. МІТІКОВ, М. В. ТИХА, 2012

системи управління всіма перерахованими технологічними процесами, як для штатних ситуацій, так і позаштатних. Ця додаткова частина системи управління також потребує постійного контролю і також впливає на надійність усього ракетного комплексу.

Не проста ситуація і з додатковим персоналом, необхідним на всіх етапах роботи з додатковим робочим тілом наддування. Враховуючи, що запуски практично всіх сучасних ракет-носіїв з одного старту відбуваються в середньому лише 2—3 рази на рік, стає зрозумілим, що «наземна» складова вартості запуску супутника «завдяки» введенню додаткового компонента на борту носія помітно зростає.

Як приклад вартості космодромів наведемо наступний загальновідомий факт. На будівництво космодрому «Східний» урядом Російської Федерації виділяється 400 млрд рублів (дані 2011 р.). При експлуатації космодрому без капремонтів 30 років та 4 пусках ракет в рік, вартість 1 кг корисного навантаження, що виводиться на опорну орбіту, тільки за рахунок амортизації побудованих об'єктів складе не менш ніж 20 тис. доларів США. У цю суму певний внесок вносять і гелієві системи наддування розроблюваних новітніх РН Російської Федерації «Ангара», «Байкал», «Русь-М». Треба зазначити, що ця цифра отримана без експлуатаційних, комунальних витрат та інфляційних втрат.

Аналіз останніх досліджень і публікацій, на які спираються автори. У той же час на передостанньому і останньому поколінні бойових ракет на компонентах АТ і НДМГ, розробки КБ «Південне» і ГКНПЦ ім. Хрунічева, використовуються тільки автономні системи передпускового і польотного наддування [7], які конструктивно прості, наукоємні, надійні, істотно спрощують стартові позиції, не потребують обслуговуючого персоналу, помітно знижують вартість всього ракетного комплексу. На рис. 2 наведено таку схему генераторного наддування бака окислювальним газом основного газогенератора рухової установки.

Чому ж автономні СН не застосовуються на космічних РН, що використовують компоненти палива рідкий кисень і гас?

На нашу думку, причин тут декілька. Перша, сучасні американські і європейські проектанти систем живлення рідинних ракетних двигунів не мають великого позитивного досвіду проектування конструктивно простих, але вкрай наукоємних, складних у відпрацюванні СН паливних баків міжконтинентальних бойових рідинних ракет. В свою чергу КБ «Південне» фактично розробило лише один носій на компонентах палива рідкий кисень і гас. Провідна ракетна корпорація Російської Федерації ГКНПЦ ім. Хрунічева знаходиться в аналогічному становищі.

Виділення невирішених раніше частин загальної проблеми, яким присвячена дана стаття. Друга причина, вона ж, мабуть, і основна, полягає в тому, що звичний для ракетників окислювальний генераторний газ при освоєних в СН температурах містить до 5 % конденсованої фази (H<sub>2</sub>O



*Рис.* 1. Принципова схема гарячої системи наддування бака пального: 1 — балони з гелієм, 2 — бак з рідким киснем, 3, 7 — трубопроводи, 4, 8 — температурні компенсатори, 5 — елементи автоматики, 6 — теплообмінник двигунної установки, 9 — бак пального



**Рис. 2.** Принципова схема генераторної системи наддування бака окислювача: 1 — бак окислювача, 2 — трубопровід наддування, 3 — температурні компенсатори, 4 — дозаторний жиклер, 5 — газогенератор двигунної установки



**Рис. 3.** Температурні поля газу в баку з киснем при наддуванні гелієм:  $w_1 > w_2 > w_3 > w_4 > w_5 > w_6$  — швидкості введення гелію в бак

і  $CO_2$ ). Наприклад, для умов бака окислювача I ступеня PH «Зеніт» теоретично в баку може бути близько 20 кг льоду на стінках, внутрішньобакових пристроях та дзеркалі кисню. Наддування ж випаровуваним в теплообміннику киснем (як на ФАУ-2) не вирішує повністю дану проблему — привід бустера окислювача на сучасних двигунах працює на тому ж окисному генераторному газі, який після турбіни скидається в видаткову магістраль. Слід зауважити, що ніякої шкоди для систем двигунів (наприклад, для діючих двигунів РД-171М, РД-180, РД-191) ця конденсована фаза в рідкому кисні не робила і не робить.

Відновлювальний генераторний газ, який можна розглядати для наддування бака із гасом, при температурах до 850 °C, освоєних в конструкціях CH, теоретично може містити в своєму складі близько 5 % сажі. Для умов бака пального I ступеня PH «Зеніт» це може скласти до 10 кг твердого вуглецю.

Відразу треба зазначити, що наведені вище лякаючи цифри є оцінками зверху і суто теоретичними для рівноважних процесів. Так, на останній кисневій бойовій ракеті С. П. Корольова Р-9 застосовувався і для надування бака окислювача, і для наддування бака пального вищевказаний генераторний газ. При цьому ні при вогневому відпрацюванні, ні при льотних випробуваннях ракет, ні при навчальних пусках зауважень по СН не відзначено.

Формулювання цілей статті (постановка завдання досліджень). Метою цієї роботи є підвищення ефективності СН бака з киснем шляхом розробки та впровадження автономної генераторної СН основним окислювальним газом. Методом вирішення поставленої задачі є аналіз фізичних умов, при яких відбувається конденсація  $H_2O$  і  $CO_2$  в баку, знаходження режимів, що виключають або знижують їхню конденсацію на поверхнях бака і, в першу чергу, на дзеркалі окислювача.

Найбільш небезпечною для роботи різного роду внутрішньобакових пристроїв в баку з киснем є конденсація водяної пари. По-перше, це може створити чисто механічні перешкоди (теоретична можливість утворення твердої фази небажаних розмірів) для роботи поплавкових пристроїв, забірного пристрою, фільтра на вході в двигун. По-друге, при цьому виділяється тепла на порядок більше (підвищене прогрівання верхнього шару палива), ніж при конденсації парів кисню. Тому у першу чергу звернемо увагу на боротьбу з конденсацією водяної пари.

Виклад основного матеріалу дослідження. Як відомо [5], конденсація може бути об'ємною та поверхневою. Зосередимося на першій з них. Для виникнення об'ємної конденсації водяної пари, як відомо, вона повинна бути перенасиченою або по всьому об'єму бака, або в тій чи іншій його частині при поточній конкретній температурі газу в даному місці вільного об'єму бака.

Розглянемо поведінку складових генераторного газу в вільному об'ємі паливного бака на активної ділянці траєкторії польоту. Водяна пара, що входить до складу генераторного газу і має найменшу щільність серед інших його складових, буде перебувати переважно у верхній частині бака. Також стратифікації газу в баку при польоті носія буде сприяти поздовжнє перевантаження, яке досягає на сучасних носіях значень порядку 4.

З метою виявлення небезпечних місць для конденсації водяної пари в баку розглянемо поля температур газу у вільному об'ємі бака з рідким киснем. На рис. З наведені температурні поля газу в баку при його наддуванні гелієм (швидкості введення уздовж поздовжньої осі бака  $w_6 \approx 10 \text{ м/c}$  і  $w_5 \approx 80 \text{ м/c}$ ). Експерименти проведено з постійною температурою 570 K на вході у бак

(подовження вільного об'єму приблизно 0.8), час наддування 140 с.

На рис. 4 показано зміну температур верхнього днища бака з рідким киснем ( $T_{\rm BJ}$ ) і газу ( $T_{\Gamma}$ ) біля його верхнього днища (подовження вільного об'єму 5.3) під час натурних випробувань при наддуванні гелієм з середньомасовою температурою 415 K на вході в бак і швидкістю введення  $w \ge 100 \text{ м/c}.$ 

Аналіз отриманих експериментальних даних показує, що температура газу у вільному об'ємі бака по його висоті може бути різною. Є досить проста можливість впливу на профіль температури газу у баку. При звичайних способах введення гарячого газу у бак температура газу в його верхній частині вища, причому ця відмінність залежить від швидкості введення газу в бак — що менша швидкість (зона поширення — далекобійність), то вища температура газу біля верхнього днища і менша величина зони з високою температурою. Далі, як ми бачимо, температура товстостінного верхнього днища бака окислювача за 140 с польоту підвищилася на 135 К (до 240 К). При цьому температура газу у баку біля верхнього днища за той же час еквідистантно зросла на 170 К (до 283 К) при використанні для наддування гелію з відносно невеликою температурою 415 К.

При введенні окислювального генераторного газу з температурою 770 К всередину бака він в результаті здійснення механічної роботи витіснення палива та теплообміну з граничними поверхнями остигає (як і гелій). Аналіз температурної картини газу в баку показує, що для підвищення температури газу у верхній частині бака доцільно вводити генераторний газ у бак окислювача I ступеня носія з невеликою швидкістю (далекобійністю). Розрахунки внутрішньобакових процесів за методикою [4] показують, що температура газу біля верхнього днища бака і впродовж півтора його калібру в цьому випадку досить швидко досягне температури 420 К. Цю температуру нескладно збільшити до 500 К, наносячи на верхнє днище бака сучасне, наприклад керамічне покриття ( $\lambda \approx 0.13 \text{ Br}/(\text{M} \cdot \text{K})$  при 500 °C, δ ≈ 0.1 мм).

Таким чином, нескладно уникнути конденсації водяної пари при її мізерній кількості у складі



*Рис. 4.* Температура верхнього днища бака з рідким киснем ( $T_{\rm BR}$ ) і газу ( $T_{\rm \Gamma}$ )

генераторного газу у верхній частині бака з наведеною температурою. Ще слід додати, що зі зростанням температури генераторного газу на вході в бак зростає середньомасова температура газу у баку, зменшуються потреби газу на наддування і кількість водяної пари взагалі, зникають умови для конденсації її всередині бака взагалі.

Що до поверхневої конденсації. Нетеплоізольовані циліндричні стінки бака знаходяться під впливом аеродинамічного нагрівання. Якщо конденсація тут і відбувається у початковий момент часу роботи системи, то впливу на параметри рухової установки вона не спричиняє. Розглянемо найбільш небезпечну конденсацію водяної пари на дзеркалі кисню.

Найбільш небезпечною в цьому сенсі ділянкою є первинний момент часу наддування паливного бака. Як відомо, початкові газові обсяги паливних баків сучасних носіїв складають близько 1 % від їхніх повних обсягів. Тому вихідний перетин газовводу розташовано практично біля самого дзеркала палива. При впровадженні струменя газу в рідкий кисень водяна пара і вуглекислий газ конденсуються. Тому доцільно у початковий момент наддування застосовувати конструктивні заходи, відповідні конструкції газовводів, яки перешкоджають вказаному вище впровадженню. Наприклад, можна вводити газ наддування до бака з невеликою швидкістю уздовж дзеркала палива по найбільшому із можливих шляху. Далі, в міру витрат палива змінювати напрямок введення на осьовий. Таким чином, ще раз підтверджується необхідність створення багаторежимних газовводів для баків великого подовження РН [6].

Як відомо, одним з основних факторів, що зменшує конденсацію пари, є наявність у ньому домішок [5]. У цьому сенсі склад окисного генераторного газу повинен, безумовно, додавати оптимізму, тому що він спочатку їх містить. Цим, мабуть, великою мірою і пояснюється відсутність небажаних наслідків при наддуванні кисневих баків окислювальним генераторним газом на ракеті Р-9, яка використовувала переохолоджений рідкий кисень.

Друге, розвиваючи цю тезу, дзеркало кисню є сенс захистити від прямого контакту з водяною парою, провівши частково передпускове наддування важчим, порівняно з нею, газом, наприклад, азотом або аргоном. При польоті ракети під дією поздовжнього перевантаження і при введенні генераторного газу з невеликою швидкістю розшарування газів буде посилюватися. Вводити генераторний газ, на нашу думку, доцільно розшаровуючи його на складові, наприклад, за допомогою відцентрових сил. При цьому більш важкі гази СО<sub>2</sub> і О<sub>2</sub> вводити в напрямку стінок бака з подальшим їхнім стіканням на дзеркало кисню. А більш легкі пари води направляти з меншою швидкістю у верхню і центральну частини бака.

Можна використовувати для фільтрації генераторного газу від конденсованої фази і сучасні проникні тільки для парів кисню мембрани, аналогічні тим, які використовуються в останньому поколінні винищувачів Російської Федерації для дихання пілотів чистим киснем з компресора двигуна. При цьому CO<sub>2</sub> і H<sub>2</sub>O можна і зовсім не вводити в бак окислювача, а застосовувати їх для наддування бака пального.

Висновки та перспективи подальших робіт в даному напрямі. Проведено аналіз проблемних питань впровадження генераторного наддування баків ДУ з рідким киснем. Розглянуто можливості об'ємної та поверхневої конденсації парів води і вуглекислого газу, наявних у складі генераторного газу, у вільному обсязі паливного бака при його польотному наддуванні. Доведено, що зі збільшенням температури генераторного газу на вході в бак збільшується середньомасова температура газу в баку, зменшується потреб газу на наддування, зникають умови для конденсації пари усередині бака взагалі. Показані найбільш ймовірні місця конденсації парів води, запропоновані режими і конструктивні заходи із запобігання конденсації зазначених складових.

Враховуючи перспективність генераторного наддування бака з рідким киснем, доцільно провести модельні експериментальні дослідження з різною температурою і відбором проб з різних місць бака і верхнього шару палива.

- 1. *Беляев Н. М.* Системы наддува топливных баков ракет. М.: Машиностроение, 1976. 336 с.
- 2. *Митиков Ю. А.* Газобаллонные системы наддува и ракеты-носители нового поколения // Космическая техника. Ракетное вооружение. 2012. № 1. С. 179—185.
- 3. Митиков Ю. А., Антонов В. А., Волошин М. Л., Логвиненко А. И. Пути повышения надежности и безопасности эксплуатации ракетных комплексов // Авиационно-космическая техника и технология. — 2012. — № 3 (90). — С. 30—36.
- 4. *Митиков Ю. А., Иваницкий Г. М.* Расчет параметров системы наддува с учетом взаимодействия струи газа с компонентом топлива // Холодильная техника и технология. 2012. № 3 (137). С. 46—50.
- 5. *Михеев М. А., Михеева И. М.* Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. 374 с.
- 6. *Мітіков Ю. О., Поляков М. В.* Рекомендації по проектуванню газовводів баків великого подовження ракетносіїв // Зб. наук. праць ХУПС. 2012. № 2 (31). С. 118—121.
- Призваны временем. Ракеты и космические аппараты конструкторского бюро «Южное» / Под общей ред. С. Н. Конюхова. — Днепропетровск: Арт-пресс, 2004. — 230 с.

Надійшла до редакції 18.06.12

#### Yu. O. Mitikov, M. V. Tykha

## AN INCREASE OF THE PERFORMANCE OF THE GENERATOR SYSTEM OF A PRESSURIZATION TANK WITH LIQUID OXYGEN

We consider some problem questions of the implementation of a perspective autonomous generator system of the pressurization tank with liquid oxygen for a launch vehicle. The conditions for avoiding condensation of water vapor and carbon dioxide are determined. We propose some measures to improve the design parameters of the generator system and some ways for its implementation.

#### УДК 533.951

#### А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко, А. Д. Войцеховская

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

# НИЗКОПОРОГОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ХРОМОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ

Досліджувався процес виникнення та розвитку нестійкості низькочастотних хвиль у плазмі в області поблизу основи корональних петель, яка відповідає нижньо-середній хромосфері. Дослідження проводились у припущенні квазіпотенціального магнітного поля окремої петлі, коли його амплітуда на обраній ділянці струмового контуру останньої змінювалася в інтервалі від 3 до 10 мТл. Як основні причини нестійкості розглядалися наявність у петлях слабкого великомасштабного електричного поля і повільні дрейфові рухи плазми, викликані просторовою неоднорідністю її температури і густини. Ідентифікація отриманих рішень дисперсійного рівняння дозволила встановити, що для двох напівемпіричних моделей сонячної атмосфери MAVN F1 і MAVN F2M хвилі, що генеруються на лінійній стадії розвитку нестійкості, є кінетичними альвенівськими. Відмінними рисами досліджених хвиль у передспалаховій хромосфері активної області виявилися відносно невисокий ступінь неізотермічності плазми, необхідний для прояву нестійкості, і низький поріг цієї нестійкості по амплітуді субдрейсерівського електричного поля у петлі.

#### введение

Уже первые результаты обработки данных наблюдения, полученных в рамках широкомасштабных международных миссий Yohkoh, SOHO и TRACE более десятка лет назад, с необходимостью приводили к выводу о том, что фундаментальная проблема нагрева короны может быть решена только путем «подключения» хромосферы и переходной области в энергетическую цепь «фотосфера корона» [13]. При этом целый ряд реально наблюдавшихся эффектов указывал на то, что так называемые «корональные» (они же «вспышечные») петли [3, 5, 10, 13, 22, 23, 24], представляющие собой ключевой элемент как в «DC» (direct current), так и в «AC» (alternating current) моделях нагрева короны, уже нельзя рассматривать, как это делалось ранее [5], в виде однородных «потоковых» магнитных трубок с постоянной плотностью и температурой плазмы. Проведенные теоретические исследования (оценки + численное моделирование) показали, что лишь от 5 до 10 % полного потока вектора Пойнтинга идет на нагрев короны путем обычной омической диссипации (см. ссылку в [13]). Очевидно, что нагрев короны в результате резонансного поглощения волн чрезвычайно неэффективен. В то же время та же омическая диссипация в хромосфере и переходной области в 4-8 раз эффективнее. К числу важнейших, наблюдавшихся в рамках упомянутых миссий эффектов, следует отнести скачок плотности при переходе от плазмы петли к фоновой плазме (  $\rho_{\text{внеш}} / \rho_{\text{внутр}} \approx 1/20$ ) и восходящий по петле поток массы (плазмы) из хромосферы в корону. Последним по порядку, но не по значению, можно назвать наблюдавшийся в ряде случаев непосредственно перед вспышкой нагрев петель вблизи их основания [5, 11, 12]. Практически во всех миссиях были зафиксированы вспышки с аномально низкими температурами (T<sub>всп</sub> ~ 1-2 МК) и областями первичного энерговыделения вблизи основания петель, — в той части их токового контура, которая соответствует нижнее-средней хромосфере активной области [10, 11, 13, 23].

<sup>©</sup> А. Н. КРИШТАЛЬ, С. В. ГЕРАСИМЕНКО,

А. Д. ВОЙЦЕХОВСКАЯ, 2012

В предыдущих наших исследованиях [17-21] в рамках предложенной оригинальной концепции исследований было показано, что наличие в петлях крупномасштабного слабого электрического поля [14], которое надежно регистрируется по дополнительному штарковскому уширению линий  $H_{\beta}$  бальмеровской серии с большими номерами ( $N \ge 8$ ), может существенно повлиять на предвспышечную ситуацию в атмосфере активной области вообще, и в петле в частности. К трем известным и ставшими уже классическими этапам вспышечного процесса — предварительный нагрев, импульсная фаза и фаза спада [16] добавляется четвертый, а точнее «нулевой» этап, который по времени предваряет первую фазу, фазу предварительного нагрева. Наличие вышеупомянутого «субдрейсеровского» электрического поля [23] приводит к появлению на этом этапе целого набора неустойчивостей различных плазменных волн с аномально низким порогом возбуждения по напряженности поля. Их амплитуда не более чем на порядок может превышать уровень тепловых шумов, однако наличие среди них незатухающих волн может заметно сказаться на появлении аномального сопротивления в плазме, процессах трехволнового взаимодействия, а в ряде случаев — и на процессе ускорения частиц в предвспышечной плазме.

Среди бесконечного многообразия типов волн в магнитоактивной плазме [1] особое место занимают открытые А. Хасегавой кинетические альвеновские волны [15]. Их уникальность заключается в том, что, обладая «распадным спектром» (т. е. удовлетворяя условиям возникновения распадной неустойчивости) и продольным (по отношению к магнитному полю **В**<sub>0</sub>) электрическим полем **Е**, они, возникнув в плазме, могут эффективно ускорять частицы и участвовать в процессах трехволнового взаимодействия, а также способствовать появлению турбулентности и возникновению аномального сопротивления. Последнее является необходимым условием для образования предвспышечных токовых слоев [12]. Доказательство принципиальной возможности возникновения кинетических альвеновских волн (КАВ) в результате развития соответствующей неустойчивости на хромосферном участке токового контура петли накануне вспышки, может стать принципиальным шагом на пути создания усовершенствованных DC- и AC-моделей нагрева короны. Кроме того, подобный результат может быть чрезвычайно важным для краткосрочного прогноза вспышки в активной области (AO) [2].

# ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ И ВЫБОР ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Предыдущие исследования, проведенные нами при исследовании устойчивости самых разных типов волн в предвспышечной плазме атмосферы активной области [17-21], обнаружили, что инкремент развития неустойчивости [1] чрезвычайно чувствителен к изменениям напряженности магнитного и электрического («субдрейсеровского») полей, особенно последнего, поскольку оно является в значительной степени основным источником неустойчивости, а также основной причиной штарковского уширения линий [4]. В неменьшей степени инкремент чувствителен и к изменениям главных «термодинамических» характеристик плазмы — плотности, температуры и давления [1]. На практике это означает, что диапазон изменения амплитуд полей и конкретную полуэмпирическую модель солнечной атмосферы необходимо выбирать заранее. «Субдрейсеровость» электрического поля означает, что для амплитуды |Е<sub>0</sub>| выполняется соотношение [23]

$$\frac{E_0}{E_D} \equiv \varepsilon_R \ll 1. \tag{1}$$

Здесь  $E_D \equiv \frac{m_e}{e} v_{ei} v_{Te}$  — напряженность локального дрейсеровского поля [1, 2],  $m_e$  и e — масса и заряд электрона,  $v_{Te}$  — его тепловая скорость,  $v_{ei}$  — частота электронно-ионных столкновений. Условие (1) можно трактовать и как условие «слабости» поля  $E_0$ . Расчетная формула для  $v_{ei}$  имеет вид [1, 4]

$$v_{ei} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{Z n \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} , \qquad (2)$$

где Z — зарядовое число иона,  $n = n_e = n_i$  — плотность плазмы (в случае низкочастотных колебаний выполняется условие квазинейтральности для плотностей электронов и ионов  $n_e = n_i$ ),  $T_e$  — электронная температура в электрон-вольтах (1 эВ = 1600 K),  $\ln \Lambda$  — кулоновский логарифм «обрезания» [1], который в общем случае зависит от *n* и *T*, а для плазмы солнечной атмосферы считается, что  $8 \le \ln \Lambda \le 20$  [2]. На самом деле условие (1) является недостаточно информативным, по крайней мере для конкретных расчетов, и реально неравенство (1) имеет вид

$$(\varepsilon_R)_{\min} \le \varepsilon_R \le (\varepsilon_R)_{\max} . \tag{3}$$

Поскольку согласно используемой нами концепции исследований [21] все рассматриваемые неустойчивости должны быть «непучковыми», т. е. в предвспышечном состоянии атмосферы АО плотность пучков энергичных частиц и «убежавших» электронов на исследуемом участке токового контура петли недостаточна для возбуждения классической неустойчивости «пучкового» типа [1], то величина ( $\varepsilon_R$ )<sub>тах</sub> определяется из известной формулы для отношения числа «убежавших» электронов к полному числу электронов [1]

$$N_{\rm y6} / N_{\rm ofun} \approx \exp\left(-\frac{1}{\varepsilon_R}\right).$$
 (4)

При этом предполагается, что энергичных частиц от «предыдущей» вспышки в петле не осталось совсем [2]. Значение величины  $(\epsilon_R)_{\min}$ определяется на основе геометрических характеристик петли (в основном малого радиуса  $R_0$ полутора, который моделирует петлю) и значения полного тока в контуре  $I_0$  [3]. Предполагается, что перед вспышкой петля является «запитанной», т. е. по ней в стационарном состоянии, по крайней мере на хромосферном участке контура, течет слабый по плотности ток. Величина его начинает нарастать по мере развития вспышечного процесса, когда новый магнитный поток всплывает из-под фотосферы. Очевидно, что в данном случае имеется в виду модель вспышки ХПР (Хейвартса — Приста — Раста) [16], а значение  $(\varepsilon_R)_{\min}$  соответствует «равновесному» значению тока в «старом» контуре петли, когда новый всплывающий магнитный поток еще достаточно далеко, и старым контуром «не ощущается» [20]. В данной работе, используя «усредненные»

термодинамические характеристики плазмы, морфологические параметры петли и значения полных токов [3], мы считали, что  $(\varepsilon_R)_{\min} = 5 \times 10^{-7}$ , а  $(\varepsilon_R)_{\max} = 0.2$ . Ситуация с нахождением интервала возможных значений напряженности магнитного поля в петле усложняется тем, что задача определения полного вектора напряженности магнитного поля **B**<sub>0</sub> (точнее магнитной индукции) по-прежнему остается нерешенной [3, 5]. С другой стороны, имеется некоторая свобода выбора при моделировании. Практически она сводится к тому, что в зависимости от способа определения магнитного поля (по эффекту Ханле или по зеемановскому расщеплению [3, 4]) выбирается интервал изменения амплитуды магнитного поля от нескольких десятых миллитесла до приблизительно 15 мТл, и от 30 мТл до нескольких сотен миллитесла. Интервал значений от 15 до 30 мТл при этом остается наиболее проблемным, поскольку в нем «уже плохо» работает эффект Ханле и «еще плохо» — эффект Зеемана. В данной работе в предположении квазидипольного характера магнитного поля (его напряженность уменьшается с высотой над уровнем фотосферы в исследуемом участке контура) считалось, что поля в нижнее-средней хромосфере АО относятся к области так называемых «спутанных» полей. Данная терминология взята из известного обзора С. Соланки [24]. Мы полагали, что на нижнем конце интервала высот при h = 1120 км,  $B_0 = 10$  мТл, а на верхнем, при h = 1459 км,  $B_0 = 3.162$  мТл.

В расчетах в данной работе были использованы две модификации известной полуэмпирической модели солнечной атмосферы: MAVN F1 и MAVN F2M [22]. Значения плотности и температуры плазмы и в том, и в другом случае были взяты на верхней границе шкалы высот. Это позволило, находясь вблизи основания петли, в пределах хромосферного участка токового контура, использовать достаточно высокие температуры, близкие к тем значениям  $T_e = 1-2$  MK, которые наблюдались в ряде случаев в АО непосредственно перед вспышкой [13]. Сама же модель MAVN была выбрана из тех соображений, что в процессах переноса энергии из короны в хромосферу в ней практически не учитывается вклад пучков высокоэнергичных частиц и игнорируется вклад классической пучковой неустойчивости. Это полностью соответствует одному из основных положений используемой в расчетах оригинальной концепции [20, 21].

Использовавшиеся в данном исследовании физические приближения были ранее достаточно подробно изложены в работах [6, 19]. Кратко напомним основные из них.

1. Низкочастотное приближение

$$\omega \ll \Omega_i$$
, (5)

где  $\omega$  — частота волны («периодического возмущения»),  $\Omega_i = \frac{eB_0}{m_i c}$  — ионная гирочастота,  $m_i$  — масса иона, c — скорость света. В расчетах мы рассматривали однозарядные ионы (Z = 1).

2. Условие квазинейтральности плазмы [1] для низкочастотных колебаний

$$n_e = n_i = n \,. \tag{6}$$

3. Длинноволновое приближение

$$z_e \equiv \frac{k_\perp^2 \upsilon_{Te}^2}{\Omega_e^2} \ll z_i \equiv \frac{k_\perp^2 \upsilon_{Ti}^2}{\Omega_i^2} \ll 1,$$
(7)

где  $\upsilon_{Ti}$  — тепловая скорость ионов,  $\Omega_e = \left| -\frac{eB_0}{m_e c} \right|$  —

электронная циклотронная частота,  $k_{\perp}^2 \equiv k^2 - k_z^2$  — перпендикулярная составляющая волнового вектора возмущения,  $k_z$  — его продольная составляющая (вдоль полей  $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$ ),  $\mathbf{k}$  — полный вектор.

4. Приближение Михайловского [7, 8] для неоднородной плазмы, позволяющее пренебречь в расчетах влиянием границ:

$$\frac{1}{\sqrt{2}k_{\perp}L} \ll \frac{\mu}{\sqrt{\beta_{\alpha}}} \,. \tag{8}$$

Здесь *L* — средний характерный размер пространственной неоднородности плазмы (в данном случае — неоднородности плотности),  $k_{\perp}^2 \equiv k_x^2 + k_y^2$ ,  $\mu \equiv \sqrt{m_e / m_p} \approx 0.0233$  ( $m_p$  — масса протона),  $\beta_e$  и  $\beta_i$  — классические «электронное» и «ионное» плазменное бэта:

$$\beta_{\alpha} = \frac{8\pi n_{\alpha} k_B T_{\alpha}}{B_0^2} \ (\alpha = e, i) , \qquad (9)$$

(*k<sub>B</sub>* — константа Больцмана [1]). В расчетах предполагалось, что в начальный момент време-

ни выполняется условие для электронной и ионной температур  $T_{e_0}$  и  $T_{i_0}$ , аналогичное условию (6):

$$t_0 \equiv \frac{T_{e_0}}{T_{i_0}} = 1, \ t \equiv \frac{T_e}{T_i} \ . \tag{10}$$

Кроме того, предполагалось, что для средних характерных пространственных масштабов неоднородности плотностей и температур плазмы выполняется условие

$$L_e = L_i = L, \quad L_e^T = L_i^T = L^T.$$
 (11)

5. Приближение геометрической оптики для длины волны возмущения  $\lambda_{\perp}$  в перпендикулярном (по отношению к полям  $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$ ) направлении:

$$\frac{\lambda_{\perp}}{L}, \frac{\lambda_{\perp}}{L^T} \ll 1.$$
(12)

6. Диапазон изменения фазовых скоростей, характерный для низкочастотных альвеновских и ионно-звуковых волн, имеет вид [1]:

$$\upsilon_{T_i} \ll \frac{\omega}{k_z} \ll \upsilon_{Te} \,. \tag{13}$$

Используя обозначение

$$\Omega \equiv \frac{\omega}{k_z \upsilon_A}, \qquad (14)$$

где  $\upsilon_A \equiv c \frac{\Omega_i}{\omega_{Pi}}$  — альвеновская скорость [1, 7, 8],

соотношение (14) можно записать в виде

$$\frac{\mu}{\sqrt{t}}\beta_A \ll \Omega \ll \beta_A. \tag{15}$$

Здесь

$$\beta_A \equiv \frac{\upsilon_{Te}}{\upsilon_A} \,, \tag{16}$$

а  $\omega_{Pi} \equiv \sqrt{4\pi n_i e^2 / m_i}$  — ионная плазменная частота. 7. Приближение «плазмы низкого давления»:

$$\mu^2 << \beta_{\alpha} << 1 \ (\alpha = e, i) .$$
 (17)

8. Приближение «полностью ионизованной плазмы» для частот столкновений частиц:

$$v_{0e}, v_{0i} << v_{ei}, v_{ee}, v_{ii}$$
 (18)

В соотношении (18) слева стоят частоты столкновений заряженных частиц с нейтралами, а справа — частоты столкновений заряженных частиц между собой. В работах [17—21] мы по-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

казали, что при выполнении соотношения (18) вклад всех видов столкновений в такой плазме можно учесть на феноменологическом уровне. Интеграл столкновений записывается в форме модельного интеграла Батнагара — Гросса — Крука [1]. В приближении «времени релаксации» [1] диссипативный член в дисперсионном уравнении для низкочастотных волн имеет вид σν<sub>ei</sub>. Таким образом, σ фактически играет роль свободного параметра задачи, который изменяется в пределах

$$1 \le \sigma \le \sigma_{\max}$$
, (19)

где значение  $\sigma = 1$  соответствует гипотетической ситуации полного доминирования электронноионных столкновений, максимально благоприятной для развития неустойчивости. Значение  $\sigma = \sigma_{max}$  соответствует ситуации, максимально неблагоприятной для развития неустойчивости, когда она полностью вышеуказанными столкновениями подавляется. Во всех ранее рассмотренных случаях [17—21] получалось, что  $\sigma_{max} < 10$ .

9. Приближение «однородного магнитного поля». В работах [18, 20, 21] показано, что используя известный результат Кадомцева и Погуце (см. [20, 21]), можно пренебречь кривизной и кручением магнитных силовых линий, если выполняются условия

$$\frac{\beta_i}{2} \ll z_i k_*^2 (\beta_A \varepsilon_R)^{-2} \tag{20}$$

для «ионного плазменного бэта» и условие

$$\frac{\beta_e}{2} \varepsilon_R \ll \mu \sqrt{z_i t} \left| k_* \right| \tag{21}$$

для «электронного». В соотношениях (20), (21) использовано обозначение

$$k_* \equiv k_z / k . \tag{22}$$

В рамках используемой концепции [20, 21] оказывается, что эти соотношения накладывают ограничения на величину  $\varepsilon_R$ .

10. Приближение квазиперпендикулярного (по отношению к направлению полей **E**<sub>0</sub> **|| B**<sub>0</sub>) распространения волн

$$k_* \ll 1$$
. (23)

Стоит подчеркнуть, что ни одно из используемых приближений не является только математическим упрощением. Часть из них определяет

границы области исследования, а часть — отражает важнейшие физические свойства исследуемого объекта.

# ЛИСПЕСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Приближения (5)—(23) совместно с условием «слабости» субдрейсеровского поля (1) были впервые использованы в работах [4, 19] при выводе дисперсионного уравнения (ДУ) и выражения для инкремента развития неустойчивости. Известно, что в случае слабой неоднородности в рамках кинетического подхода ДУ для квазипотенциальных (а именно такими являются исследуемые волны) периодических возмущений можно записать как уравнение для эйконала в нулевом приближении геометрической оптики:

$$\varepsilon = \varepsilon(\omega, \mathbf{k}, x) = 0 , \qquad (24)$$

где *х* — координата, вдоль которой изменяются пространственные градиенты основных параметров плазмы (плотности, температуры и т. д.) [1]. Для распределений вида

$$n_{0\alpha}(x) = \operatorname{const} \cdot \exp(-x/L_{\alpha}) \quad (\alpha = e, i), \quad (25)$$

$$T_{0\alpha}(x) = \operatorname{const} \cdot \exp(\pm x / L_{\alpha}^{T})$$
 (26)

в ДУ вместо пространственной координаты х будут стоять средние масштабы соответствующих неоднородностей, т. е.  $L_{\alpha}$  и  $L_{\alpha}^{T}$  ( $\alpha = e, i$ ). Выражение для скаляра  $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}, x)$  получалось из выражений для составляющих тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}, x)$  ( $\mu, \nu = x, y$ , z) горячей магнитоактивной плазмы со слабой пространственной неоднородностью плотности и температуры [1]. Использовавшаяся в расчетах декартовая система координат была ориентирована осью Z вдоль направления полей  $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$ , а плоскость ХОУ, учитывая локализацию исследуемой области, получалась практически параллельной поверхности фотосферы. Направление Z > 0 соответствовало направлению от фотосферы. При выводе выражений для составляющих тензора учитывалось наличие сдвиговой скорости

$$u_e = \frac{eE_0}{m_e v_{ei}} \tag{27}$$

в электронной функции распределения по скоростям, которая вследствие этого принимала

вид сдвинутого распределения Максвелла [1]. При t = 1,  $v_{ei} = 0$  и  $\varepsilon_R = 0$  ДУ для квазипотенциальных волн, распространяющихся «почти поперек» внешнего магнитного поля, впервые получил А. Б. Михайловский [7]. Было показано, что оно имеет вид полинома третьей степени относительно «безразмерной» частоты  $\Omega$  (14) и что его решениями являются две альвеновские волны — прямая и обратная, а также «медленная» дрейфово-альвеновская волна [7, 8]. При  $t > 1, v_{ei} \neq 0$  и  $\varepsilon_R \neq 0$  использование приближений (5)—(23) и (1) позволило получить ДУ в виде полинома четвертой степени по переменной Ω. Впервые оно было получено и исследовано в работах [6, 19]. Учет малых добавок, связанных с неизотермичностью неоднородной плазмы, учетом столкновений и наличием слабого субдрейсеровского поля привел к повышению порядка уравнения и существенно усложнил вид его коэффициентов. Впервые это ДУ, записанное в каноническом полиномиальном виде

$$\sum_{i=0}^{4} P_{i} \Omega^{i} = 0 , \qquad (28)$$

было получено в работе [6] и получило там название модифицированного дисперсионного уравнения (МДУ). Коэффициенты этого МДУ имеют следующий вид:

$$\begin{split} P_{0} &= -\beta_{A}\varepsilon_{R} \left\{ \Omega^{*}(1+\tau_{*}-2z_{i}) + \right. \\ &\left. + \beta_{A}\varepsilon_{R} \left[ 1+\tau_{*}+z_{i}t \left( 1+\frac{\beta_{A}\nu\tau_{*}}{\sqrt{2\pi}} \right) \right] \right\} - \\ &\left. -\beta_{A}^{2}\mu^{2} \left[ -1+\frac{\tau_{*}^{2}}{2\pi\mu^{2}} - \sqrt{\frac{2}{\pi}}(1+t)\tau_{*}\beta_{A}^{2}\varepsilon_{R}\nu + \right. \\ &\left. + \frac{\Omega^{*}}{t} \left\{ (1+\delta) \left[ 2\beta_{A}\varepsilon_{R} + \frac{\Omega^{*}}{t} \left\{ 1+(1-2z_{i})\delta \right\} \right] + \\ &\left. + \frac{\beta_{A}\nu\tau_{*}}{\sqrt{2\pi}} \left[ 1+2\delta \left\{ 1-2z_{i} + \frac{3(1-z_{i})}{4\sqrt{t}} \right\} \right] \right\} \right], \end{split}$$

$$\begin{aligned} P_{1} &= 2\beta_{A}\varepsilon_{R}(1+\tau_{*}+z_{i}t) + \Omega^{*} \left[ 1-z_{i} + \tau_{*} + \delta \left( \frac{7}{4}\tau_{*}-z_{i} \right) \right] \\ &\left. -2\beta_{A}^{2}\mu^{2} \left\{ \beta_{A}\varepsilon_{R} + \frac{\Omega^{*}}{t} \left[ (1+\delta) \left( 1-\frac{\tau_{*}^{2}}{4\pi\mu^{2}} \right) - z_{i}\delta \right] \right\} + \end{split}$$

$$\begin{split} +\beta_{A}\varepsilon_{R}\frac{\Omega^{*}}{t}(1+\delta)\bigg[(1+\tau_{*})(\Omega^{*}+\beta_{A}\varepsilon_{R})+\frac{7}{4}\tau_{*}\Omega^{*}\delta\bigg]\delta+\\ +\beta_{A}\nu\sqrt{\frac{\pi}{2}}\bigg\{\frac{2\tau_{*}}{\pi}\bigg[\beta_{A}\varepsilon_{R}\bigg(z_{i}t+\frac{\Omega^{*}}{2}\bigg)-\beta_{A}^{2}\mu^{2}\bigg]+\\ +\frac{\varepsilon_{R}^{2}}{2}(2\beta_{A}\varepsilon_{R}+\Omega^{*}\delta)\bigg\},\\ P_{2}=-1-z_{i}t-\tau_{*}-\beta_{A}^{2}\mu^{2}\bigg(1-\frac{\tau_{*}^{2}}{2\pi\mu^{2}}\bigg)-\\ -\frac{7}{4}\tau_{*}\Omega^{*}\delta\bigg[\frac{\Omega^{*}}{t}(1+\delta)-\beta_{A}\varepsilon_{R}\bigg]-\\ -(1+\tau_{*})\bigg[\frac{\Omega^{*}}{t}(1+\delta)(\Omega^{*}+2\beta_{A}\varepsilon_{R})-\beta_{A}\varepsilon_{R}(\Omega^{*}+\beta_{A}\varepsilon_{R})\bigg]-\\ -\beta_{A}\nu\sqrt{\frac{\pi}{2}}\bigg[3\varepsilon_{R}^{2}+\frac{\Omega^{*}}{\beta_{A}}\varepsilon_{R}+\frac{\tau_{*}}{\pi}(\Omega^{*}+z_{i}t)\bigg],\\ P_{3}=(1+\tau_{*})\bigg[\frac{\Omega^{*}}{t}(1-t+\delta)-2\beta_{A}\varepsilon_{R}\bigg]-\\ -\frac{7}{4}\tau_{*}\Omega^{*}\delta+\frac{\nu}{\beta_{A}}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\bigg[3\beta_{A}\varepsilon_{R}-\Omega^{*}\bigg(\frac{\delta}{2}-1\bigg)\bigg], \end{split}$$

 $P_4 = 1 + \tau_* + \frac{v}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}},$ 

где

$$\tau_* = \sqrt{\frac{2\pi}{z_i t}} \frac{\nu \mu}{k_*},$$
$$\nu \equiv \frac{\sigma v_{ei}}{\Omega_i},$$
(30)

(29)

$$\Omega^* = \Omega_e^* = -t\Omega_i^*,$$
  
$$\Omega_\alpha^* = \frac{\omega_\alpha^*}{k_z \upsilon_A} \quad (\alpha = e, i).$$
(31)

Стандартные дрейфовые частоты, обязанные своим появлением наличию пространственного градиента плотности, определяются по обычной формуле [1, 7]

$$\omega_{\alpha}^{*} = k_{x} \frac{V_{T\alpha}}{\Omega_{\alpha}} \frac{\partial}{\partial x} [\ln n_{\alpha}(x)] \ (\alpha = e, i), \qquad (32)$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

$$\omega_e^* = -t\omega_i^* = \omega^*, \qquad (33)$$

а формула [6]

$$\omega_{T,\alpha}^* = k_x \frac{V_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [\ln T_{0\alpha}(x)] \quad (\alpha = e, i)$$
(34)

определяет дрейфовые частоты заряженных частиц, обязанные своим появлением наличию пространственного градиента температуры.

Для функций вида (25), (26) часто встречающийся в расчетах параметр

$$\delta_{nT} \equiv \delta \equiv \frac{\omega_{T,\alpha}^*}{\omega_{\alpha}^*} \equiv \frac{\frac{\partial}{\partial x} [\ln T_{0\alpha}(x)]}{\frac{\partial}{\partial x} [\ln n_{\alpha}(x)]}$$
(35)

представляет собой отношение средних масштабов неоднородности плотности и температуры плазмы

$$\delta = L / L_T \,. \tag{36}$$

Исследование МДУ (28), (29), проведенное в работах [6, 19], показало, что исключение из рассмотрения корней, соответствующих апериодическим процессам (как «усилению», так и затуханию), и рассмотрение только действительных корней ДУ накладывает весьма жесткие ограничения на возможные значения как основных плазменных параметров, так и характеристик периодического возмущения. Инкремент развития неустойчивости определялся стандартным способом [1, 7, 8] на основании конкретного вида действительной и мнимой частей МДУ, причем равенство нулю действительной части эквивалентно соотношению (28) [6]. Требование высокой добротности колебаний есть не что иное, как условие малости инкремента по сравнению с основной частотой:

$$\Gamma_k \equiv \frac{\gamma}{\omega} \bigg|_{\omega = \omega_k} << 1 \quad (k = 1, ..., 4).$$
(37)

Одновременно оно обеспечивает правомерность использования линейного приближения теории возмущений при определении инкремента развития неустойчивости колебаний (или волн). Как было показано в работе [6], инкремент для каждого из четырех корней МДУ (28), (29) имеет вид

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

$$\Gamma_{k} \equiv \frac{\gamma_{k}}{\omega} \bigg|_{\omega = \omega_{k}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\Omega - \beta_{A} \varepsilon_{R})}{\beta \cdot \Omega^{2}} \frac{F_{1}}{F_{2}} \bigg|_{\omega = \omega_{k}}$$

$$(k = 1, ..., 4), \qquad (38)$$

гле

$$F_1 = \sum_{i=0}^{6} C_i \Omega^i,$$
(39)

$$F_2 = \sum_{m=0}^4 S_m \Omega^m,$$
 (40)

а коэффициенты  $C_1$  и  $S_m$  имеют вид [6]

$$S_{0} = 2P_{0} + P_{1}\beta_{A}\varepsilon_{R} ,$$

$$S_{1} = P_{1} + 2P_{2}\beta_{A}\varepsilon_{R} ,$$

$$S_{2} = 3P_{3}\beta_{A}\varepsilon_{R} ,$$

$$S_{3} = 4P_{4}\beta_{A}\varepsilon_{R} - P_{3} ,$$

$$S_{4} = -2P_{4} ,$$

$$(41)$$

$$C_{0} = -\sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_{A}^{3}\varepsilon_{R}^{2}\nu z_{i}t + \frac{\tau_{*}\beta_{A}^{2}}{\pi} \left\{ 2\beta_{A}^{2}\mu^{2} \left[ \beta_{A}\varepsilon_{R}(1+t) - \frac{\Omega^{*}}{t} \left\{ \frac{1}{2} + \delta \left( 1 - 2z_{i} + \frac{3(1-z_{i})}{4\sqrt{t}} \right) \right\} \right] - \beta_{A}^{2}\varepsilon_{R}^{2}z_{i}t \right\},$$

$$C_{1} =$$

$$= \sqrt{\frac{8}{\pi}} \beta_A v \left[ \beta_A \varepsilon_R z_i t - \beta_A^2 \mu^2 \left\{ \beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{2t} (1 - 2z_i) \delta \right\} \right] + \beta_A^2 \varepsilon_R^2 \left( \frac{\delta}{2} \Omega^* + \beta_A \varepsilon_R \right) + \zeta_A^2 \left[ - \Omega^* - \Omega^* - \Omega^* - 2z_i \right]$$

$$2\frac{2\pi PA}{\pi}\left[\beta_{A}\varepsilon_{R}\left[z_{i}t\frac{2}{2}+\frac{2}{t}(1+\delta)(\beta_{A}\varepsilon_{R}z_{i}t-\beta_{A}^{2}\mu^{2})\right]+\right.$$
$$\left.+\beta_{A}^{2}\mu^{2}\left\{-1+\left[\frac{\Omega^{*}}{t}(1+\delta)-\beta_{A}\varepsilon_{R}\right]\left[-\beta_{A}\varepsilon_{R}t+\right.$$
$$\left.+\frac{\Omega^{*}}{t}\left\{\frac{1}{2}+\delta\left(1-2z_{i}+\frac{3(1-z_{i})}{4\sqrt{t}}\right)\right\}\right]\right\}\right],$$
$$C_{2}=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta\nu\left[-zt-\beta^{2}\mu^{2}\left(1-\frac{\tau^{2}}{2\pi\mu^{2}}\right)+\right.$$
$$\left.+\beta\varepsilon\left((1+\tau)(\Omega^{*}+\beta\varepsilon)+\frac{7}{4}\tau\Omega^{*}\delta\right)\right]-$$

35

$$\begin{split} +\beta\varepsilon \bigg(\Omega^{*}+\beta\varepsilon\bigg(3+\frac{\Omega}{t}(1+\delta)\bigg(\beta\varepsilon+\frac{\Omega}{2}+\Omega^{*}\bigg)\bigg)\bigg)+\\ &+\frac{\tau\beta^{2}}{\pi}\bigg(\beta\varepsilon zt\bigg(\beta\varepsilon-\frac{\Omega^{*}}{t}(1+\delta)\bigg)-\\ &-(zt+\Omega^{*})\bigg(1+\beta\varepsilon\frac{\Omega}{t}(1+\delta)\bigg)+\\ +2\beta^{2}\mu^{2}\bigg(\frac{\Omega}{t}\bigg(\frac{3}{2}+2\delta\bigg(1-z+\frac{3(1-z)}{8\sqrt{t}}\bigg)\bigg)-\beta\varepsilon(1+t)\bigg)\bigg),\\ &C_{3}=3\beta_{A}\varepsilon_{R}-\Omega^{*}\bigg(\frac{\delta}{2}-1\bigg)+\\ +\beta_{A}\varepsilon_{R}\bigg[(3\beta_{A}\varepsilon_{R}+\Omega^{*}\bigg)\frac{\Omega^{*}}{t}(1+\delta)-\beta_{A}\varepsilon_{R}\bigg(\beta_{A}\varepsilon_{R}+\frac{\delta}{2}\Omega^{*}\bigg)\bigg]+\\ &+\frac{\tau_{*}\beta_{A}^{2}}{\pi}\bigg[2\beta_{A}^{2}\mu^{2}-\beta_{A}\varepsilon_{R}z_{i}t-(z_{i}t+\Omega^{*})\bigg\{\beta_{A}\varepsilon_{R}-\frac{\Omega^{*}}{t}(1+\delta)\bigg\}\bigg]-\\ &-\sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_{A}v\bigg[(1+\tau_{*})(\Omega^{*}+2\beta_{A}\varepsilon_{R})+\frac{7}{4}\tau_{*}\Omega^{*}\delta\bigg],\\ &C_{4}=-1+\beta_{A}\varepsilon_{R}\bigg[3\beta_{A}\varepsilon_{R}+\Omega^{*}\bigg\{1-\frac{3}{t}\big(1+\delta\big)\bigg\}\bigg]+\\ &+\sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_{A}v(1+\tau_{*})+\frac{\tau_{*}\beta_{A}^{2}}{\pi}(z_{i}t+\Omega^{*})-\\ &-\frac{\Omega^{*2}}{t}\bigg[1+\frac{\delta}{2}\big(1-\delta\big)\bigg], \end{aligned} \tag{42}$$

$$&C_{5}=-3\beta_{A}\varepsilon_{R}+\Omega^{*}\bigg\{\delta\bigg(\frac{1}{2}+\frac{1}{t}\bigg)-1+\frac{1}{t}\bigg),\\ &C_{6}=1. \end{split}$$

Последовательное использование оригинальной концепции исследований [18, 20, 21] закономерно привело к дополнительному условию, накладываемому на вид инкремента развития неустойчивости. После определения интервалов изменения основных термодинамических характеристик плазмы и параметров периодического возмущения, внутри которых инкремент  $\gamma_k$  положителен, и следовательно, возможно появление и развитие неустойчивости, сначала отсеивались те решения МДУ, которые не удовлетворяют критерию (37). Тем самым из рассмотрения были исключены процессы апериодически быстрого затухания или усиления колебаний (волн). Среди оставшихся решений МДУ исследовались только такие, которые в своей области определения обладали знакопеременным инкрементом. При этом наличие на поверхности  $\Gamma_k = \Gamma_k(z_i, k_z)$ (k = 1, ..., 4) «разделяющей» линии  $\Gamma_k = 0$  трактовалось как свидетельство возможности появления в предвспышечной плазме незатухающих волн малой амплитуды, которая не более чем на полпорядка может превысить уровень тепловых шумов. Само это появление может оказаться чрезвычайно важным фактом как с точки зрения краткосрочного прогноза вспышки в AO, так и с точки зрения возможности различных трехволновых процессов в предвспышечной плазме.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Для конкретных расчетов в данной работе использовались две модели солнечной атмосферы из класса полуэмпирических моделей, а именно MAVN F1 и MAVN F2M [22]. Как уже было отмечено ранее, их отличительной особенностью является возможность пренебрегать вкладом пучков высокоэнергичных частиц в процесс обмена энергией между хромосферой и короной на хромосферных высотах. И в том, и в другом случае связанные между собой значения плотности и температуры плазмы выбирались на верхней границе интервала высот. Как показали наблюдения [5, 10, 11, 13, 23], именно в этой области, занимаемой достаточно плотной и относительно «горячей» плазмой, как раз и могут быть сравнительно слабые магнитные поля, получившие название «спутанных» [24]. Основные термодинамические характеристики плазмы в исследуемой области и амплитуды полей приведены в табл. 1.

Как было отмечено выше, в данной области токового контура петли величина инкремента очень чутко реагирует даже на небольшие изменения плотности и температуры плазмы, а также изменения амплитуд внешних полей. К этим, уже традиционным, сложностям в исследуемом случае добавляется еще одна: инкремент сильно зависит от того, выполняется ли соотношение (18) или его более «слабый» вариант, — соотношение

$$\mathbf{v}_{0e} < \mathbf{v}_{ei} \,. \tag{43}$$

Величина  $v_{ei}$  рассчитывается по стандартной формуле (2), а величина  $v_{0e}$  — по формуле

$$\mathbf{v}_{0e} = \mathbf{\sigma} \mathbf{n}_0 \mathbf{v}_{Te} \,, \tag{44}$$

где  $\sigma$  — сечение рассеяния электрона на нейтральном атоме (величина порядка  $\pi a^2$ , a — боровский радиус атома водорода),  $n_0$  — плотность плазмы. Так, для модели MAVN F1 величина  $v_{ei} = \alpha v_{0e}$ , где  $\alpha \ge 7$ , а для модели MAVN F2M  $\alpha \approx 2$ . Поэтому всюду в расчетах для модели MAVN F2M мы вместо  $v_{ei}$  брали сумму  $v_{ei} + v_{0e}$ . Интервалы изменения основных параметров плазмы и волнового возмущения, внутри которых были обнаружены неустойчивости всех четырех корней МДУ, оказались следующими:

$$0.05 \le z_i \le 0.25,$$
  

$$0.02 \le k_* \le 0.10,$$
  

$$-0.10 \le k_* \le -0.02.$$
  
(45)

Отрицательные значения  $k_*$  свидетельствуют о наличии у данной волны (данного корня МДУ) отрицательной составляющей волнового вектора  $k_z < 0$ , направленной в сторону фотосферы, т.е. в сторону отрицательных значений на оси Z. Как показали расчеты, области положительных значений инкремента имеются у всех четырех корней МДУ. Но только у двух из них инкремент является знакопеременным, и на поверхности  $\Gamma = \Gamma(z_i, k_*)$  существует разделяющая линия  $\Gamma = 0$ . Именно по этому критерию и были отобраны две волны, соответствующие двум корням МДУ с положительным инкрементом. Подразумевается, что волна генерируется в течение линейной стадии развития соответствующей неустойчивости [1, 17, 18]. Возможно благодаря значительному числу ограничений, накладываемых на основные параметры плаз-

мы и относительной узости интервалов их изменения (45), идентифицировать тип этих волн удалось достаточно легко. В используемых обозначениях закон дисперсии  $\omega = \omega(\mathbf{k}, z_i, t,...)$ для кинетических альвеновских волн (KAB) [15] можно записать в виде

$$\Omega_k = \pm \sqrt{1 + z_i(t + 3/4)} \quad (k = 1, ..., 4), \quad (46)$$

где знак плюс соответствует «прямой» (с  $k_z > 0$ ), а знак минус — «обратной» КАВ. Алгоритм вычисления корней МДУ, основанный на стандартном способе нахождения корней алгебраического уравнения четвертого порядка [9], позволяет получать их численно на основании точных формул [17-20]. На рис. 1 сравниваются два закона дисперсии для корня  $\Omega = \Omega_2$  модифицированного дисперсионного уравнения в модели MAVN F1. Слева изображен вид поверхности приведенной фазовой скорости  $v_{\rm d}/v_{\rm A}$  для корня  $\Omega =$  $= \Omega_2^{\text{чис}}$ , полученной в результате решения МДУ, с помощью численного счета на основании точных формул. Справа — вид той же поверхности для корня  $\Omega = \Omega_2^{aH}$ , полученной с помощью формулы [6, 15]:

$$\Omega^{\rm aH} = -\sqrt{1 + z_i(t+3/4)} \,. \tag{47}$$

Нетрудно убедиться в том, что корень  $\Omega = \Omega_2$  модифицированного дисперсионного уравнения соответствует «обратной» кинетической альвеновской волне. Та же процедура, примененная к корню  $\Omega = \Omega_2$  МДУ в модели МАVN F2M, показала, что и в данном случае корень  $\Omega = \Omega_2$  МДУ соответствует «обратной» КАВ. Отсутствие разделяющей линии  $\Gamma_k = 0$  (k = 1, ..., 4) на поверхности приведенного фазового инкремента  $\Gamma = \Gamma(z_i, k_*)$ , имеющее место для двух других корней МДУ и в MAVN F1, и в MAVN F2M, послужило основной причиной их отсева. Вид поверхностей приведенного инкремента

*Таблица 1.* Физические характеристики предвспышечной плазмы на хромосферном участке токового контура петли в активной области

Модель	<i>n</i> <sub>0</sub> , 10 <sup>10</sup> см <sup>-3</sup>	$T_{e0} = T_{i0}, 10^5 \mathrm{K}$	<i>h</i> , км	<i>В</i> <sub>0</sub> , мТл	ρ <sub>ι</sub> , см	β <sub>i</sub>	υ	<i>L</i> , 10 <sup>5</sup> см
MAVN (F1)	6.89	4.47	1459	3.162	20.23	0.1148	0.0192	2
MAVN (F2M)	50.54	7.10	1120	10	11.26	0.1244	0.0216	1


*Рис.* 1. Сравнение корня модифицированного дисперсионного уравнения  $\Omega = \Omega_2^{\text{чис}}$  для MAVN F1 (*a*) с аналитическим выражением  $\Omega^{\text{ан}} = -\sqrt{1+z_i(t+3/4)}$  для «обратной» кинетической альвеновской волны (*б*)



**Рис. 2.** Приведенный инкремент развития неустойчивости «обратной» кинетической альвеновской волны для модели MAVN F1 при  $\varepsilon_R = 1.011 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_{\text{max}} = 2.6$ ,  $(z_i)_{\text{rp}} = 0.18$ ,  $(k_*)_{\text{rp}} = -0.09$ ,  $\delta = -2$ 



**Рис. 3.** Приведенный инкремент развития неустойчивости «обратной» кинетической альвеновской волны для модели MAVN F2M при  $\varepsilon_R = 1.00 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_{\text{max}} = 5$ ,  $(z_i)_{\text{rp}} = 0.23$ ,  $(k_*)_{\text{rp}} = -0.03$ ,  $\delta = -3$ 

Таблица 2. Граничные значения основных характеристик неустойчивости	
кинетических альвеновских волн в предвспышечной плазме петли	

Модель	t <sub>rp</sub>	$\delta = L / L_T$	$\sigma_{max}$	Γ <sub>1+</sub>	$L, 10^{5}$ см	$(z_i)_{\rm rp}$	( <i>k</i> <sub>*</sub> ) <sub>rp</sub>	$(\varepsilon_R)_{\rm rp}$
MAVN F1 MAVN F2M	4 9.3	$-2 \\ -3$	2.6 5	0.019 0.047	2 1	0.18 0.23	$-0.09 \\ -0.03$	$\frac{1.011 \cdot 10^{-4}}{1.00 \cdot 10^{-4}}$

для корней  $\Omega = \Omega_2$  в моделях MAVN F1 и MAVN F2M представлен на рис. 2 и 3.

Граничные значения основных характеристик предвспышечной плазмы и параметров возмущения приведены в табл. 2. Отрицательные значения величины  $\delta$  означают, что мы в данном случае рассматриваем так называемые «петли с холодным ядром», в которых температура увеличивается от центра поперечного сечения петли к ее периферии. Впервые они были обнаружены П. Фоукалом в 1975 г. (см. ссылку в [5, 6]).

Три величины в табл. 2 не являются, строго говоря, граничными. Так, толщина поверхностного слоя петли *L* — средний масштаб неоднородности плотности — взята приблизительно и соответствует реальной разрешающей способности лучших современных средств наблюдения. Значения упоминавшейся выше величины δ взяты (с учетом эффекта «холодного ядра») из соображений близости к «классическим» значениям этого параметра ( $\delta = 2$ ) для температурнодрейфовых неустойчивостей [12]. Символом Г<sub>1+</sub> обозначено первое отличное от нуля значение приведенного инкремента в области Г>0. Малые значения Г вблизи «разделяющей» линии  $\Gamma = 0$  свидетельствуют о том, что неустойчивость в этой области остается такой же добротной и «плавной», какой она была в области затухания, а процесс перехода происходит без резких скачков и при отсутствии сингулярностей. Некоторые моменты проведенного исследования заслуживают быть отмеченными особо. Во-первых, трудно сказать, как для других объектов, но для исследованных относительно холодных и плотных «низких» петель [12] с их конкретными размерами и геометрией влияние пространственных неоднородностей температуры и плотности плазмы на процесс развития неустойчивости оказалось весьма слабым (доли процента). Вовторых, экстремально низким оказался порог неустойчивости по амплитуде «субдрейсеровского» поля. С точки зрения результатов предыдущих исследований [17-21] это означает, что в исследованной области неустойчивость КАВ может зародиться и развиться намного раньше, чем неустойчивости ионно-звуковых и ленгмюровских волн. В-третьих, в одной из рассмотренных моделей атмосферы (MAVN F1) граничные значения степени неизотермичности плазмы настолько низкие, что могут быть достигнуты за счет обычного джоулева нагрева [1, 2]. И наконец, сам факт возможности перехода неустойчивости в режим генерации незатухающих колебаний (или волн) малой амплитуды представляется нам очень важным моментом, который может быть использован и в краткосрочном прогнозе вспышки в хромосфере AO, и в изучении всех возможных типов трехволновых взаимодействий в предвспышечной плазме петель.

- Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высш. шк., 1989. — 424 с.
- 2. Алтынцев А. Т., Банин В. Г., Куклин Г. В., Томозов В. М. Солнечные всплески. — М.: Наука, 1982. — 247 с.
- Гопасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 6—77.
- *Грим Г.* Уширение спектарльных линий в плазме. М.: Мир, 1978. — 429 с.
- 5. Зайцев В. В., Степанов А. П., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел. 1994. 10, № 6. С. 3—31.
- Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация кинетических альвеновских волн в плазме петель в активной области // Космічна наука і технологія. 2004. 10, № 4. С. 81—91.
- Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963. — Вып. 3. — С. 141—202.
- Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1975. — Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. — 360 с.
- *Мишина А. П., Проскуряков И. В.* Высшая алгебра. М.: ГИФМЛ, 1962. — 300 с.
- Подгорный А. И., Подгорный И. М. Численное МГДмоделирование образования послевспышечных петель на Солнце. Учет анизотропии теплопроводности // Астрон. журн. — 2002. — 79, № 1. — С. 73— 80.
- Резникова В.Э., Мельников В.Ф. Горбиков С.П., Шибасаки К. Динамика распределения радиояркости вдоль вспышечной петли // Сб. тез. конф. «Физика плазмы в солнечной системе», Москва, 5—8 февраля 2008 г. — М.: ИКИ РАН, 2008. — С. 17.

- Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 136—237.
- Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J. 2001. 560. P. 1035–1043.
- Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a rewiew// Solar Phys. 1991. 132, N 2. P. 307–334.
- Hasegava A. Kinetic properties of Alfven waves // Proc. Indian Acad.Sci. – 1977. – 86A, N 2. – P.151–174.
- Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M. Models of solar flares // Astrophys. J. – 1977. – 216. – P. 213–221.
- Kryshtal A. N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasi-static electric field and weak spatial inhomogeneity // J. Plasma Phys. 2002. 68, N 2. P. 137–148.
- Kryshtal A. N. Low-frequency wave instabilities in magnetoactive plasma with spatial inhomogeneity of temperature // J. Plasma Phys. – 2005. – 71, N 6. – P. 729– 745.
- Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V. Generation of low-frequency waves in post-flare loop's plasma // Proceedings of the SOLMAG 2002 «Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere»: Euroconference and IAU Colloq. No.188, Santorini, Greece, 11–15 June, 2002 / Ed. H. Sawaya-Lacoste. – Noordwijk, Netherlands: ESA Publ. Division, 2002. – P. 465–468.
- Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V. Slow magnetoacousticlike waves in post-flare loop // Astron. and Astrophys. – 2004. – 420. – P. 1107–1115.
- Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D. «Oblique» Bernstein modes in solar preflare plasma: Generation of second harmonics // Advs in Space Res. – 2012. – 49. – P. 791–796.

- Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W. Semiempirical models of chromospheric flare regions // Astrophys. J. – 1980. – 242, N 1. – P. 336–351.
- Miller I. A., Cargil P. I., Emslie A. G., et al. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // J. Geophys. Res. - 1997. - 102A, N 7. -P. 14631-14659.
- Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // Space Sci. Revs. – 1993. – 63. – P. 1–183.

Надійшла до редакції 21.05.12

#### A. N. Kryshtal, S. V. Gerasimenko, A. D. Voitsekhovska

### LOW-THRESHOLD INSTABILITIES OF KINETIC ALFVEN WAVES IN THE CHROMOSPHERE OF AN ACTIVE REGION ON THE SUN

We investigated the process of initiation and development of low-frequency wave instability in the plasma in the region near the foot-point of coronal loops which corresponds to the lower-middle chromosphere. Our study was performed under the assumption of quasi-potential magnetic field of a single loop where its amplitude in a selected part of the current circuit of the loop varies from 30 to 100 gauss. As the main reasons for the instability development, we considered a weak large-scale electric field in a loop and slow drift motion of plasma due to the spatial inhomogeneity of its temperature and density. The identification of our solutions for the dispersion equation allowed us to determine the following. For two semi-empirical solar atmosphere models used in the calculation, MAVN F1 and MAVN F2M, the waves generated during the linear stage of instability development are kinetic Alfven waves. The distinctive features of the waves under investigation in preflare chromosphere of an active region are relatively low degree of non-isothermality of plasma which is necessary for the instability manifestation and low threshold of this instability with respect to the amplitude of subdreicer electric field in a loop.

УДК 523.4-854;551.510.537;533.951.8

### П. П. Маловичко

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

# ГЕНЕРАЦИЯ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Розглянуто струмову нестійкість альвенівських хвиль у плазмовому шарі магнітосфери Землі, яка викликана поширенням пучків протонів у пограничній ділянці плазмового шару. Знайдено інкремент та оцінено час розвитку нестійкості. Показано, що такий механізм генерації альвенівських хвиль дуже ефективний та може приводити до генерації хвиль навіть при дуже малих струмах.

Экспериментальные исследования хвоста магнитосферы как на малых, так и на очень больших расстояниях от Земли показали, что пограничная область плазменного слоя (ПОПС) хвоста магнитосферы является очень активной областью, в которой практически непрерывно регистрируются пучки заряженных частиц, распространяющихся как от Земли, так и по направлению к Земле [3, 12, 13, 15-17, 21]. Это позволило сделать вывод [10], что ПОПС представляет собой основную транспортную область магнитосферного хвоста. Пограничная область плазменного слоя, по-видимому, играет определяющую роль в переносе плазмы как ионосферного происхождения (через авроральные силовые линии), так и плазмы солнечного ветра (через магнитосферные пограничные слои) внутрь плазменного слоя. В этих областях магнитосферного хвоста также наблюдается волновая активность, усиливающаяся в активные периоды времени, особенно на различных стадиях магнитосферных суббурь [7, 9, 14, 18, 23, 24]. Источником широкополосного электростатического шума и низкочастотных волн могут быть не только пучки заряженных частиц [8, 11, 22], но и сильные продольные токи, которые наблюдаются в ПОПС [3]. При протекании продольного тока в плазме могут развиваться различного типа не-

устойчивости: бунемановская, ионно-звуковая, электростатическая ионно-циклотронная. Они играют важную роль в динамике плазмы и могут приводить к аномальному сопротивлению, возникновению двойных слоев, ускорению частиц и т. д. Однако для возникновения этих неустойчивостей необходимо, чтобы направленные скорости движения частиц превосходили тепловые скорости ионов, что возможно при усилении продольных токов, которое может происходить в очень активные периоды времени.

В работе [4] обсуждалась возможность генерации альвеновских волн в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы, давлением высокоскоростных пучков. Было показано, что распространение в ПОПС достаточно быстрых и плотных пучков приводит к возбуждению альвеновских и кинетических альвеновских волн (КАВ). Однако не все пучки обладают достаточной скоростью и плотностью, чтобы реализовать такой механизм возбуждения волн.

В работе [6] рассмотрен механизм развития токовой неустойчивости в корональных петлях. Величина протекающих там токов недостаточно высока, чтобы раскачать кинетические альвеновские волны, поэтому этот механизм рассмотрен в простейшем случае для нулевых поперечных волновых векторов, то есть исключительно для альвеновских волн с круговой поляризацией. Было показано, что такой механизм возбуж-

<sup>©</sup> П. П. МАЛОВИЧКО, 2012

дение волн очень эффективный и не требует ограничений на плотность и скорость пучка, если распространение пучка приводит к возникновению токов.

В настоящей работе рассмотрена токовая неустойчивость альвеновских и кинетических альвеновских волн в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли, которая может быть вызвана как токами, которые вызывают пучки заряженных частиц, так и токами, создаваемыми основным компонентом плазмы, при этом не использовались какие-либо ограничения на величину поперечных волновых векторов. В работе также исследовано влияние анизотропии на генерацию волн.

Рассмотрим квазинейтральную однородную замагниченную плазму со сдвинутым вдоль оси *z* (ось *z* направлена вдоль однородного магнитного поля) максвелловским распределением частиц по скоростям. Для получения выражения для частоты альвеновских волн используем общее дисперсионное уравнение [1]:

$$\left|k^{2}\delta_{ij}-k_{i}k_{j}-\frac{\omega^{2}}{c^{2}}\varepsilon_{ij}\right|=0, \qquad (1)$$

где  $k, k_z, k_x$  — модуль и проекция волнового вектора на направления вдоль (ось z) и поперек (ось x) магнитного поля (волновой вектор лежит в плоскости xz),  $\omega$  — частота волны,  $\varepsilon_{ij}$  — тензор диэлектрической проницаемости, c — скорость света,  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера.

Уравнение (1) перепишем в удобном для анализа альвеновских волн виде [2]:

$$\omega^{2} = \{ [(k_{z}c)^{2}\varepsilon_{zz} + (k_{x}c)^{2}\varepsilon_{xx} + 2(k_{x}k_{z}c)^{2}\varepsilon_{xz}] \times \\ \times [(kc)^{2} - \varepsilon_{yy}\omega^{2}] - \\ - [k_{z}c\varepsilon_{yz}\omega - k_{x}c\varepsilon_{xy}\omega]^{2} \} / \{ [\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}^{2}] \times \\ \times [(kc)^{2} - \varepsilon_{yy}\omega^{2}] - \varepsilon_{xx}(\varepsilon_{yz}\omega)^{2} - \varepsilon_{zz}(\varepsilon_{xy}\omega)^{2} - \\ - 2\varepsilon_{xy}\varepsilon_{xz}\varepsilon_{yz}\omega^{2} \} .$$
(2)

Для получения тензора диэлектрической проницаемости движущейся многокомпонентной плазмы  $\varepsilon_{ij}$  можно использовать тензор диэлектрической проницаемости для неподвижной плазмы  $\varepsilon'_{ij}(\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}'_{\alpha})$ , вычисленной для максвелловского распределения частиц по скоростям. Для этого согласно [1] необходимо произвести преобразование Лоренца для частот, полей и токов. Тогда для тензора диэлектрической проницаемости в системе координат, в которой плазма движется, имеем [1]

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \sum_{\alpha,\mu,\nu} \frac{\omega'_{\alpha}}{\omega} \alpha_{i\mu} [\varepsilon'_{\mu\nu}(\omega'_{\alpha},k'_{\alpha}) - \delta_{\mu\nu}] \beta_{\nu j}.$$
 (3)

Здесь для нерелятивистского случая

$$\omega'_{\alpha} = \omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{\alpha} , \ \mathbf{k}'_{\alpha} = \mathbf{k} ,$$
  

$$\alpha_{ij} = \delta_{ij} + \frac{k_{j}u_{i}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{\alpha}} ,$$
  

$$\beta_{ij} = \frac{\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{\alpha}}{\omega} \delta_{ij} + \frac{k_{i}u_{\alpha j}}{\omega} ,$$
(4)

где  $\mathbf{u}_{\alpha}$  — скорость дрейфа частиц, которая в нашем случае направлена вдоль магнитного поля. Полставляя (4) в (3) получаем

$$\begin{split} \varepsilon_{xx} &= 1 + \sum_{\alpha} \left( \frac{\omega'_{\alpha}}{\omega} \right)^{2} \left[ \varepsilon'_{xx} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}) - 1 \right], \\ \varepsilon_{xy} &= -\varepsilon_{yx} = \sum_{\alpha} \left( \frac{\omega'_{\alpha}}{\omega} \right)^{2} \varepsilon'_{xy} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}), \\ \varepsilon_{xz} &= \varepsilon_{zx} = \sum_{\alpha} \frac{\omega'_{\alpha} k_{x} u_{z\alpha}}{\omega^{2}} \left[ \varepsilon'_{xx} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}) - 1 \right] + \\ &+ \sum_{\alpha} \frac{\omega'_{\alpha}}{\omega} \varepsilon'_{xz} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}), \end{split}$$
(5)  
$$\varepsilon_{yy} &= 1 + \sum_{\alpha} \left( \frac{\omega'_{\alpha}}{\omega} \right)^{2} \left[ \varepsilon'_{yy} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}) - 1 \right], \\ \varepsilon_{yz} &= -\varepsilon_{zy} = \sum_{\alpha} \frac{\omega'_{\alpha} k_{x} u_{z\alpha}}{\omega^{2}} \varepsilon'_{yz} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}) + \\ &+ \sum_{\alpha} \frac{\omega'_{\alpha}}{\omega} \varepsilon'_{yz} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}), \\ \varepsilon_{zz} &= 1 + \sum_{\alpha} \left( \frac{k_{x} u_{z\alpha}}{\omega} \right)^{2} \left[ \varepsilon'_{xx} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}) - 1 \right] + \\ &+ 2\sum_{\alpha} \frac{k_{x} u_{z\alpha}}{\omega} \varepsilon'_{xz} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}) + \sum_{\alpha} \left( \varepsilon'_{zz} (\omega'_{\alpha}, \mathbf{k}) - 1 \right). \end{split}$$

Используя тензор диэлектрической проницаемости [1] для бимаксвелловского распределения частиц и выполняя разложение по малым параметрам ( $\omega'_{\alpha}/\omega_{B\alpha} \ll 1$ ,  $k_z v_{T\alpha}/\omega_{B\alpha} \ll 1$ ) для низкочастотных волн ( $\omega \ll \omega_{B\alpha}$ ), получаем

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

$$\begin{split} \varepsilon_{xx} &\approx 1 + \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}}\right)^{2} \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \left[\frac{m_{\alpha}}{m_{i}} \left(\frac{\omega_{\alpha}'}{\omega}\right)^{2} + \\ &+ \left(\frac{k_{z}v_{T}\|_{\alpha}}{\omega}\right)^{2} \frac{T_{\|\alpha}}{T_{\|i}} \left(1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\|\alpha}}\right)\right] \frac{1 - A_{0}(z_{\alpha})}{z_{\alpha}}, \\ \varepsilon_{xy} &= -\varepsilon_{yx} \approx -i \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}}\right)^{2} \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \frac{\omega_{Bi}\omega_{\alpha}'}{\omega^{2}} q_{\alpha}A_{0}'(z_{\alpha}), \\ &\varepsilon_{xz} &= \varepsilon_{zx} \approx \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}}\right)^{2} k_{x} \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \frac{m_{\alpha}}{m_{i}} \times \\ &\times \left[-k_{z} \left(\frac{v_{T}\|_{\alpha}}{\omega}\right)^{2} \left(1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\|\alpha}}\right) + v_{0\alpha} \frac{\omega_{\alpha}'}{\omega^{2}}\right] \frac{1 - A_{0}(z_{\alpha})}{z_{\alpha}}, \\ &\varepsilon_{yy} \approx 1 + \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}}\right)^{2} \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \frac{m_{\alpha}}{m_{i}} \times \\ &\times \frac{\left[\frac{\omega_{\alpha}'^{2}}{(\omega)^{2}} + (k_{z}v_{T}\|_{\alpha})^{2}(1 - T_{\perp\alpha}/T_{\|\alpha})\right]}{\omega^{2}} \cdot \frac{(1 - A_{0}(z_{\alpha}))}{z_{\alpha}} + \\ &+ 2\left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega}\right)^{2} z_{i} \sum_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n}\right) \left(\frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\perp\alpha}}\right)^{2} \times \\ &\times A_{0}'(z_{\alpha}) \left[1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\|\alpha}}(1 - J_{+}(\kappa_{\alpha}))\right], \\ &\varepsilon_{yz} &= -\varepsilon_{zy} \approx \\ &\approx i \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}}\right)^{2} \frac{\omega_{Pi}}{\omega} \frac{k_{x}}{k_{z}} \sum_{\alpha} q_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n}\right) A_{0}'(z_{\alpha}) \times \\ &\times \left[\frac{k_{z}v_{0\alpha}}{-T_{\perp\alpha}} - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\|\alpha}}(1 - J_{+}(\kappa_{\alpha}))\right], \\ &\varepsilon_{zz} \approx 1 + \left(\frac{\omega_{Pi}}{k_{z}v_{T}\|_{i}}\right)^{2} \sum_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n}\right) \left\{\frac{T_{\|\alpha}}{T_{\perp\alpha}} - 1\right\} + \left(\frac{v_{0\alpha}}{v_{T}\|_{\alpha}}\right)^{2} \frac{T_{\|\alpha}}{T_{\perp\alpha}}}\right] \times \\ &\times (1 - A_{0}(z_{\alpha})) \right\}, \end{split}$$

где  $A_n(z_\alpha) = I_n(z_\alpha) \exp(-z_\alpha)$ ,  $z_\alpha = (k_x v_{T\perp\alpha}/\omega_{B\alpha})^2$ ,  $q_i = 1$ ,  $q_e = -1$ ,  $\kappa_\alpha = \omega'_\alpha/(k_z v_{T\parallel\alpha})$ ,  $J_+(x) = -i(\pi/2)^{1/2} \times I_{\perp\alpha}$ 

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

$$\times xW(x/2^{1/2}), W(x) = e^{-x^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{t^2} dt\right), I_n(z_\alpha) - \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{t^2} dt$$

модифицированная функция Бесселя,  $A'_0(z_{\alpha})$  — производная функции  $A_0(z_{\alpha})$ ,  $\omega_{P\alpha}$ ,  $\omega_{B\alpha}$  — плазменная и циклотронная частоты,  $T_{\parallel\alpha}$ ,  $T_{\perp\alpha}$ ,  $v_{T\parallel\alpha}$ ,  $v_{T\perp\alpha}$  — продольная и поперечная температуры, продольная и поперечная тепловые скорости частиц сорта  $\alpha$  ( $\alpha = e, i, b$  — соответственно электроны и протоны фоновой плазмы и пучок протонов),  $m_{\alpha}$  — масса частиц,  $v_{0\alpha}$  — скорость движения пучка вдоль однородного магнитного поля, n — невозмущенная плотность протонов. При получении (6) было проведено суммирование бесконечных рядов функций Бесселя.

При подстановке тензора диэлектрической проницаемости (6) в выражение (2) получается очень громоздкое дисперсионное уравнение. Для упрощения анализа и решения дисперсионного уравнения рассмотрим токовую неустойчивость в чистом виде. При этом будем считать, что в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли распространяется пучок протонов малой плотности и достаточно малой скорости, для того чтобы выполнялось неравенство  $(n_h/n)(v_{0h}/v_A)^2 \le 1 (v_A - aльвеновс$ кая скорость). Особо отметим, что в этом случае неустойчивость, вызванная давлением пучка, развиваться не может [4]. Кроме того, будем рассматривать плазму низкого давления  $\beta_i << 1$ (β<sub>i</sub> — отношение газокинетического давления протонов к давлению магнитного поля). Подставляя (6) в дисперсионное уравнение (2), для частоты альвеновских волн получаем

$$\omega^{2} = (k_{z}v_{A})^{2} Dz_{i} \left[ \frac{1}{1 - A_{0}(z_{i})} + \frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp i}} \right],$$
(7)

где

$$D = 1 - \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \left(\frac{v_{T\parallel i}}{v_A}\right)^2 \frac{T_{\parallel \alpha}}{T_{\parallel i}} \left(1 - \frac{T_{\perp \alpha}}{T_{\parallel \alpha}}\right) \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}} - \frac{1}{z_i} \left(\frac{k_{\perp}}{k}\right)^2 \left(\frac{v_{T\perp i}}{v_A}\right)^2 \left(\sum_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n}\right) q_{\alpha} \frac{v_{0\alpha}}{v_A} A_0'(z_{\alpha})\right)^2.$$

При отсутствии анизотропии температур и направленного движения компонентов плазмы величина *D* равна единице. В этом случаем дис-

персия (7) переходит в обычное выражение для частоты кинетических альвеновских волн [2].

Из (7) видно, что альвеновские волны становятся неустойчивыми, если величина *D* становится отрицательной, поэтому критерий развития неустойчивости можно записать в виде

$$\sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \left( \frac{v_{T\parallel i}}{v_A} \right)^2 \frac{T_{\parallel \alpha}}{T_{\parallel i}} \left( 1 - \frac{T_{\perp \alpha}}{T_{\parallel \alpha}} \right) \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}} + \frac{1}{z_i} \left( \frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \left( \frac{v_{T\perp i}}{v_A} \right)^2 \left( \sum_{\alpha} \left( \frac{n_{\alpha}}{n} \right) q_{\alpha} \frac{v_{0\alpha}}{v_A} A_0'(z_{\alpha}) \right)^2 > 1.$$
(8)

Первый член в выражении (8) соответствует шланговой неустойчивости кинетических альвеновских волн, второй член соответствует токовой неустойчивости.

Проанализируем критерий развития неустойчивости (8). Величина  $(1 - A_0(z_\alpha))/z_\alpha$  с увеличением  $z_\alpha$  монотонно уменьшается от 1 до 0 и принимает наибольшее значение для малых  $z_\alpha$ , что соответствует большим поперечным масштабам длин волн  $z_\alpha = (\rho_\alpha/\lambda_\perp)^2 <<1$  ( $\rho_\alpha$  — ларморовский радиус частиц сорта  $\alpha$ ,  $\lambda_\perp$  — поперечная длина волны). Аналогично ведет себя и величина  $|A'_0(z_\alpha)|$ . Поэтому с уменьшением поперечных масштабов длин волн как шланговая, так и токовая неустойчивости подавляются. Запишем критерий развития (8) для малых  $z_i <<1$ , когда условия для развития неустойчивостей наиболее благоприятные:

$$\sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \left( \frac{v_{T\parallel i}}{v_A} \right)^2 \frac{T_{\parallel \alpha}}{T_{\parallel i}} \left( 1 - \frac{T_{\perp \alpha}}{T_{\parallel \alpha}} \right) + \frac{1}{z_i} \left( \frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \left( \frac{v_{T\perp i}}{v_A} \right)^2 \left( \sum_{\alpha} \left( \frac{n_{\alpha}}{n} \right) q_{\alpha} \frac{v_{0\alpha}}{v_A} \right)^2 > 1.$$
(9)

Рассмотрим возможность развития неустойчивости для конкретных условий, наблюдаемых в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли. ПОПС представляет собой достаточно тонкий слой, порядка  $(0.5-3)R_E$  $(R_E - радиус Земли)$  [3], отделяющий доли хвоста магнитосферы от плазменного слоя. Доли хвоста заполнены разреженной плазмой низкого давления, в которой плазменный параметр  $\beta_i << 1$ , в то же время плазменный слой заполнен более горячей и плотной плазмой конечного давления  $\beta_i \ge 1$ . Таким образом, ПОПС является переходной областью между плазмой низкого и конечного давлений. Значения параметров плазмы пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли существенно зависят от времени и точки, в которой находится спутник, измеряющий параметры. Плотность плазмы в ПОПС лежит в интервале  $10^5-10^6 \text{ м}^{-3}$ ,  $T_i \sim 0.5-5 \text{ кэВ}$ ,  $T_e \sim 0.2-2 \text{ кэВ}$ , скорости пучков достигают величины 2500 км/с [3, 13].

Рассмотрим шланговую неустойчивость. В рассматриваемых областях ПОПС величина  $\beta_i$  малая, поэтому величина  $(v_{T\parallel i}/v_A)^2$  также малая. Кроме того, температуры электронов фоновой плазмы и пучков протонов меньше температуры протонов фоновой плазмы. В этих условиях шланговая неустойчивость развиваться не может.

Рассмотрим токовую неустойчивость, вызванную током протонного пучка. Учитывая, что мы рассматриваем области малых  $\beta_i$ , первый член, стоящий в выражении (9), — малая величина, поэтому критерий развития токовой неустойчивости запишем в виде

$$z_i < \left(\frac{k_\perp}{k}\right)^2 \left(\frac{v_{T\perp i}}{v_A}\right)^2 \left(\frac{n_b}{n} \frac{v_{0b}}{v_A}\right)^2.$$
(10)

Из выражения (10) видно, что критерий неустойчивости не имеет ограничений на скорость распространения пучков и силы тока, которая приводит к неустойчивости. Действительно, для волн с очень большими поперечными масштабами длин волн величина  $z_i$  очень маленькая  $z_i = (\rho_i/\lambda_{\perp})^2 << 1$ , причем ее можно сделать сколь угодно малой и всегда удовлетворить неравенству (10). Поэтому такой механизм может объяснить наличие волн, которые наблюдаются при распространении не очень быстрых и не очень плотных пучков.

Оценим максимальные поперечные масштабы длин волн, для которых возможно развитие токовой неустойчивости. Выбирая для параметров плазмы ПОПС некоторые средние значения  $n \approx 5 \cdot 10^5 \text{ м}^{-3}$ ,  $n_b/n \approx 0.2$ ,  $v_{T\perp i} \approx 400 \text{ км/c}$ ,  $v_A \approx 800 \text{ км/c}$ ( $B \approx 30 \text{ нТл}$ ),  $v_{0b} \approx 1200 \text{ км/c}$ , для  $z_i$  получаем

$$z_i < 0.05.$$
 (11)

Оценим максимальное значение инкремента токовой неустойчивости. Из (7) для средних значений параметров плазмы ПОПС получаем  $(B \approx 30 \text{ нTл})$ 

$$\gamma_{\rm max} \approx 0.5 \, {\rm c}^{-1}.$$
 (12)

Рассмотрим токовую неустойчивость в отсутствии продольного тока. Отметим, что хотя токи и компенсированы, однако развитие токовой неустойчивости при определенных условиях возможно, так как токи протонов и электронов по-разному влияют на дисперсию волн. Будем считать, что ток, вызываемый протонным пучком, компенсируется током электронов фоновой плазмы. В этом случае из условия  $j_{\parallel 0e} = -j_{\parallel 0b}$ получаем  $nv_{0e} = n_b v_{0b}$ . Пренебрегая шланговой неустойчивостью, критерий развития токовой неустойчивости (8) запишем в виде

$$\frac{1}{z_i} \left(\frac{k_\perp}{k}\right)^2 \left(\frac{n_b v_{T\perp i}}{n v_A} \frac{v_{0b}}{v_A}\right)^2 (1 + A_0'(z_b))^2 > 1. \quad (13)$$

Величина 1 +  $A'_0(z_b)$  меньше единицы, поэтому для конечных значений  $z_i$  и параметров плазмы, наблюдаемых в ПОПС, величина, стоящая в левой части неравенства (8), всегда меньше единицы. То есть, для конечных значений  $z_i$  развитие токовой неустойчивости в ПОПС невозможно. Для малых значений  $z_i$ , разлагая функцию  $A'_0(z_b)$ по малому параметру из (13) для критерия развития токовой неустойчивости, получаем

$$\left(\frac{n_b}{n} \frac{v_{T\perp i}}{v_A} \frac{v_{0b}}{v_A} \frac{T_{\perp b}}{T_{\perp i}}\right)^2 \left(\frac{k_\perp}{k}\right)^2 z_i > 1.$$
(14)

В пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли температура пучков протонов обычно меньше температуры фоновых протонов  $T_b < T_i$ , поэтому, используя конкретные значения параметров плазмы ПОПС, легко показать, что и при малых значениях  $z_i$  токовая неустойчивость, если токи пучка протонов скомпенсированы током электронов, развиваться не может. Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли токовая неустойчивость, вызванная током пучка протонов, может быть стабилизирована продольным током электронов фоновой плазмы.

Рассмотрим возможное влияние токовой неустойчивости на процессы, протекающие в плазменном слое хвоста магнитосферы Зем-

ли. Центральные области плазменного слоя заполнены горячими протонами с температурой  $T_i \sim 3-7$  кэВ и плотностью  $n \approx (0.2-1) \cdot 10^6$  м<sup>-3</sup>. Считается, что плазменный слой заполняется частицами солнечного ветра и частично ионами ионосферного происхождения. Тепловой энергии этих частиц и энергии направленного движения протонов солнечного ветра (~1 кэВ) недостаточно, чтобы объяснить высокую температуру частиц плазменного слоя. Очевидно, что есть механизмы, обеспечивающие дополнительный нагрев частиц плазменного слоя. Отметим, что температура электронов, как и в пограничной области плазменного слоя, меньше температуры протонов, что говорит о нагреве именно протонов плазменного слоя [3, 20].

Одним из механизмов нагрева частиц плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли могут быть кинетические альвеновские волны, которые генерируются токами в ПОПС. Действительно, в отличие от «обычных» альвеновских волн у кинетических альвеновских волн есть продольное электрическое поле, поэтому они могут эффективно взаимодействовать с заряженные частицами. В момент, когда КАВ выйдут из области генерации, они начнут активно передавать свою энергию частицам плазмы плазменного слоя. Рассмотрим вопрос, на каких частицах наиболее эффективно будут затухать КАВ. Известно, что в плазме низкого давления ( $\beta_i \ll 1$ ) кинетические альвеновские волны затухают в основном на электронах [2]. Плазменный слой хвоста магнитосферы Земли — это плазма конечного давления ( $\beta_i \ge 1$ ), чтобы выяснить, как затухают КАВ в плазме конечного давления, необходимо получить декремент затухания. Полное выражение для декремента затухания очень громоздкое, поэтому получим оценочное выражение. Из дисперсионного уравнения (2) для декремента затухания однородной замагниченной плазмы при отсутствии направленного движения частиц получаем грубую оценочную формулу

$$\frac{\gamma}{\omega} \sim -(1 - A_0(z_i)) \left(\frac{\omega}{k_z v_{T \parallel \alpha}}\right)^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{k_z v_{T \parallel \alpha}}\right)^2\right). \quad (15)$$

Используя дисперсию КАВ (7), можно показать, что продольная фазовая скорость волн лежит в интервале  $v_A \le \omega/k_z \le v_{Te}$ , поэтому в плазме низкого давления ( $\beta_i << 1$ ) для продольной фазовой скорости справедливо неравенство  $\omega/k_z \ge v_A >> v_{Ti}$ . Учитывая экспоненциальную зависимость затухания от отношения продольной фазовой скорости к тепловой, из (15) получаем, что затухание на протонах очень маленькое, поэтому волны в плазме низкого давления затухают исключительно на электронах. Для плазмы конечного давления ( $\beta_i \ge 1$ )  $v_A \le v_{Ti}$ , поэтому для  $z_i < 1$ , когда продольная фазовая скорость не сильно отклоняется от альвеновской скорости  $\omega/k_z \le v_A$ , затухание на протонах значительно превосходит затухание на электронах.

Таким образом, в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли кинетические альвеновские волны с  $z_i < 1$  могут эффективно нагревать протоны плазменного слоя.

Отметим, что наиболее сильно КАВ затухают на протонах для  $0.1 < z_i < 1$ . Из полученных нами оценок следует, что в результате развития токовой неустойчивости генерируются альвеновские волны с  $z_i < 0.05$ . Однако, как показано в работе [5], в процессе распространения альвеновских волн в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли, происходит нарастание поперечных волновых векторов, то есть увеличение параметра z, и тем самым увеличение затухания волн. Кроме того, в процессе распространения волн поперечные волновые вектора разворачиваются в сторону плазменного слоя, и кинетические альвеновские волны проникают в плазменный слой хвоста магнитосферы, передавая там свою энергию частицам плазмы.

Таким образом, проведенный теоретический анализ показывает, что токовая неустойчивость, вызванная пучками протонов, распространяющихся в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли, является достаточно эффективным механизмом генерации альвеновских волн и может быть одним из источников нагрева протонов плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли.

 Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1978. — 407 с.

- 2. Войтенко Ю. М., Куц С. В., Маловичко П. П., Юхимук А. К. Кинетические свойства альвеновских волн. — Киев, 1990. — 20 с. — (Препринт / АН УССР. Ин-т теор. физики; № ИТФ-90-75Р).
- Зеленый Л. М. Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы земли // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Исслед. космич. пространства. — 1986. — 24. — С. 58—186. — (Под ред. Р. З. Сагдеева).
- Маловичко П. П. Физика космической плазмы // Сб. тр. междунар. семинара. — Киев: НКАУ, 1994. — С. 230—234.
- 5. *Маловичко П. П.* Распространение альвеновских волн в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. **35**, № 6. С. 89—95.
- 6. *Маловичко П. П., Юхимук А. К.* Токовая неустойчивость и генерация альвеновских волн в корональных петлях // Кинематика и физика небес. тел. 1992. **8**, № 1. С. 20—23.
- Broughton M. C., Engebretson M. J., Glassmeier K., Y., et al. Ultra-low-frequency waves and associated wave vectors observed in the plasma sheet boundary layer by Cluster // J. Geophys. Res. – 2008. – 113. – P. A12217.
- 8. *Denton R. E., Engebretson M. J., Keiling A., et al.* Multiple harmonic ULF waves in the plasma sheet boundary layer: Instability analysis // J. Geophys. Res. 2010. **115**. P. A12224.
- Engebretson M. J., Kahlstorf C. R. G., Posch J. L., et al. Multiple harmonic ULF waves in the plasma sheet boundary layer observed by Cluster // J. Geophys. Res. – 2010. – 115. – P. A12225.
- Estman T. E., Frank L. A., Huang C. Y. The boundary layers as the primary transport regions of the Earth's 8. magnetotail. Univ. of Iowa. Preprint 83-07, February 1985.
- Grigorenko E. E., Burinskaya T. M., Shevelev M., et al. Large-scale fluctuations of PSBL magnetic flux tubes induced by the field-aligned motion of highly accelerated ions // Ann. Geophys. – 2010. – 28, N 6. – P. 1273– 1288.
- Grigorenko E. E., Hoshino M., Hirai M., et al. «Geography» of ion acceleration in the magnetotail: line versus current sheet effects // J. Geophys. Res. 2009. 114. P. A03203.
- Grigorenko E. E., Sauvaud J.-A., Zelenyi L. M. Spatialtemporal characteristics of ion beamlets in the plasma sheet boundary layer of magnetotail // J. Geophys. Res. – 2007. – 112. – P A05218.
- Keiling A., Parks G. K., Wygant J. R., et al. Some properties of Alfvén waves: Observations in the tail lobes and the plasma sheet boundary layer // J. Geophys. Res. – 2005. – 110. – P. A10S11.
- Keiling A., Rème H., I. Dandouras, et al. New properties of energy-dispersed ions in the plasma sheet boundary layer observed by Cluster // J. Geophys. Res. — 2004. — 109. — P. A05215.

- Lui A. T. Y. Parameter extraction of source plasma from observed particle velocity distribution // Geophys. Res. Lett. – 2006. – 33. – P. L21108.
- Lui A. T. Y., Hori T. Phase space density analysis of energy transport in the Earth's magnetotail // Space Sci. Rev. – 2006. – 122, N 1-4. – P. 69–80.
- Lysak R., Song Y. Propagation of kinetic Alfvén waves at the plasma sheet boundary layer // American Physical Society, 52nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, November 8–12, 2010, abstract #TO8.004.
- Parks G. K., Chen L. J., Fillingim M., McCarthy M. Kinetic characterization of plasma sheet dynamics // Space Sci. Rev. – 2001. – 95, N 1-2. – P. 237–255.
- Schriver D., Ashour-Abdalla M., Richard R. On the origin of the ion-electron temperature difference in the plasma sheet // J. Geophys. Res. – 1998. – 103. – P. 14879– 14895.
- Takada T., Seki K., Hirahara M., et al. Statistical properties of low-frequency waves and ion beams in the plasma sheet boundary layer: Geotail observations // J. Geophys. Res. 2005. – 110. – P. A02204.
- 22. *Takada T., Seki K., Hirahara M., et al.* Two types of PSBL ion beam observed by Geotail: Their relation to low frequency electromagnetic waves and cold ion energization

// Adv. Space Res. - 2005. - **36**, N 10. - P. 1883-1889.

- Teste A., Parks G. K. Counterstreaming beams and flat-top electron distributions observed with Langmuir, whistler, and compressional Alfvén waves in Earth's magnetic tail // Phys. Rev. Lett. 2009. 102. P. 075003.
- Wygant J. R., Keiling A., Cattell C. A., et al. Evidence for kinetic Alfvén waves and parallel electron energization at 4–6 altitudes in the plasma sheet boundary layer // J. Geophys. Res. – 2002. – 107. – P. 1201.

Надійшла до редакції 13.06.12

#### P. P. Malovichko

# GENERATION OF ALFVEN WAVES IN PLASMA SHEET OF EARTH'S MAGNETOSPHERE TAIL

We consider current instabilities of Alfven waves in the Earth's magnetosphere tail, which are caused by proton beams propagating in the plasma sheet boundary layer. The increment is found and instability growth rate is estimated. It is shown that such generation mechanism of Alfven waves is very effective and can lead to the wave generation even at very small currents. УДК 551.509; 551.510.534

### В. О. Кравченко, О. М. Євтушевський, Г. П. Міліневський

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

# ВІДДАЛЕНІ ТРОПОСФЕРНО-СТРАТОСФЕРНІ ЗВ'ЯЗКИ ЗА ДАНИМИ 30-РІЧНИХ СУПУТНИКОВИХ ВИМІРЮВАНЬ АНТАРКТИЧНОГО ОЗОНУ

Проаналізовано відгук антарктичного озону під час життя озонової діри на варіації температури поверхні Тихого океану у тропіках. Для тропічної зони Тихого океану властива значна змінність температури поверхні, яка спричинює глобальний вплив на атмосферну циркуляцію. Досліджувався період 1980—2010 рр. Дані супутникових вимірювань загального вмісту озону за жовтень зіставлялися з тропічними температурами за попередні 18 місяців. Виявлено максимум коефіцієнта кореляції вмісту озону над західною Антарктикою у жовтні з температурою поверхні центральної частини Тихого океану (160—220° E) у червні, на чотири місяці раніше (r = 0.7). Над східною Антарктикою спостерігається антикореляція, тому зонально усереднені озонові дані менш придатні для оцінки впливу тропічних теплових аномалій на антарктичну стратосферу та аналізу шляхів поширення викликаних ними збурень.

### ВСТУП

Регулярні супутникові вимірювання параметрів атмосфери Землі тривають понад тридцять років. Це надає можливості для надійнішого, ніж у досупутникову еру, визначення стану атмосфери, стійких кліматичних тенденцій, а також для повнішого аналізу віддалених зв'язків між атмосферними процесами в окремих регіонах. У зв'язку з утворенням антарктичної озонової діри особливого значення набула щоденна глобальна картографія озону, найдовшу тривалість якої (з листопада 1978 р.) забезпечила серія супутникових спектрометрів TOMS–OMI [27, 28].

Найважливішим для антарктичного регіону є суттєве зниження весняних (вересень—листопад) рівнів загального вмісту озону (ЗВО) в атмосфері, яке відбувається всередині стратосферного полярного вихору, починаючи з кінця зими (серпень). У цей час із освітлених Сонцем полярних стратосферних хмар інтенсивно вивільняються озоноруйнівні сполуки, що містять хлор та бром, і починає формуватися озонова діра — область із значеннями ЗВО менш ніж 220 одиниць Добсо-

ADIIHEB

на (ОД) [2]. Максимальна її площа досягається у вересні, найнижчі рівні ЗВО спостерігаються зазвичай у жовтні, а розпад полярного вихору та міжширотне змішування бідних та багатих озоном повітряних мас відбуваються наприкінці листопада або у грудні. За результатами багатьох модельних досліджень внаслідок поступового зниження вмісту хлорфторвуглеців в антарктичній стратосфері прогнозується зникнення озонової діри у середині 21-го століття, приблизно у 2045—2060 рр. [24]. Тому зростає увага до щорічних змін у характеристиках озонової діри та до факторів, які впливають на ці зміни.

Рівень активних хлористих і бромистих сполук, які руйнують молекули озону в антарктичній стратосфері, змінюється дуже повільно, і такі зміни виявляються лише на часових масштабах у десятки років. Щорічні ж зміни рівнів хімічних втрат озону зумовлюються переважно динамічними факторами, основний з яких — атмосферні хвилі планетарних масштабів. Активність планетарних хвиль (ПХ), які поширюються із тропосфери в антарктичну стратосферу [1], впливає на стійкість стратосферного полярного вихору і температуру повітря в ньому [25]. Від температури у внутрішній області вихору у зимові місяці залежить загальний об'єм полярних

<sup>©</sup> В. О. КРАВЧЕНКО, О. М. ЄВТУШЕВСЬКИЙ,

Г. П. МІЛІНЕВСЬКИЙ, 2012

стратосферних хмар і, як наслідок, рівень втрат озону у весняні місяці. У весняні місяці хвильова активність здатна пришвидшити розпад стратосферного вихору і скоротити загальний дефіцит маси озону.

Саме підвищений потік енергії ПХ упродовж кількох місяців спричинив значне нагрівання повітря у стратосферному полярному вихорі та зменшення площі озонової діри у 2002 р. [8]. Було також встановлено, що імпульсний потік хвильової енергії у стратосферу у вересні 2002 р. (на початку антарктичної весни), викликаний тропосферними збуреннями у середніх [18] та полярних [19] широтах південної півкулі, пришвидшив розпад полярного вихору та зумовив раннє зникнення озонової діри. Проте вже в зимовий період (у червні—серпні 2002 р.) були передумови для ослаблення вихору, які пов'язують із більш віддаленими джерелами атмосферних збурень — тропічними джерелами ПХ [10]. Схожі події, хоча і меншої інтенсивності, відбувалися у ході сезонної еволюції озонової діри у 1988 р. Тоді аномалії температури поверхні океану (ТПО) в екваторіальній області спричинили зміни горизонтальної і вертикальної структури ПХ у південній півкулі, що також призвело до зниження втрат озону в антарктичній стратосфері [8, 15].

Але при визначенні причин міжрічних варіацій ЗВО у період озонової діри важливо звертати увагу не лише на рівень збурень в антарктичній стратосфері, викликаних ПХ у поточний сезон (весна) [8, 15, 18, 19], чи у попередній сезон (зима) [10, 11, 25]. Можливі також віддалені тропосферно-стратосферні зв'язки, які реалізуються з тривалою затримкою у часі. У північній півкулі виявлено взаємозв'язок між аномаліями ТПО у тропіках, спричиненими явищами Ель-Ніньо, та стратосферним полярним вихором над Арктикою [21]. Якщо максимальна фаза теплої аномалії Ель-Ніньо — Південне коливання (ЕНПК) припадає на зиму, то ефект віддаленого впливу на арктичний вихор є більш відчутним наступної зими після події, ніж одночасно з нею. Таке підсилення у роботі [21] пов'язується із викликаною явищем ЕНПК тривалою теплою аномалією у літній середньоширотній стратосфері,

яка здатна впливати на стратосферну циркуляцію у високих широтах навіть наступної зими.

Ефекти запізнення у взаємозв'язках між тропічними аномаліями ТПО та озоновою дірою досліджено менше. У кількох роботах розглядалися зв'язки антарктичного озону у весняні місяці з тропічними аномаліями попереднього сезону [10, 11]. Інші дослідження стосувалися аналізу динаміки стратосферного полярного вихору та озонової діри в залежності від генерованих у тропічній чи позатропічній тропосфері хвильових збурень [5, 16, 18, 19, 25]. Мета цієї роботи статистичний аналіз відгуку ЗВО та температури стратосфери над Антарктикою у жовтні (річний мінімум ЗВО) на аномалії ТПО у тропіках у попередні 18 місяців.

### МЕТОДИКА АНАЛІЗУ ТА ВИКОРИСТАНІ ДАНІ

У роботі виконувався кореляційний аналіз зв'язку варіацій ЗВО в антарктичному регіоні (50-80° S, 1981—2010 pp.) та варіацій ТПО у тропічних широтах (30° N — 30° S, 1980—2010 рр.). Ряди середньомісячних значень ЗВО у жовтні отримано з архіву HACA «Merged Ozone Data Sets» (MOD, http://acdb-ext.gsfc.nasa.gov/Data services/merged/), створеного на основі глобальних вимірювань озону супутниковими спектрометрами TOMS-OMI та SBUV-SBUV2 [27]. Жовтень вибрано як місяць найнижчих рівнів ЗВО під час наявності озонової діри, які чутливі до динамічних збурень в антарктичній стратосфері. Дані МОД наявні для 5-градусних широтних смуг, і в цій роботі охоплено широтну зону 50-80° S (на вищих широтах в окремі роки даних немає).

Часові послідовності середньомісячних значень ТПО взято з реаналізу NCEP/NCAR [14] за адресою http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/ timeseries/. В реаналізі асимільовано регулярні супутникові спостереження, більшість яких розпочато у 1979 р. Тому з точки зору рівномірності глобального покриття та часової регулярності спостережень використані дані MOD та реаналізу NCEP/NCAR практично рівноцінні, за виключенням полярних широт. Оскільки розподіл ЗВО тісно пов'язаний з розподілом температури повітря в нижній стратосфері (ТПС) [20, 29],



*Рис. 1.* Усереднений за 30 років (1981—2010 рр.) розподіл стратосферної температури у жовтні на рівні тиску 50 гПа (21 км) на широтах 30—90° S. У західній півкулі білим кольором виділено широтні зони 50—55° S та 75—80° S, вибрані для аналізу кореляції ТПО у тропіках із ЗВО у середніх та високих широтах відповідно

ряди ТПС можна використовувати для оцінки варіацій ЗВО у полярній області, де ці дані неповні. Для цього було використано ресурси реаналізу NCEP/NCAR, призначені для обробки та зіставлення часових серій атмосферних параметрів (див. «Analysis tools», http://www.esrl.noaa. gov/psd/data/correlation/). Проведено порівняння відгуку ТПС у південній півкулі у жовтні на варіації окремих кліматичних індексів, які характеризують температурні аномалії на поверхні (див. «Climate indices», http://www.esrl.noaa.gov/ psd/data/climateindices/).

З рис. 1 видно, що середній розподіл стратосферної температури у жовтні 1981—2010 рр. є асиметричним відносно південного полюса. Представлено ТПС на рівні тиску 50 гПа (21 км), поблизу максимуму стратосферного озону у вертикальному розподілі над Антарктикою [2, 29], звідки надходить найбільший внесок у варіації ЗВО. Область максимальних температур на рис. 1 (пунктирний контур –47 °С) розташована в секторі 90—180° Е на широті приблизно 60° S. Область найнижчих температур (до -75 °C, обмежена суцільним контуром -65 °C) зміщена відносно полюса приблизно на 10° на північ у бік атлантичного довготного сектора дещо західніше гринвіцького меридіану 0° Е. Така асиметрія розподілу стратосферних температур зумовлена асиметричним розташуванням озонової діри (мінімум ТПС) та субантарктичного озонового максимуму (максимум ТПС) відносно південного полюсу у весняні місяці [12, 29].

Як виявилося, географічний розподіл відгуку температури антарктичної стратосфери на аномалії ТПО (як глобально усереднені, так і регіональні) також є зонально асиметричним з більш локалізованими ефектами прямого зв'язку ТПО-ТПС над західною Антарктикою (див. нижче). Тому в цій роботі розглядалися озонові дані MOD лише у західній півкулі (180-360° Е). На рис. 1 білим кольором виділено граничні 5-градусні зони широтної області 50-80° S, на яких переважно було зосереджено увагу при кореляційному аналізі. Такий вибір ґрунтувався на даних попередніх обчислень. Вони показали, що зміни кореляції ТПО-ЗВО у проміжних 5-градусних зонах не виходять за межі співвідношень, які характеризують зони 50-55° S та 75-80° S; отже, наведені нижче результати стосуються відповідно відгуку середньоширотного (за межами озонової діри) та полярного (всередині озонової діри) озону на зміни температури у тропіках.

Для кореляційного аналізу були сформовані тридцятирічні ряди середньомісячних значень ЗВО для жовтня за 1981—2010 рр. Джерела аномалій ТПО у тропіках, які спричинюють глобальний вплив на атмосферу (наприклад ЕНПК [4, 21]), розташовані переважно в Тихому океані. Цим визначався довготний сектор 100—290° Е, для якого були відібрані ряди середньомісячних значень ТПО. Перед обчисленням коефіцієнта лінійної кореляції r із часових рядів даних було вилучено багаторічний тренд. У випадку ЗВО застосовано апроксимацію поліномом третього ступеня, оскільки за останні три десятиліття зміни антарктичного озону відбувалися нелінійно. До температурних рядів застосовано лінійну апроксимацію. Таким чином, після вилучення трендів зіставлялися міжрічні варіації аномалій середньомісячних значень ЗВО над західною Антарктикою та поверхневої температури у тропіках.

Для пошуку можливого запізнення ефектів тропічних аномалій ТПО у варіаціях ЗВО над Антарктикою базовою для кореляційного аналізу було вибрано вказану вище тридцятирічну послідовність жовтневих аномалій ЗВО за 1981—2010 рр. Значення коефіцієнта кореляції r були обчислені при зіставленні цього часового ряду з тридцятирічними рядами аномалій ТПО, що помісячно зміщувалися від жовтня 1981—2010 рр. (нульовий часовий зсув відносно рядів ЗВО) до квітня 1980—2009 рр. (зсув—18 місяців).

При довжині зіставлюваних рядів даних N == 30 років статистично значущою на рівні p == 5 % є кореляція r = 0.36 (за *t*-тестом Ст'юдента:  $t = r / ((1 - r^2)/(N - 2))^{1/2}$  [6]). Тому значення  $r \ge 0.36$  вважалися свідченням достовірного кореляційного зв'язку ТПО–ЗВО (або ТПО–ТПС) на вказаному рівні значущості. Коефіцієнт автокореляції при визначенні параметра *t* в цій роботі не враховувався, оскільки для досліджуваних рядів він виявився досить низьким, щоб істотно вплинути на ефективну довжину ряду та на рівень статистичної значущості кореляції.

# ЗОНАЛЬНА АСИМЕТРІЯ КОРЕЛЯЦІЙНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ

Зважаючи на високу узгодженість міжрічних варіацій температури повітря у нижній стратосфері (ТПС) з варіаціями ЗВО спочатку, як відзначено вище, були отримані оцінки географічного розподілу залежності ТПС у південній півкулі у жовтні від варіацій поверхневої температури у тропіках. Використання стратосферних температур з реаналізу дозволило охопити полярні широти вище 80° S, де супутникові озонові дані для жовтня неповні. Індикаторами варіацій поверхневої температури вибрано кліматичні індекси аномалій середньомісячної температури за даними реаналізу NCEP/NCAR. У цій частині роботи кореляційний аналіз за період 1979-2010 рр. та графічне відтворення результатів забезпечені ресурсами реаналізу NCEP/NCAR (див. вище). На рис. 2, де показано ці результати, виділено лише найбільш характерні контури коефіцієнта кореляції — суцільними та пунктирними кривими для додатних та від'ємних значень *r* відповідно. Серед наявних в реаналізі кліматичних індексів лише для окремих із них виявлено статистично вірогідну кореляцію з ТПС в антарктичному регіоні.

В географічному розподілі кореляції ТПО— ТПС для жовтня (рис. 2, a-e) перш за все відзначимо її східно-західну асиметрію відносно південного полюса на широтах вище 50° S (штрихове коло на рис. 2). Видно, що локалізований максимум властивий лише для прямого кореляційного зв'язку (контури на сірому фоні). Він припадає на широти 60—70° S переважно у західному секторі довгот (поблизу 270° Е). Контури антикореляції на східних довготах (штрихові криві) свідчать про її зростання у бік низьких широт, але локалізації над східною Антарктикою немає.

Як видно з рис. 2, а, б, зональна асиметрія у розподілі r чітко виявляється навіть у випадку індексу для аномалій глобально усередненої температури (ІГТ, див. визначення кліматичних індексів, представлених в реаналізі, на вказаній вище веб-сторінці). Видно деяке зростання кореляції з висотою між рівнями тиску 50 гПа (21 км, рис. 2, *a*) та 30 гПа (27 км, рис. 2, *б*) від 0.32 (*p* = 10 %) до 0.45 (*p* < 5 %). Як і у випадку для ІГТ, індекс аномалій температури у тропіках західної півкулі (ІЗТ), де температура поверхні океану перевищує 28.5 °С (рис. 2, в) та індекс для карибського регіону (ІКТ, рис. 2, г) показують схожий асиметричний розподіл кореляції з ТПС. Це свідчить про те, що варіації глобального індексу ІГТ значною мірою зумовлюються переважно варіаціями температури у тропіках. Рис. 2, ∂ та е показують, що варіації ТПС над Антарктикою у жовтні можуть спричинятися варіаціями поверхневої температури, які виникають раніше на 5 та 4 місяці, відповідно. Для цих співвідношень також характерна східно-західна асиметрія, і їхні часові зміни розглядатимуться нижче.

Важливим загальним висновком із розподілу кореляції на рис. 2 є те, що після посилення температурної аномалії у тропіках спостерігаєть-



**Рис. 2.** Географічний розподіл коефіцієнта кореляції між стратосферною температурою у південній півкулі (30— 90° S) та кліматичними індексами для аномалій температури у жовтні:  $a, \delta$  — індексом середньої глобальної температури (ІГТ), e — індексом для тропіків західної півкулі (ІЗТ), e — індексом карибського регіону (ІКТ) за період 1980—2010 рр. Для індексу ІГТ та індексу Ніньо-4 (ІН-4) показано розподіл коефіцієнта кореляції при їхньому випередженні рядів ТПС для жовтня на 5 (d) та 4 (e) місяці відповідно. Сірим фоном позначено область додатних значень коефіцієнта кореляції, штрихове коло — широта 50° S

ся зростання ТПС над західною Антарктикою в області, зміщеній на північ відносно південного полюса на широти  $60-70^{\circ}$  S. Переважне довготне положення максимального відгуку в ТПС близько 270° Е. У східній півкулі ( $0-180^{\circ}$  Е) переважає від'ємна кореляція без помітної локалізації розподілу вірогідних рівнів кореляції на високих широтах. Така особливість віддаленого впливу на антарктичну стратосферу, не відзначена у попередніх дослідженнях, вказує на недоцільність використання зонально усереднених даних для досліджень стратосфери антарктичного регіону. На широтах 50—80° S кореляція та антикореляція на протилежних довготах (рис. 2) значною мірою компенсуються при використанні рядів середніх зональних значень ЗВО або стратосферної температури. Про високу змінність у структурі поля ЗВО над західною Антарктикою свідчать і дані статистичного аналізу за 1958—2002 рр. [7]. Цим обгрунтовується вибір західного довготного сектора в розподілі ЗВО над Антарктикою для попереднього аналізу ефектів запізнення у кореляційних зв'язках ТПО—ЗВО (див. нижче). Надалі слід розширити методику аналізу на двовимірне поле ЗВО, а також на вертикальний розподіл озону.

Відзначимо, що асиметрія відгуку антарктичної стратосфери на варіації використаних кліматичних індексів стає найбільш помітною лише у весняні місяці з максимумом у жовтні. При розгляді аналогічних співвідношень для Арктики, які тут докладно не наводимо, також було виявлено східно — західну асиметрію розподілу r навколо північного полюса, проте з максимумом у зимові місяці. Наявність асиметрії розподілу кореляції в обох полярних регіонах та сезонна відмінність їхніх максимальних проявів, на нашу думку, не випадкові і можуть вказувати на зв'язок досліджуваних ефектів з активністю атмосферних хвиль планетарного масштабу. Відомо, що річний хід амплітуди квазістаціонарних планетарних хвиль (КСХ) у високоширотній стратосфері має кліматологічний максимум у січні у північній півкулі та в жовтні (середина антарктичної весни) у південній [13]. Переважання у спектрі стратосферних КСХ складової із зональним хвильовим числом m = 1 [12, 13, 29], у свою чергу, спричинює зональну асиметрію розподілу як температури, так і озону у полярній стратосфері. Тому асиметрію розподілу кореляції на рис. 2, найімовірніше, можна також пов'язати з поширенням великомасштабних хвильових збурень із тропіків у полярні регіони та міжрічними змінами їхньої інтенсивності. Стійкі джерела КСХ, які мають глобальний вплив, найчастіше асоціюються із тропічними тепловими аномаліями [4, 10, 15, 16, 21].

Щодо зональної асиметрії віддалених впливів на антарктичний регіон доречно відзначити, що недавно виявлено зв'язок весняного потепління клімату в західній Антарктиці з багаторічним температурним трендом у тропіках у центральній частині Тихого океану [22]. Можливим посередником у зв'язках весняного потепління у західній Антарктиці з тропічними температурними трендами у роботі [22] вважається ланцюг планетарних хвиль в Тихому океані. Тропічна зона Тихого океану в межах 140-210° Е є важливим регіоном генерації ланцюга хвиль Росбі, відомого як тихоокеанічно-південноамериканська мода (ТПМ) [17]. У південній півкулі в Тихому океані розташована найбільша на земній кулі водяна поверхня, вільна від континентів. Крім того, приантарктичні широти поблизу 60° S також повністю розташовані в океані, що сприяє формуванню інтенсивної зональної циркуляції (циркумполярного потоку) та зони зниженого тиску у тропосфері навколо Антарктиди. Великомасштабні хвильові збурення типу ТПМ впливають на зональну циркуляцію, на розвиток як мігруючих, так і стійких циклонічних та антициклонічних вихорів і, у підсумку, на міжширотний обмін теплом та вологою [4]. У тропосфері такі зв'язки тропічних теплових аномалій з атмосферною циркуляцією у західній Антарктиці можуть сприяти змінам надходження тепла і вологи та весняному потеплінню у західному секторі Антарктики [22]. Завдяки не лише горизонтальному, а й вертикальному розповсюджению ПХ, як вже відзначалося, аномалії ТПО впливають і на стратосферну ланку циркуляції, зокрема на стійкість та температуру полярного вихору [10, 11, 15, 16, 21]. Згадане вище домінування в антарктичній стратосфері КСХ із зональним хвильовим числом m = 1 сприяє тому, що зональна асиметрія наявна як у розподілі стратосферних параметрів (рис. 1), так і в їхній змінності (рис. 2) внаслідок міжрічних варіацій амплітуди хвиль.

### ЕФЕКТИ ЗАПІЗНЕННЯ У ЗВ'ЯЗКАХ ТПО-ЗВО

На рис. 2 наведено лише одне кореляційне співвідношення для регіону ЕНПК (ІН-4, рис. 2, *е*). Це регіон Ніньо-4 (5° N — 5° S, 160—210° E). Хоча загалом добре відомі глобальні ефекти Ель-Ніньо, викликані коливаннями температури на сході тропічного Тихого океану [4, 16, 21], для більшості з індексів регіону Ель-Ніньо (Ніньо 1+2, Ніньо 3, Ніньо 3.4) істотного відгуку у варіаціях ТПС над Антарктикою у жовтні ми не виявили. Це може пояснюватися кількома причинами. Явища Ель-Ніньо спостерігаються для температури поверхні Тихого океану у тропічних широтах нерегулярно через 2-8 років [4], і тому не можуть спричинювати помітні щорічні зміни динаміки антарктичної стратосфери. До того ж, їхня максимальна фаза рідко збігається із сезоном, сприятливим для проникнення КСХ в антарктичну стратосферу (весна). Нарешті, вказані індекси визначено для порівняно вузького інтервалу широт (5-10° на північ та на південь



від екватора). Тому вони не можуть повністю характеризувати тропічні температурні аномалії, атмосферні збурення від яких здатні досягати антарктичної стратосфери.

Ми сформували часові ряди аномалій ТПО у межах всієї тропічної зони 30° N — 30° S. Вибрано чотири 60-градусні довготні інтервали з 30-градусним перекриттям. Перший із них охоплює район Індонезії, який розділяє Індійський та Тихий океани (100—160° E). Наступні три припадають на західну (130—190° E), центральну (160—220° E) та східну (190—250° E) ділянки Тихого океану.

На рис. 3 показано зміни кореляції між ЗВО над західною Антарктикою у жовтні та ТПО у тропіках у попередні 18 місяців. Суцільна крива характеризує відгук ЗВО в області полярних широт 75—80° S, а пунктир — на середніх широтах 50—55° S (всередині та за межами озонової діри відповідно, див. рис. 1). Криві для проміжних широт 55—75° S, як відзначалося вище, у більшості випадків розташовувалися між наведеними на рис. 3 кривими, і тому тут не показані.

3 рис. 3 видно, що довготні зміщення з кроком 30° помітно впливають на криву кореляції. Лише аномалії температури у західній і центральній ділянках тропічного Тихого океану (рис. 3,  $\delta$  і eвідповідно) викликають статистично вірогідні зміни ЗВО у західній Антарктиці. Для полярного озону у жовтні найпомітніший вплив надходить із центральної ділянки Тихого океану (160— 220° Е), починаючи з січня (r = 0.4-0.7; суцільна крива на рис. 3, e), тобто упродовж попередніх 9 місяців. Для середньоширотного озону вірогідна кореляція (переважно на рівні r = 0.4-0.5) утримується цілий рік (пунктирна рис. 3,  $\delta$  і e). Це ефекти варіацій ТПО у тропіках у західній і

**Рис. 3.** Зміни коефіцієнта кореляції між ЗВО над антарктичним регіоном: суцільна крива — полярні широти 75—80° S, пунктир — середні широти 50—55° S у жовтні (нульовий часовий зсув на горизонтальній шкалі) та поверхневою температурою у тропіках (30° N — 30° S) у попередні 18 місяців. Аналіз виконано для періоду 1980—2010 рр. Верхня та нижня штрихові прямі відповідають рівню статистичної значущості p = 5 % при довжині зіставлюваних рядів N = 30 років

центральній ділянках Тихого океану із загальною довготною протяжністю 130—220° Е.

Центральна ділянка близька до регіону Ніньо-4, який обмежується довготами 160-210° Е, але в нашому аналізі охоплює у 6 разів більшу широтну зону. Порівнюючи максимуми коефіцієнта кореляції, одержані при зіставленні часових рядів із зсувом -4 місяці, можна відзначити, що вплив на стратосферу західної Антарктики від температурних варіацій у вибраній нами центральній ділянці Тихого океану сильніший, ніж у регіоні Ніньо-4: r = 0.69 у співвідношенні ТПО-ЗВО (суцільна крива на рис. 3, в) та r = 0.45 для IH-4 — ТПС (тонкий контур над Антарктичним півостровом на рис. 2, е) відповідно. Таку різницю не можна віднести до відмінності значень параметрів, за якими оцінюється відгук на тропічні аномалії: температури нижньої стратосфери (ТПС на рис. 2) та загального вмісту озону (ЗВО на рис. 3). Як відомо, пряма кореляція між ними досить висока (над Антарктикою у жовтні r > 0.9 [29], і узгодженість максимумів r на рис. 2, е і рис. 3, в мала б бути кращою, якби джерела впливу були однаково ефективними. Загалом стандартні кліматичні індекси хоча і показують чіткий ефект зональної асиметрії на рис. 2, максимум коефіцієнта кореляції з ТПС у західній Антарктиці (r < 0.45) досягається на порівняно невеликій площі, як видно з виділених контурів. Результати рис. 3 стосуються ЗВО над західною Антарктикою в широтному діапазоні 50-80° S (пунктирна та суцільна криві). Тому максимум кореляції з ТПО у червні (позначено стрілкою на рис. 3, в) характеризує відгук ЗВО на значно більших просторових масштабах. Це свідчить про те, що джерела теплових збурень у тропіках, які впливають на антарктичну стратосферу та озонову діру, можна краще ідентифікувати при розгляді ТПО у всьому діапазоні тропічних широт, ніж у тому, який охоплюють поширені кліматичні індекси.

Це характеризує також відмінність динаміки атмосфери у південній та північній півкулях, оскільки встановлено чіткі зв'язки арктичного стратосферного вихору з регіоном Ель-Ніньо на сході Тихого океану [21]. Температурні аномалії центральної тропічної ділянки Тихого океану частіше виявлялися джерелами збурень антарктичного полярного вихору [10, 11, 15]. В роботі [15], зокрема, показано, що горизонтальне поширення стаціонарних планетарних хвиль у тропосфері між тропіками та районом поблизу Чилі супроводжується вертикальним проникненням хвиль в антарктичну стратосферу, і це може впливати на варіації озону. За оцінками [15] для періоду 1979—1988 рр. коефіцієнт кореляції між ТПО у тропічній області поблизу 210° Е (чотири регіони для Ель-Ніньо на той час ще не були визначені) та озоном за вимірюваннями на антарктичній станції Сьова змінювався навесні від r = = -0.53 до r = -0.69. Це загалом узгоджується із розподілом кореляції на рис. 2, де видно переважання антикореляції над східною Антарктикою. Станція Сьова розташована на східному узбережжі Антарктиди (довгота 40° Е, широта 69° S), і найближчі контури кореляції на рис. 2 показують статистично малі від'ємні значення r > > -0.3, лише в одному випадку можна відзначити  $r \sim -0.5$  (рис. 2, г). І з цього порівняння бачимо в середньому кращий сигнал від температурних аномалій у вибраній ділянці тропіків [15], ніж від кліматичних індексів (рис. 2).

Повертаючись до можливих механізмів віддалених зв'язків ТПО-ЗВО, варто відзначити, що у тропічній атмосфері, незалежно від випадкових щорічних змін ТПО, відбуваються циклічні квазідворічні коливання стратосферної циркуляції [3, 26]. Квазідворічні зміни напряму стратосферного вітру із східного на західний можуть впливати на рефракцію планетарних хвиль та рівень їхньої активності у позатропічних широтах. Зокрема, східна фаза пов'язана із більшими збуреннями стратосферного вихору і меншими втратами озону навесні [26]. Проте, як і випадку ЕНПК, максимальні фази квазідворічних коливань мігрують відносно річного циклу і нерегулярно припадають на сезон формування полярного вихору, або на період розвитку озонової діри. Тому і це джерело віддаленого впливу не може спричинювати стійкі щорічні варіації антарктичного озону у весняні місяці. Зокрема, значне ослаблення озонової діри у 2002 р. відбулося при західній фазі квазідворічного коливання у тропічній стратосфері, не сприятливій для такої тенденції. Для явища 2002 р., як вже відзначалося, важливим було посилення великомасштабних збурень у зимовій та весняній антарктичній стратосфері, викликаних генерацією ПХ в тропосфері від тропічних до полярних широт [8, 10, 18, 19].

Обидві криві на рис. 3, в показують чіткий максимум коефіцієнта кореляції ЗВО з ТПО у червні, за чотири місяці до настання весняного мінімуму ЗВО над антарктичним регіоном. Раніше в роботі [11] було проаналізовано вплив тропічних аномалій на антарктичний стратосферний вихор з використанням рядів ТПО саме за червень. Вибір червня (початок зими у південній півкулі) обґрунтовувався, по-перше, високою конвективною активністю у тропіках у цей місяць, яка супроводжується генерацією планетарних хвиль та поширенням їх у зимову півкулю. По-друге, на червень припадає рання стадія формування полярного стратосферного вихору над Антарктикою. Тому вплив ПХ може позначитися на всій наступній еволюції вихору. За період 1958— 2006 рр. стійкість полярного вихору на початку весни виявилася залежною від варіацій ТПО у червні саме в центральній ділянці Тихого океану у тропічних широтах [11].

Результати рис. 3, в, одержані для озону над Антарктикою, загалом узгоджуються з висновками [11] щодо інтенсивності антарктичного полярного вихору: максимальний прямий вплив ТПО у червні на рівні ЗВО у жовтні (вища температурна аномалія — вищий рівень ЗВО) відповідає ослабленню полярного вихору. Проте результати рис. 3 доповнюють картину віддалених зв'язків їхньою часовою еволюцією, а також впливом довготного положення тропічного джерела збурень на варіації ЗВО над західною Антарктикою. Хоча на червень припадає максимальна кореляція ТПО-ЗВО, змінність ТПО і в попередні сезони (починаючи з січня) дає статистично вірогідний відгук у рівнях ЗВО у високих широтах, в області озонової діри (суцільна крива на рис. 3, в).

Горизонтальна та вертикальна структура стаціонарних планетарних хвиль, навіть у масштабах півкулі, встановлюється досить швидко — до 5 діб [9]. Отже, при розгляді середньомісячних характеристик віддалені зв'язки за цим механізмом слід інтерпретувати як синхронні зміни в районі джерела та в районі виявленого відгуку. Наприклад, для нульового часового зсуву на рис. 3, в кореляція r = 0.4 - 0.5 характеризує безпосередній вплив тропічних збурень на південну полярну стратосферу: вища аномалія ТПО у жовтні — вищий рівень ЗВО у жовтні. Такий вплив може бути пов'язаний із міжрічними варіаціями у структурі та амплітуді КСХ у південній півкулі та викликаних ними змінах в температурі та інтенсивності стратосферного вихору через внесення властивого для КСХ потоку тепла і моменту [23]. Максимум кореляції з аномаліями ТПО у червні, очевидно, пов'язаний із впливом КСХ на інтенсивність полярного вихору при його формуванні [11, 25], що позначається на загальній динаміці полярної стратосфери аж до остаточного руйнування вихору в кінці листопада — грудні. Тому виявлені асиметрія відгуку антарктичної стратосфери (рис. 2) та його залежність від часу та місця виникнення тропічних аномалій температури (рис. 3) свідчать про те, що як поточна ситуація, так і передісторія великомасштабних збурень атмосфери південної півкулі роблять внесок у поведінку озонової діри. Оскільки виявлено ефекти від варіацій ТПО, що відбувалися навіть до утворення зимового полярного вихору (у межах року до максимальної фази розвитку озонової діри, рис. 3), то шляхів поширення впливу ТПО-ЗВО має бути значно більше. Запізнення у цих зв'язках може відбуватися через стратосферно-мезосферну ланку повільної меридіональної циркуляції повітря між тропіками (висхідні потоки) та полярним регіоном (низхідні потоки), яка забезпечує транспорт озону [13]. З іншого боку, повільна океанічна циркуляція [4] також здатна модифікувати розподіл джерел КСХ не лише у тропіках, але і в середніх та високих широтах. Тому одержані результати дають і підстави, і певні орієнтири для подальшого аналізу просторово-часової структури віддалених зв'язків.

Підсумовуючи, відзначимо, що щорічна змінність у поведінці озонової діри не може забезпечуватися нерегулярними ефектами квазідворічних коливань, явищ ЕНПК (2—8 років) [11, 26] та, тим більше, тривалими 11-річними циклами сонячної активності. Крім того, запроваджені для атмосферних досліджень кліматичні індекси, як показано в роботі, не є найкращими індикаторами джерел збурень, до яких може бути чутливою антарктична стратосфера. Отримані в роботі результати, в цілому узгоджуючись із попередніми даними, виявляють невідомі раніше прояви віддалених тропосферно-стратосферних зв'язків, актуальні для досліджень весняної озонової аномалії над Антарктидою.

# ВИСНОВКИ

Для часових рядів даних за період 1980—2010 рр. проведено аналіз відгуку температури антарктичної стратосфери та вмісту озону у жовтні (місяць максимального зниження озону під час весняної озонової діри) на аномалії поверхневих температур океану у тропіках у попередні 18 місяців. Виявлено запізнення відгуку ЗВО у західній Антарктиці, статистично вірогідне у межах року після утворення аномалій ТПО. Зокрема, отримані результати свідчать, що:

 над західною Антарктикою існує локалізований максимум коефіцієнта кореляції температури нижньої стратосфери з температурою поверхні океану у тропіках;

2) східно-західна асиметрія в розподілі кореляції навколо південного полюсу, спричинена впливом квазістаціонарних планетарних хвиль із зональним хвильовим числом m = 1, робить малоефективним пошук відгуку на тропічні впливи в зонально усереднених параметрах антарктичної стратосфери;

3) кореляційні зв'язки ЗВО над західною Антарктикою з варіаціями температури у вибраних ділянках Тихого океану в тропіках (130—220° Е) сильніші, ніж із стандартними кліматичними індексами, зокрема ЕНПК;

4) максимальний відгук ЗВО у західній Антарктиці у жовтні (в середині антарктичної весни) припадає на теплові аномалії в центральній ділянці Тихого океану (160—220° Е), які виникають на 4 місяці раніше, у червні (на початку зими, r = 0.69), що відповідає початковій стадії утворення стратосферного полярного вихору; 5) варіації у структурі та амплітуді КСХ у південній півкулі, спричинені тропічними джерелами, можуть впливати не лише на стан озонової діри навесні, але й на передумови її формування.

Проведений аналіз віддалених зв'язків ТПО— ЗВО показав, що важливими виявляються підготовчі процеси, які беруть свій початок у тропіках у попередні сезони і через квазістаціонарні хвилі та інші складові циркуляції в океані та атмосфері впливають на стратосферну циркуляцію над антарктичним регіоном та на рівень втрат озону під час озонової діри. Виявлені просторово-часові індикатори максимальних проявів віддалених зв'язків можуть бути корисними при вивченні шляхів розповсюдження великомасштабних атмосферних збурень.

- 1. *Агапітов О. В., Грицай А. В., Салюк Д. А.* Великомасштабні хвилі Россбі в антарктичній стратосфері // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 5. — С. 5—11.
- 2. Александров Э. Л., Израэль Ю. А., Кароль И. Л., Хргиан А. Х. Озонный щит Земли и его изменения. — Санкт-Петербург: Гидрометеоиздат, 1992. — 285 с.
- 3. *Атмосфера. Справочник.* Ленинград: Гидрометеоиздат, 1991. — 510 с.
- 4. *Гончарова Л. Д., Серга Е. М., Школьний Є. П.* Клімат і загальна циркуляція атмосфери. Київ: КНТ, 2005. 251 с.
- 5. *Жадин Е. А.* Влияние межгодовых вариаций температуры поверхности океана на циркуляцию стратосферы и озоновый слой: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук / МГУ им. М. В. Ломоносова. М., 2004. 28 с.
- 6. *Исаев А. А.* Статистика в метеорологии и климатологии. — М.: Изд-во МГУ, 1988. — 248 с.
- 7. Школьный Е. П., Бургаз А. А., Галич Е. А. Статистическая структура полей общего содержания озона в атмосфере западного сектора южного полушария // Укр. гідрометеорологічний журн. — 2010. — № 6. — С. 35—53.
- Allen D. R., Bevilacqua R. M., Nedoluha G. E., et al. Unusual stratospheric transport and mixing during the 2002 Antarctic winter // Geophys. Res. Lett. – 2003. – 30, N 12. – P. 1599, doi:10.1029/2003GL017117.
- 9. *Da Silva A. M., Lindzen R. S.* On the establishment of stationary waves in the Northern Hemisphere winter // J. Atmos. Sci. 1993. **50**, N 1. P. 43–61.
- Grassi B., Redaelli G., Visconti G. Tropical SST preconditioning of the SH polar vortex during winter 2002 // J. Climate. – 2008. – 21, N 20. – P. 5295–5303.

- Grassi B., Redaelli G., Visconti G. Evidence for tropical SST influence on Antarctic polar atmospheric dynamics // Geophys. Res. Lett. – 2009. – 36. – P. L09703, doi: 10.1029/2009GL038092.
- Grytsai A. V., Evtushevsky O. M., Agapitov O. V., et al. Structure and long-term change in the zonal asymmetry in Antarctic total ozone during spring // Ann. Geophys. – 2007. – 25, N 2. – P. 361–374.
- Hardiman S. C., Butchart N., Osprey S. M., et al. The climatology of the middle atmosphere in a vertically extended version of the Met Office's climate model. Part I: Mean state // J. Atmos. Sci. – 2010. – 67, N 5. – P. 1509–1525.
- Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., et al. The NCEP/ NCAR 40-Year Reanalysis Project // B. Amer. Meteor. Soc. – 1996. – 77, N 3. – P. 437–471.
- Kodera K., Yamazaki K. A possible influence of sea surface temperature variation on the recent development of ozone hole // J. Met. Soc. Jap. – 1989. – 67, N 3. – P. 465–472.
- Lin P., Fu Q., Hartmann D., Impact of tropical SST on stratospheric planetary waves in the Southern Hemisphere // J. Climate. — 2012. — E-View, doi: http://dx.doi.org/ 10.1175/JCLI-D-11-00378.1.
- Mo K. C., Higgins W. The Pacific—South American Modes and tropical convection during the Southern Hemisphere winter // Mon. Weather Rev. – 1998. – 126, N 6. – P. 1581–1596.
- Nishii K, Nakamura H. Tropospheric influence on the diminished Antarctic ozone hole in September 2002 // Geophys. Res. Lett. – 2004. – 31, N 16. – P. L16103, doi:10.1029/2004GL019532.
- Peters D., Vargin P., Körnich H. A study of the zonally asymmetric tropospheric forcing of the austral vortex splitting during September 2002 // Tellus. — 2007. — 59 A, N 3. — P. 384—394.
- Randel W. J., Cobb J. B. Coherent variations of monthly mean total ozone and lower stratospheric temperature // J. Geophys. Res. – 1994. – 99, N D3. – P. 5433–5447.
- Ren R.-C., Cai M., Xiang C., Wu G. Observational evidence of the delayed response of stratospheric polar vortex variability to ENSO SST anomalies // Clim. Dyn. – 2012. – 38, N 7-8. – P. 1345–1358.
- Schneider D. P., Deser C., Okumura Y. An assessment and interpretation of the observed warming of West Antarctica in the austral spring // Clim. Dyn. – 2012. – 38, N 1-2. – P. 323–347.
- Schoeberl M. R. Stratospheric warmings: observations and theory // Revs Geophys. and Space Phys. — 1978. — 16, N. 4. — P. 521—538.

- Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2010. Geneva: World Meteorological Organization, 2011. — Report N 52.
- Shindell D. T., Wong S., Rind D. Interannual variability of the Antarctic ozone hole in a GCM. Part I: The influence of tropospheric wave variability // J. Atmos. Sci. – 1997. – 54, N 18. – P. 2308–2319.
- 26. Shindel, D. N., Rind D., Balachandran N. Interannual variability of the Antarctic ozone hole in a GCM. Part II: A comparison of unforced and QBO-induced variability // J. Atmos. Sci. – 1999. – 56, N 12. – P. 1873– 1884.
- Stolarski R. S., Frith S. M. Search for evidence of trend slow-down in the long-term TOMS/SBUV total ozone data record: the importance of instrument drift uncertainty // Atmos. Chem. Phys. – 2006. – 6, N 12. – P. 4057– 4065.
- 28. van der A R. J., Allaart M. A. F., Eskes H. J. Multi sensor reanalysis of total ozone // Atmos. Chem. Phys. – 2010. – 10, N 22. – P. 11277–11294.
- Wirth V. Quasi-stationary planetary waves in total ozone and their correlation with lower stratospheric temperature // J. Geophys. Res. — 1993. — 98D, N 5. — P. 8873— 8882.

Надійшла до редакції 11.05.12

#### V. O. Kravchenko, O. M. Yevtushevskyi, H. P. Milinevskyi

### DISTANT TROPOSPHERE-STRATOSPHERE TELECONNECTIONS FROM 30-YEAR SATELLITE MEASUREMENTS OF THE ANTARCTIC OZONE

We analyzed a response of the Antarctic ozone to surface temperature variations in the Tropical Pacific during the existence of the ozone hole. The tropical Pacific region is characterized by a large variability in sea surface temperature which causes global impact on the atmospheric circulation. We studied the period from 1980 to 2010. Total ozone satellite measurements made in October were compared with the tropical temperature values for the 18 preceding months. We revealed the maximum of the coefficient of the correlation between the ozone concentration over the West Antarctica in October and the surface temperature in the Central Pacific (160-220° E) in June, four months earlier (r = 0.7). Negative correlation over the East Antarctica was observed. Because of this, the zonal mean ozone data are less suitable for an estimation of the tropical thermal anomaly influence on the Antarctic stratosphere and for an analysis of the propagation pathways for the related disturbances.

#### УДК 528.835+855

## М. О. Попов<sup>1</sup>, С. А. Станкевич<sup>1</sup>, Я. І. Зєлик<sup>2</sup>, С. В. Шкляр<sup>1</sup>, О. В. Семенів<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Державна установа «Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі

Інституту геологічних наук Національної академії наук України», Київ

<sup>2</sup> Інститут космічних досліджень Національної академії наук України

та Державного космічного агентства України, Київ

# КАЛІБРУВАННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЧУТЛИВОСТІ СЕНСОРА БАГАТОСПЕКТРАЛЬНОЇ СУПУТНИКОВОЇ СИСТЕМИ «СІЧ-2» ЗА НАЗЕМНИМИ СПЕКТРОМЕТРИЧНИМИ ВИМІРЮВАННЯМИ: ПОПЕРЕДНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Викладено метод оцінювання спектральної чутливості сенсора багатоспектральної супутникової системи «Січ-2» за результатами космічного знімання тестових об'єктів контрольно-калібрувального полігону. Запропоновано спеціальну параметризацію функцій спектральної чутливості сенсора багатоспектральної знімальної системи, яка дозволяє розв'язати систему рівнянь переносу оптичного випромінювання аналітично. Наведено попередні результати калібрування спектральної чутливості сенсора багатоспектральної системи «Січ-2» за реальними знімками та наземними спектрометричними вимірюваннями.

### ВСТУП

Супутникові методи вимірювань є найбільш ефективними для досліджень земних утворень у регіональному та глобальному масштабах. Потреби вирішення більшості тематичних задач дистанційного зондування Землі (ДЗЗ) пред'являють усе більш жорсткі вимоги до точності супутникових вимірювань [1], тому оператори супутникових систем спостереження Землі постійно вдосконалюють методи їхнього калібрування.

Застосування багатоспектральних супутникових систем дозволяє одержувати додаткову інформацію про склад і властивості об'єктів земної поверхні. Проте спектральні супутникові вимірювання вимагають точних фізичних основ і надійної технічної бази, що досягається шляхом спектрального калібрування сенсорів. Задачею спектрального калібрування сенсора є визначення функції спектральної чутливості фотоприймального пристрою у кожному спектральному діапазоні багатоспектральної знімальної системи.

### ЗАДАЧА ТА МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЧУТЛИВОСТІ

Спектральна чутливість визначається експериментально в лабораторних умовах перед запуском багатоспектральної супутникової системи шляхом зіставлення вихідного сигналу фотоприймального пристрою при надходженні стандартних вхідних сигналів з відомими спектральними розподілами оптичного випромінювання [2]. Спектральна чутливість нормується відносно свого максимуму і позначається  $S(\lambda)$ .

В умовах практичного застосування супутникової системи ДЗЗ спектральні характеристики її сенсора можуть відрізнятися від лабораторно виміряних, тому вони мають періодично оцінюватися у польоті. Такі оцінки базуються, з одного боку, на теоретичних моделях поширення електромагнітного випромінювання, а з іншого — на

<sup>©</sup> М. О. ПОПОВ, С. А. СТАНКЕВИЧ, Я. І. ЗЄЛИК,

С. В. ШКЛЯР, О. В. СЕМЕНІВ, 2012

обробці одержуваних зображень спеціально визначених наземних тестових об'єктів.

Спектральна чутливість сенсора багатоспектральної системи використовується для обчислення спектральної енергетичної яскравості оптичного випромінювання  $L_j$  в робочому спектральному діапазоні [5]:

$$L_j = \int_0^\infty L(\lambda) S_j(\lambda) \, d\lambda \,, \qquad (1)$$

де  $L(\lambda)$  — спектральна густина енергетичної яскравості оптичного випромінювання на вході фотоприймального пристрою, Вт/(м<sup>2</sup>мкм·ср), *j* — номер спектрального діапазону.

Без знання спектральної чутливості сенсора неможливо здійснювати радіометричне калібрування та радіометричну корекцію зображень багатоспектральної супутникової системи.

В загальному випадку визначення спектральної чутливості сенсора оптико-електронної знімальної апаратури за результатами тестового знімання об'єкта навіть з точно відомою спектральною відбивною здатністю є математично некоректною задачею [4]. Справді, нехай знімальна система має нормовану спектральну чутливість  $S_j(\lambda)$  у спектральному діапазоні *j*. Якщо на поверхні *i*-го об'єкта зйомки забезпечується спектральна густина енергетичної опроміненості  $E_0(\lambda)$ , то спектральна яскравість зареєстрованого оптичного сигналу (1) складе



*Рис.* 1. До параметризації спектральних характеристик багатоспектральної знімальної системи: 1— залежність (4), 2— залежність (5)

$$L_{ij} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\infty} E_0(\lambda) \,\rho_i(\lambda) \,\tau(\lambda) \,S_j(\lambda) \,d\lambda \,, \qquad (2)$$

де  $\rho_i(\lambda)$  — спектральний коефіцієнт відбиття об'єкта зйомки,  $\tau(\lambda)$  — спектральний коефіцієнт пропускання атмосфери. Оскільки реальна ширина робочих спектральних діапазонів сенсора багатоспектральної знімальної системи не дуже

велика, то спектральнуе нергетичну опроміненість  $E = \begin{bmatrix} 1 & \int E(x) dx \end{bmatrix}$  та спектральние пропискания

$$E_j = \frac{1}{\Delta \lambda_j} \int_{\lambda_j} E_0(\lambda) d\lambda$$
 та спектральне пропускання  
этмосфери  $\tau = \frac{1}{\Delta \lambda_j} \int_{\lambda_j} \tau(\lambda) d\lambda$  у нершому избли

атмосфери  $\tau_j = \frac{1}{\Delta \lambda_j} \int_{\lambda_i} \tau(\lambda) d\lambda$  у першому набли-

женні можна вважати постійними. Тоді

$$L_{ij} = \frac{\tau_j E_j}{\pi} \int_0^\infty \rho_i(\lambda) S_j(\lambda) d\lambda.$$
 (3)

Для відомого  $\rho_i(\lambda)$  із (3) неможливо відновити довільну функцію  $S_j(\lambda)$  за виміряним значенням  $L_{ij}$ . Для розв'язання цієї некоректної задачі пропонується застосовувати параметризацію функцій  $S_j(\lambda)$  и  $\rho_i(\lambda)$ . При вдалому підборі їхнього вигляду рівняння (3) можна розв'язати аналітично. Зокрема, спектральну чутливість можна апроксимувати гауссіаною з параметрами  $k_i$ ,  $\lambda_i$  та  $\sigma_i$ :

$$S_j(\lambda) = k_j \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_j)^2}{2\sigma_j^2}\right].$$
 (4)

Якщо підібрати об'єкти зйомки з лінійними спектральними характеристиками у всьому робочому спектральному діапазоні (рис. 1):

$$\rho_i(\lambda) = a_{ij}\lambda + b_{ij},\tag{5}$$

де  $a_{ij}$  та  $b_{ij}$  — постійні коефіцієнти, то з урахуванням виразу

$$\int_{0}^{\infty} \rho_{i}(\lambda) S_{j}(\lambda) d\lambda \approx$$

$$\approx k_{j} \int_{-\infty}^{\infty} (a_{ij}\lambda + b_{ij}) \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_{j})^{2}}{2\sigma_{j}^{2}}\right] d\lambda =$$

$$= \sqrt{2\pi} k_{j} \sigma_{j} (a_{ij}\lambda_{j} + b_{ij}) \qquad (6)$$

параметри гауссіани  $k_j \sigma_j$  та  $\lambda_j$  можна знайти методом найменших квадратів. Мінімізуємо суму квадратів нев'язок:

$$\sum_{i=1}^{n} \left[ \sqrt{2\pi} \, k_j \, \sigma_j \left( a_{ij} \lambda_j + b_j \right) - \frac{\pi L_{ij}}{E_j \, \tau_j} \right]^2 \to \text{min.} \quad (7)$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2012. Т. 18. № 5

Оцінка параметрів задовольняє системі рівнянь

$$\sum_{i=1}^{n} \left( \sqrt{2\pi} k_{j} \sigma_{j} \lambda_{j} a_{ij} + \sqrt{2\pi} k_{j} \sigma_{j} b_{ij} - \frac{\pi L_{ij}}{E_{j} \tau_{j}} \right) a_{ij} = 0,$$
(8)

$$\sum_{i=1}^{n} \left( \sqrt{2\pi} k_j \sigma_j \lambda_j a_{ij} + \sqrt{2\pi} k_j \sigma_j b_{ij} - \frac{\pi L_{ij}}{E_j \tau_j} \right) b_{ij} = 0.$$

Система (8) має розв'язок

$$\begin{pmatrix} k_{j} \sigma_{j} \\ k_{j} \sigma_{j} \lambda_{j} \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} b_{ij}^{2} & \sum_{i=1}^{n} a_{ij} b_{ij} \\ \sum_{i=1}^{n} a_{ij} b_{ij} & \sum_{i=1}^{n} a_{ij}^{2} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} b_{ij} \frac{\pi L_{ij}}{E_{j} \tau_{j}} \\ \sum_{i=1}^{n} a_{ij} \frac{\pi L_{ij}}{E_{j} \tau_{j}} \end{pmatrix}. (9)$$

Якщо коефіцієнт  $k_j$  невідомий, то параметр  $\sigma_j$  не ідентифікований, ідентифікований лише добуток  $k_i \sigma_j$ .

Прикладами природних і штучних покриттів, спектри яких приблизно лінійні у межах окремих спектральних діапазонів багатоспектральної знімальної системи «Січ-2» в діапазоні 0.5— 1.7 мкм, є відкритий ґрунт, пісок, асфальт, бетон, скло, суха рослинність, оброблене дерево, нефарбований алюміній, свіжий сніг, лід, чиста вода [9].

# РЕЗУЛЬТАТИ КАЛІБРУВАННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЧУТЛИВОСТІ СЕНСОРА «СІЧ-2»

Викладений метод перевірявся на реальних багатоспектральних супутникових знімках території підсупутникового калібрувального полігону Національного центру управління та випробування космічних засобів (НЦУВКЗ), с. Вітине, АР Крим, одержаних 8 листопада 2011 р. супутниковою системою «Січ-2» (рис. 2).



*Рис.* 2. Багатоспектральне супутникове зображення «Січ-2» Вітине – Молочне, АР Крим, 08.11.2011, просторова розрізненність 7.8 м, спектральні діапазони 2 (0.61—0.68 мкм), 3 (0.79—0.89 мкм), 1 (0.50—0.59 мкм)



*Рис. 3.* Схема розташування тестових об'єктів на території НЦУВКЗ: *а* — майданчик № 1, *б* — майданчик № 3



*Рис.* 4. Проведення спектрометричних вимірювань у чаші антени радіотелескопа РТ-70

Для калібрування спектральної чутливості сенсора багатоспектральної системи «Січ-2» використовувались дані наземних спектрометричних вимірювань об'єктів НЦУВКЗ, що провадились синхронно із супутниковою зйомкою. Як тестові обиралися природні та штучні об'єкти робочих майданчиків № 1 і № 3 НЦКВУЗ з великими відносно гомогенними поверхнями. На рис. 3 показано розташування тестових об'єктів на території НЦУВКЗ.

Для вимірювань спектральних характеристик відбиття вибраних об'єктів на території НЦУВКЗ (рис. 4) використовувався польовий цифровий спектрометр ASP-100F з такими технічними характеристиками:

• спектральний діапазон  $\lambda = 0.19 - 1.1$  мкм,

• спектральна розрізненність  $\Delta \lambda = 0.05 - 1.35$  нм,

• розрядність кодування сигналу 12 біт.

Для якісного контролю реального положення точок вимірювань і подальшої їхньої геоприв'язки до знімків «Січ-2» використовувався приймач GPS.

Перелік тестових об'єктів, що залучалися до спектрального калібрування сенсорів супутни-кової системи «Січ-2», представлено у табл. 1.

Відновлення коефіцієнта спектрального відбиття  $\rho_0(\lambda)$  тестових об'єктів за матеріалами космічного знімання потребує додаткового фізичного моделювання розповсюдження оптичного випромінювання [10]:

$$\rho_0(\lambda) = \frac{\pi L(\lambda)}{\tau(\lambda) \exp\left[\frac{\ln \tau(\lambda)}{\sin \theta}\right] E_0(\lambda) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)},$$

де  $\phi$  — географічна широта,  $\delta = 23.45^{\circ} \sin\left(2\pi \frac{284+d}{365}\right)$ 

— кутове схилення Сонця в день зйомки, d — порядковий номер дня зйомки в році, t — місцевий час зйомки у годинах,  $\theta$  — кутова висота Сонця над горизонтом під час зйомки, яка знаходиться з відомої формули [11]

$$\sin \theta = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \left( \pi \frac{13-t}{12} \right),$$

N⁰	Код	Найменування	L <sub>1</sub> , (0.50—0.59 мкм), Вт/(м <sup>2</sup> мкм∙ср)	L <sub>2</sub> , (0.61—0.68 мкм), Вт/(м <sup>2</sup> мкм · ср)	L <sub>3</sub> , (0.79—0.89 мкм), Вт/(м <sup>2</sup> мкм∙ср)
1	P16	Стадіон	5.33	8.17	6.08
2	P13	Плац	11.49	15.79	9.40
3	Z113_2	Дах клубу	7.26	10.19	6.66
4	A12	Антенний комплекс АДУ-1000	22.81	26.70	14.52
5	A31	Чаша радіотелескопа РТ-70	13.33	17.93	9.66
6	P33	Бетонний майданчик	8.97	12.67	7.55
7	P31	Асфальтовий майданчик	10.04	14.19	8.62
8	Z31_1	Дах апаратного корпусу	3.95	4.29	2.06
9	M20	Солончаковий берег озера	16.52	23.81	15.00

Таблиця 1. Характеристики тестових об'єктів зйомки багатоспектральної супутникової системи «Січ-2»





Спектр оптичного випромінювання об'єктів земної поверхні складається зі спектрів відбитого сонячного випромінювання та власного теплового випромінювання і описується законом Планка [3]:

$$E_{0}(\lambda) = \frac{2\pi hc^{2}}{\lambda^{5} \left( \exp\left(\frac{hc\lambda_{*}}{kb\lambda}\right) - 1 \right)} \left( \frac{R_{*}}{D_{*}} \right)^{2} + \frac{2\pi hc^{2}}{\lambda^{5} \left( \exp\left(\frac{hc}{k\lambda T_{0}}\right) - 1 \right)},$$

де  $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$  Вт · c<sup>2</sup> — стала Планка,  $c = 3 \times 10^5$  км/с — швидкість світла у вакуумі,  $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — стала Больцмана,  $\lambda_* = 0.47$  мкм — довжина хвилі максимуму сонячного випромінювання, b = 2898 мкм · К — стала Віна,  $R_* = 6.96 \cdot 10^5$  км — радіус Сонця,  $D_* = 1.5 \times 10^8$  км —

середня відстань від Сонця до Землі, *T*<sub>0</sub>, К — власна температура об'єкта земної поверхні.

Спектрометричні вимірювання для кожного об'єкта здійснювались не менше ніж у п'яти точках. У свою чергу, у кожній точці виконувалося не менше п'яти вимірювань. Одержані усереднені за точками вимірювань залежності спектрального відбиття тестових об'єктів від довжини хвилі показано на рис. 5.

Одержані спектральні характеристики (рис. 5) лінеаризовано за методом найменших квадратів у межах кожного спектрального діапазону багатоспектральної знімальної системи «Січ-2». На рис. 6 показано приклади лінеаризації відповідних фрагментів спектрів відбиття тестових об'єктів.

Далі з виразу (9) розраховувалися параметри апроксимаційних гауссіан  $\{\lambda_j, k_j \sigma_j\}$  для кожного спектрального діапазону сенсора «Січ-2». За їхніми значеннями можна визначити межі спект-

*Таблиця 2.* Параметри апроксимаційних гауссіан спектральної чутливості сенсора багатоспектральної супутникової системи «Січ-2»

Спектральний діапазон	Номінальне Δλ, нм	τ	<i>L</i> <sub>0</sub> , Вт/(м <sup>2</sup> мкм∙ср)	λ <sub>j</sub> , нм	<i>FWHM</i> , нм
1	500-590	0.897	36.463	425.80—646.28	48.18-204.56
2	610-680	0.932	42.544	666.49-754.15	58.93-64.52
3	790—890	0.955	34.221	661.17-1100.72	65.97-115.37



*Рис. 6.* Лінеаризовані спектральні характеристики тестових об'єктів багатоспектральної знімальної системи «Січ-2»: *а* — стадіон, спектральний діапазон 1 (0.50—0.59 мкм), *б* — дах апаратного корпусу, спектральний діапазон 2 (0.61—0.68 мкм), *в* — бетонний майданчик, спектральний діапазон 3 (0.79—0.89 мкм)

рального діапазону реєстрації по заданому рівню  $p \in [0, 1]$  як

$$\Delta\lambda_j(p) = \lambda_j \pm \sigma_j \sqrt{-2\ln p} \,.$$

Зазвичай використовується величина *FWHM* — ширина спектрального діапазону на рівні p = 0.5.

Попередні результати оцінювання спектральної чутливості сенсора багатоспектральної супутникової системи «Січ-2» свідчать про недостатню стабільність вимірювань. Так, значення



*Рис.* 7. Апроксимовані (*a*) та лабораторні (*б*) спектральні чутливості сенсора багатоспектральної супутникової системи «Січ-2»

центральної довжини хвилі інколи виходять за межі номінальних спектральних діапазонів сенсора, а величини параметрів суттєво залежать від складу тестових об'єктів, використаного для їхньої оцінки. Це може пояснюватися похибками наземних спектрометричних вимірювань, відхиленнями фактичних параметрів атмосфери над об'єктами зйомки від розрахункових та нелінійністю передавальних характеристик сенсора. Водночас статистично усереднені параметри апроксимаційних гауссіан досить добре узгоджуються з очікуваними: виявлено систематичне зміщення центральної довжини хвилі на 5-10 % у короткохвильову область спектру та систематичне звуження ширини спектрального діапазону на 10-40 %. Визначені за зображеннями тестових об'єктів на космічному знімку рис. 2 параметри спектральної чутливості сенсора багатоспектральної супутникової системи «Січ-2» зведено до табл. 2.

Одержані результати ілюструються рис. 7, *а*. Для порівняння на рис. 7, *б* наведено лабораторні спектральні характеристики робочих діапазонів багатоспектральної супутникової системи «Січ-2» [7].

### ВИСНОВКИ

Аналіз результатів апроксимації свідчить про важливість ретельного підбору тестових об'єктів для спектрального калібрування сенсорів багатоспектральних знімальних систем, що підтверджується також даними [8]. При відборі тестових об'єктів слід керуватися не тільки стабільністю їхніх спектральних характеристик, але й ще їхнього несхожістю. Так, залучення тестових об'єктів з подібними розподілами спектрального відбиття надає гірші результати апроксимації, ніж залучення тестових об'єктів зі спектральними характеристиками, що суттєво відрізняються. Запропонована модель параметризації не є єдино можливою. Наприклад, можна розглянуті варіанти апроксимації функцій спектральної чутливості  $S_i(\lambda)$  прямокутним сегментом або трапецією. Сучасні чисельні методи дозволяють розв'язувати системи інтегральних рівнянь виду (2) навіть у тому разі, якщо інтеграли не можна обчислити аналітично.

Повномасштабне калібрування має проводитися на основі більш точних та репрезентативних спектрометричних вимірювань на тестових об'єктах контрольно-калібрувального полігону та передбачати статистичну оцінку точності за результатами обробки значної кількості космічних знімків.

Подальші дослідження доцільно спрямувати на створення бібліотек спектральних характеристик тестових об'єктів за даними прецизійного наземного спектрометрування та розробку автоматизованої методики спектрального калібрування багатоспектральних супутникових систем ДЗЗ [6].

- Багатоспектральні методи дистанційного зондування Землі в задачах природокористування / За ред. В. І. Лялька, М. О. Попова. — Київ: Наук. думка, 2006. — 360 с.
- 2. Ваваев В. А., Василейский А. С., Жуков Б. С. и др. Наземная калибровка камер КМСС для КА «Метеор-М» // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. — 2009. — 6, № 1. — С. 251—258.
- Криксунов Л. З. Справочник по основам инфракрасной техники. — М.: Сов. радио, 1978. — 400 с.

- Станкевич С. А. Виявлення додаткових розпізнавальних ознак об'єктів за результатами багатозонального дистанційного спостереження в інфрачервоному спектральному діапазоні // Тр. академії. 1999. Вип. 23. С. 92—99.
- 5. Станкевич С. А. Информативность оптических диапазонов дистанционного наблюдения Земли из космоса: практические алгоритмы // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 2. — С. 22—27.
- 6. *Станкевич С. А., Титаренко О. В., Шкляр С. В.* Ефективна обробка даних польового спектрометрування в природоресурсних задачах // Доп. НАН України. 2010. № 12. С. 110—115.
- 7. *Тягур В. М., Лихоліт М. І., Колобродов В. Г.* Оптичні системи космічних багатоспектральних сканерів // Наук. вісті НТУУ «КПІ». 2006. № 6. С. 125—132.
- Biggar S. F., Slater P. N., Gellman D. I. Uncertainties in the in-flight calibration of sensors with reference to measured ground sites in the 0.4—1.1 μm range // Remote Sens. Environ. — 1994. — 48, N 2. — P. 245—252.
- 9. *Clark R. N., Swayze G. A., Wise R., et al.* USGS digital spectral library splib06a / USGS Digital Data Series 231, 2007. 1254 p.
- Schowengerdt R. A. Remote Sensing: Models and Methods for Image Processing. — San Diego: Academic Press, 2007. — 560 p.
- Staenz K., Secker J., Gao B.-C., et al. Radiative transfer codes applied to hyperspectral data for the retrieval of surface reflectance // ISPRS J. Photogrammetry and Remote Sens. — 2002. — 57, N 3. — P. 194—203.

Надійшла до редакції 23.04.12

M. A. Popov, S. A. Stankevich, Ya. I. Zyelyk, S. V. Shklyar, O. V. Semeniv

### SENSOR SPECTRAL RESPONSE CALIBRATION OF THE «SICH-2» MULTISPECTRAL SATELLITE SYSTEM FROM GROUND-BASED SPECTROMETRY MEASUREMENTS: PRELIMINARY RESULTS

We present a method for the sensor spectral response calibration of the «Sich-2» multispectral satellite system on the basis of satellite imaging for ground calibration test sites. A special parameterization of spectral response functions of the multispectral sensor is proposed. The parameterization allows one to solve analytically a system of equations for optical radiation transfer. We discuss our preliminary results for the sensor spectral response calibration of the «Sich-2» multispectral satellite system which are obtained from actual imagery and ground spectrometry measurements. УДК 629.76

# В. П. Горбулин<sup>1</sup>, А. П. Кушнарёв<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Президія Національної академії наук України, Київ
<sup>2</sup> Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», Дніпропетровськ

# МОДЕЛИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ РК И ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНОЙ СТРАТЕГИИ ИХ ОТРАБОТКИ

Аналізуються методологічні проблеми прогнозування техніко-економічних показників ракетних комплексів і показників їхньої надійності на етапі системного проектування. Отримані результати дозволяють вирішувати задачі прогнозування витрат на відпрацювання ракетного комплексу та їхнього оптимального розподілу між наземним і політним етапами відпрацювання.

# РАКЕТНО-КОСМИЧЕСКАЯ ОТРАСЛЬ УКРАИНЫ ПОСЛЕ ДВАДЦАТИ ЛЕТ НЕЗАВИСИМОСТИ

На момент распада СССР доставшаяся в наследие Украине ракетно-космическая отрасль была признана мировым лидером в области создания боевой ракетной техники, ракет-носителей космических аппаратов (КА) и собственно КА. Основу отрасли составили головные предприятия — КБ «Южное» и ПО «Южный машиностроительный завод». Из двадцати принятых на вооружение Советской Армии ракетных комплексов стратегического назначения тринадцать были разработаны и изготовлены кооперацией разработчиков, возглавляемых этими предприятиями.

О размахе и масштабах работ свидетельствуют оценки объемов финансирования этих двух предприятий предусмотренного в бюджете 1990 г. — 420 млн дол.

После обретения независимости положение в отрасли радикально изменилось — исчезли емкие оборонные заказы, началась потеря коммерческих связей между предприятиями СНГ, изменились стратегические задачи отрасли, к тому же в стране разразился экономический кризис

© В. П. ГОРБУЛИН, А. П. КУШНАРЁВ, 2012

в связи с трансформацией экономики от плановой к рыночной.

В Украине разрабатывались собственные подходы к обеспечению национальной безопасности, исходя из провозглашенных намерений придерживаться неядерных принципов и проводить политику, направленную на полное уничтожение ядерного оружия и компонентов его базирования.

Было ясно, что рассчитывать в будущем на оборонные заказы по созданию новых образцов боевой ракетной техники стратегического назначения не приходится, и отрасль необходимо радикально трансформировать, поскольку унаследованные мощности на 90 % были ориентированы на производство МБР. Основой для такой трансформации стала принятая стратегия выхода из кризиса, в основе которой: разработка собственных национальных проектов, активное участие в проектах России и Казахстана; развертывание межгосударственного коммерческого сотрудничества с ведущими фирмами США, России, Китая, стран Западной Европы.

Оценивая сегодняшнюю ситуацию в стране, можно считать, что принятая стратегия себя оправдала — Украина сохранила статус ракетнокосмической державы и имеет перспективы для наращивания своих возможностей. Этому в определенной мере способствовал поиск новых подходов к выбору путей развития и разработки ракетной техники, адаптированных к новым экономическим условиям. Поиск этих путей базировался на мощном научнотехническом фундаменте, сформированном в предыдущие годы в процессе создания четырех поколений боевых ракетных комплексов, ракетносителей и космических аппаратов.

При этом на первый план выходила проблема поиска путей минимализма экономических затрат, что требовало разработки на базе предшествующего опыта методологии оценки экономических показателей комплексов, обобщение возможных схем отработки комплексов, увязка этапов наземной отработки и летных испытаний.

Одной из первых попыток сформулировать новый методологический подход к проектированию в изменившихся условиях явилась работа [5], в которой исследуются методологические и методические проблемы прогнозирования технико-экономических показателей РК на начальном этапе проектирования, создания экономико-методологических моделей, позволяющих решать задачу оптимальной отработки РК, прогнозировать показатели их надежности, решать задачи рациональной преемственности разработки, путей модернизации освоенных в производстве комплексов.

Анализ этих задач с позиций сегодняшнего дня подтверждает их актуальность.

Полученные в работе результаты позволяют на начальном этапе разработки РК прогнозировать минимальные затраты на отработку и их оптимальное распределение между этапами наземной и летной отработки РК.

В основе разработок — анализ статистических материалов по результатам наземной и летной отработки 12 РК разработки КБ «Южное» и ПО «Южный машиностроительный завод», среди которых носитель 11К77, занимающий важное место среди сегодняшней продукции этих предприятий.

Задачей настоящей публикации является развитие наиболее актуальных на сегодня результатов работы в аспекте обеспечения возможности их практического применения в сегодняшних условиях.

### ПРОГНОЗ ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ РК НА НАЧАЛЬНОМ ЭТАПЕ РАЗРАБОТКИ

Строгий подход к определению технико-экономических показателей (ТЕП) предполагает последовательный расчет и суммирование показателей в соответствии со структурной схемой РК и ракеты, начиная от отдельных элементов и заканчивая полной стоимостью пуска на этапе ЛИ.

С использованием такого рода массивов рассчитываются затраты на отработку (отдельно для всех видов наземной отработки и этапа ЛИ).

Однако такой подход является весьма трудоемким из-за структурной сложности РК как системы, к тому же на начальном этапе разработки (до этапов технической и технологической разработки) имеющееся описание РК ограничено.

Так, после этапа эскизного проектирования известными для разработчика являются: требования к ТТХ РК, тип РК, тип двигателя, вес доставляемого груза (полезной нагрузки), объем производства, а также компоновка ракеты, весовые характеристики, ресурс эксплуатации комплекса, требования к обслуживанию.

На начальных этапах разработки, как показано в работе [5], более приемлемым является использование ТЭП и конструктивных характеристик ближайшего прототипа, а также обобщенных показателей, позволяющих перейти от прототипа к новой разработке через ряд определенных показателей по такой схеме. Полная сумма затрат на разработку и отработку РК равна

$$3_{\rm CYM} = A \cdot G_{\rm K} \cdot K_{\rm H} \cdot K_{\rm CJ} \cdot K_{\rm PA3P}, \qquad (1)$$

где A — постоянный коэффициент, получаемый по результатам статистической обработки используемых данных по прототипам (составляющая затрат на 1 кг веса конструкции),  $G_{\rm K}$  вес «сухой» конструкции (без топлива),  $K_{\rm CЛ}$  коэффициент сложности новой разработки по отношению к прототипу,  $K_{\rm H}$  — коэффициент новизны,  $K_{\rm PA3P}$  — коэффициент увеличения затрат из-за неоптимальности планирования и финансирования (коэффициент разработки и календарного планирования).

Ракетный	Коэффициенты								
комплекс	А, руб/кг	<i>а</i> <sub>1</sub> , у.е.б.	<i>a</i> <sub>2</sub> , y.e.a. <sup>-1</sup>	<i>a</i> <sub>3</sub> , кг/у.е.а.	Ь	с	d		
На жидком топливе На твердом топливе	118 73.76	0.0065 0.0067	0.0043 0.00245	0.00118 0.00844	1.084 0.7102	0.443 0.5353	0.084 0.2394		

Таблица 1. Коэффициенты аппроксимирующей зависимости показателя сложности

Примечание. Значения *А* получены по результатам оценки ТЕП в рублях. Если ТЕП прототипа будут пересчитаны в другие денежные единицы, то значения *А* изменятся, а результаты расчетов *З*<sub>сум</sub> будут получены в соответствующих единицах.

Таблица 2. Коэффициенты сложности ракетных комплексов с ЖРД

Π	Ракетный комплекс						
показатель	8K64	8K67	15A15	15A16	15A14	15A18	
Коэффициент сложности	0.08475	0.16598	0.46658	0.60854	0.4949	0.8893	
Изменение по отношению к комплексу 8К64, %	100	195.8	550.5	718.0	583.9	813.0	

Таблица 3. Динамика коэффициентов сложности ракетных комплексов с ТТРД

	Ракетный комплекс				
Показатель	15Ж44	15Ж62	15Ж61		
Коэффициент сложности	0.574	0.932	0.844		
Темп изменения по отноше- нию к комплексу 15Ж44, %	100	162.4	147.0		

Однако получение обоснованных значений введенных коэффициентов является достаточно сложной задачей.

При наличии хотя бы минимальной статистики по прототипам возможно на их основе получение аппроксимирующих зависимостей.

В условиях независимой Украины накоплены определенные статистические данные только для РН типа «Зенит» и семейства ракет-носителей «Циклон», к которым могут быть отнесены данные по БРК 8К67, 8К69, и ракетам-носителям «Циклон-2», «Циклон-3». Следовательно, представляется возможным проведение практических расчетов на основании полученной статистики для этих двух направлений.

В случае решения задачи разработки боевых комплексов единственной возможностью является использование результатов обработки статистики для комплексов разработки до 1990 г. В основу этого подхода положена гипотеза, что определяющее влияние на уровень сложности РК новой разработки оказывают основные TTX комплекса: боеготовность, защищенность (мобильность) старта, масса полезной нагрузки (боевой ступени), коэффициент, характеризующий эффективность боевой ступени.

В результате такого подхода получены следующие зависимости:

$$K_{\rm CJ} = b \cdot {\rm K}^{\rm C}_{\rm \Pi \rm H} + d, \qquad (2)$$

$$K_{\Pi H} = b(a_1 y_1 + a_2 y_2 + a_3 y_3), \qquad (3)$$

где b, c, d,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  — аппроксимирующие коэффициенты,  $y_1$  — приведенные требования в части боеготовности (усл. единица боев. гот.)<sup>-1</sup>,  $y_2$  — приведенные требования по защищенности,  $y_3$  — приведенная эффективность оснащения на килограмм полезной нагрузки.

Результаты определения аппроксимирующих коэффициентов и стоимостного коэффициента *А* представлены в табл. 1, а результаты расчетов в табл. 2, 3.

Для повышения точности оценки ТЭХ предложен подход к учету уровня организационного обеспечения.

В результате анализа имеющейся статистики по планированию разработки и проектирования

получены поправочные коэффициенты. После их объединения с функциями (1), (2), (3) получены следующие обобщенные формулы для оценки суммарных затрат на разработки РК.

Для РК с жидкостными ракетами

$$\begin{aligned} \mathcal{3}_{\text{сум}} &= AG_{\text{K}}[0.0027T_{1}K_{\text{H}}^{-0.44}K_{\text{СЛ}} + 0.12K_{\text{НДУ}}K_{\text{СЛ}}^{0.6}K_{\text{H}}^{0.8} + \\ &\quad + 0.11K_{\text{НДУ}}K_{\text{СЛ}}^{0.73}K_{\text{H}} + 0.24K_{\text{СЛ}}K_{\text{H}}^{0.48} + \\ &\quad + 0.009K_{\text{H}}^{2}K_{\text{СЛ}}\sum_{i=1}^{n}n_{i}\ln(P_{1}/P_{\text{HA3}}) + 0.233K_{\text{H}}K_{\text{СЛ}}], \end{aligned}$$
где  $K_{\text{НДУ}}$  — новизна двигательных установок.  
Для РК с твердотопливными ракетами

$$\begin{split} \mathcal{3}_{\rm cym} &= AG_{\rm K}(0.05K_{\rm CJ}^{*0.16}K_{\rm H}^{1.69} + 0.196K_{\rm CJ}^{*-0.04}K_{\rm H}^{*1.5} + \\ &\quad + 0.497K_{\rm CJ}^{*1.84}K_{\rm H}^{*1.15} + 0.305K_{\rm CJ}^{*1.91}K_{\rm H}^{*0.67}). \end{split}$$

### ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ СТРАТЕГИИ ОТРАБОТКИ

Весь процесс отработки РК и ракеты делится на два принципиально отличных этапа:

• наземные испытания, которые в свою очередь включают ряд подэтапов (автономные, комплексные, помодульные) и распадаются на поузловую отработку;

• летные испытания с полным функционированием всех штатных систем РК на этапе подготовки и обеспечения старта и собственно ракеты.

Поскольку условия функционирования систем в наземных условиях отличаются от полетных, то возможности этого этапа ограничены и не могут обеспечить достижения надежности выше  $P_{\text{HA3}}^{\text{max}} << P_{\Pi N}^{\text{TP}}$ .

В свою очередь при ЛИ обеспечиваются реальные штатные условия функционирования всех элементов и систем, а также полномасштабное функционирование комплекса как сложной системы при взаимодействии всех его составляющих.

При этом при увеличении числа пусков в ЛИ достигается уровень надежности, стремящийся к пределу, определяющемуся исключительно случайными факторами, которые невозможно предсказать, и следовательно, исключить.

Таким образом, этап ЛИ неизбежен, однако его продолжительность по числу пусков будет определяться уровнем надежности  $P_{\rm HA3}^{\rm K}$  на ко-

нец этапа наземной отработки и заданным уровнем надежности  $P_{\Pi U}^{\mathrm{TP}}$  на конец этапа ЛИ.

Целевая функция принимается в виде следующей зависимости для суммарных затрат на разработку:

$$\boldsymbol{3}_{\text{сум}}^{*} = \sum_{j=1}^{I} \boldsymbol{3}_{j} (\boldsymbol{P}_{j}, \boldsymbol{P}_{\text{HA3j}}^{\text{TP}}, N_{J}) + \boldsymbol{C}_{n} \cdot \boldsymbol{n} (\boldsymbol{P}_{\text{HA3}}^{\text{TP}}, \boldsymbol{P}_{\text{ЛИ}}),$$

где  $3_{\text{сум}}^*$  — суммарные затраты на экспериментальную отработку,  $3_j$  — затраты на наземную отработку (автономные и комплексные испытания) *j*-й системы (узла),  $P_j$  — надежность *j*-й системы (узла), достигнутая до начала наземной отработки,  $P_{\text{HA3}j}^{\text{TP}}$  — требуемая надежность *j*-й системы (узла) при проведении наземных испытаний,  $P_{\Pi N}$  — надежность ракеты при проведении летных испытаний,  $N_j$  — число наземных испытаний *j*-й системы (узла),  $C_n$  — стоимость пуска (средние затраты на подготовку и проведение одного летного испытания ракеты), n — число летных испытаний.

Решение задачи минимизации  $3^*_{сум}$  с учетом основных этапов отработки обеспечивает возможность существенного снижения суммарных затрат, поскольку этап отработки составляет 90... 95 % общих затрат на создание РК.

При решении задачи в такой постановке наиболее удобным способом учета фактических данных по результатам пусков в ходе ЛИ является подход на основе метода «кривых роста надежности», представляющих математическое описание динамики роста надежности РК с учетом анализа выявленных отказов и принятых решений по их устранению [1, 2].

В качестве модели применялась аппроксимирующая экспоненциальная зависимость

$$P(n) = 1 - \exp[-c - (a/\ln b) (b^n - 1)],$$

где апроксимирующие коэффициенты *a*, *b*, *c* выбираются по методу наименьших квадратов.

В работе [5] приведена обработка данных статистики по всем РК, проходившим ЛИ. Полученные результаты представлены на рис. 1—3.

Наличие «кривых роста надежности» для прототипа позволяет решать задачу выбора стратегии отработки на начальном этапе, а после начала ЛИ уточнять программу ЛИ по мере набора статистики по фактическим результатам пусков.



*Рис.* 1. Полетная надежность *Р* в зависимости от числа пусков *n*: 1 — для ракеты 15А15, 2 — для ракеты 8К64



*Рис. 2.* Полетная надежность *Р* в зависимости от числа пусков *n*: *1* – для ракеты 15А14, *2* – для ракеты 8К67



*Рис. 3.* Полетная надежность *Р* в зависимости от числа пусков *n*: *1* — для ракеты 15А18М, *2* — для ракеты 11К77

Из рассмотренных ранее примеров приведем результаты оптимизации процесса отработки для БРК 15А15 с самой легкой жидкостной ракетой, а также для ракеты-носителя 11К77.

При решении задачи выбора стратегии отработки РК анализ выполняется в два этапа. На первом этапе определяется оценочная стоимость разрабатываемого комплекса, отталкиваясь от прототипа через введенные коэффициенты ( $K_{\rm H}$ ,  $K_{\rm CЛ}$ ,  $K_{\rm PA3P}$ ).

На втором этапе проводится оптимальное распределение полученных затрат между наземными и летными испытаниями с использованием «кривых роста надежности» для различных уровней достигнутой в наземных испытаниях показателей надежности  $P_{\text{HA3}}^{\text{K}}$  и предварительно решаемой задачи по установлению взаимосвязи  $3_{\text{HA3}}$  от  $P_{\text{HA3}}$  в диапазоне возможной статистической погрешности.

*РК 15А15*. Для легкой ракеты, прототипом которой является ракета 15А15, получена «кривая роста надежности» в виде

$$P = 1 - (1 - P_{HA3}) \exp [2.085 (0.917^n - 1)].$$

Область возможных значений наземной надежности определяется двумя зависимостями:

$$P_{\text{Ha3}} = 1 - (1 - P_0) \exp \left[20.3 \left(\exp\left[-3_{\text{Ha3}}/2867\right] - 1\right)\right],$$
  
$$P_{\text{Ha3}} = 1 - (1 - P_0) \exp \left[1.98 \left(\exp\left[-3_{\text{Ha3}}/399\right] - 1\right)\right].$$

Соотношение для определения суммарных затрат получено в виде:

— для верхней границы значений надежности

$$\begin{aligned} 3_{\rm CYM}(P_{\rm HA3}) &= -\frac{C_n}{0.0866} \ln \left( 1 + 0.4796 \ln \frac{1 - P_{\rm TP}}{1 - P_{\rm HA3}} \right) - \\ &- 2687 \ln \left( 1 + 0.0493 \ln \frac{1 - P_{\rm HA3}}{1 - P_0} \right), \\ 3_{\rm CYM}(n) &= C_n n - 2687 \ln \left[ 0.0493 \left( \ln \frac{1 - P_{\rm TP}}{1 - P_0} \right) + \\ &+ 22.39 - 2.085 \cdot 0.917^n \right]; \end{aligned}$$

— для нижней границы значений надежности

$$\begin{aligned} \mathcal{3}_{\text{CYM}}(P_{\text{HA3}}) &= -\frac{C_n}{0.0866} \ln \left( 1 + 0.4796 \ln \frac{1 - P_{\text{TP}}}{1 - P_{\text{HA3}}} \right) - \\ &- 399 \ln \left( 1 + 0.505 \ln \frac{1 - P_{\text{HA3}}}{1 - P_0} \right), \\ \mathcal{3}_{\text{CYM}}(n) &= C_n n - 399 \ln \left[ 0.505 \left( \ln \frac{1 - P_{TP}}{1 - P_0} \right) + \\ &+ 4.065 - 2.085 \cdot 0.917^n \right]. \end{aligned}$$

Результаты расчетов представлены на графиках (рис. 4—7).

*Стратегия отработки РН 11К77.* По состоянию на декабрь 1990 г. было проведено 18 пусков. Из них по причине носителя было шесть замечаний, причины которых установлены и приняты изменения в конструкции.

На рис. 8, 9 приведена зависимость показателей надежности РН от числа пусков и надежнос-



**Рис. 4.** Полетная надежность P ракеты 15А15 в зависимости от числа пусков n при различных значениях наземной надежности  $P_{\text{наз}}$ 



**Рис. 5.** Область значений наземной надежности  $P_{\text{наз}}$  ракеты 15А15 в зависимости от затрат на наземную отработку  $3_{\text{наз}}$ 





**Рис.** 7. Суммарные затраты  $3_{\text{сум}}$  на отработку ракеты типа 15А15 в зависимости от наземной надежности  $P_{\text{наз}}$ : 1, 2— соответственно для нижней и верхней границ области значений  $P_{\text{наз}}$ 



**Рис. 8.** Полетная надежность P ракеты 11К77 в зависимости от числа пусков n при различных значениях наземной надежности  $P_{\text{наз}}$ 



**Рис. 6.** Суммарные затраты  $3_{\text{сум}}$  на отработку ракеты типа 15А15 в зависимости от числа летных испытаний *n*: 1, 2—соответственно для нижней и верхней границ области значений наземной надежности  $P_{\text{наз}}$ 

**Рис. 9.** Область значений наземной надежности  $P_{\text{наз}}$  ракеты 11К77 в зависимости от затрат на наземную отработку  $3_{\text{наз}}$ 



**Рис. 10.** Суммарные затраты  $3_{\text{сум}}$  на отработку ракеты 11К77 в зависимости от числа летных испытаний *n*: 1, 2—соответственно для нижней и верхней границ области значений неземной надежности  $P_{\text{наз}}$ 



**Рис.** 11. Суммарные затраты  $3_{\text{сум}}$  на отработку ракеты 11К77 в зависимости от наземной надежности  $P_{\text{наз}}$ : 1, 2— соответственно для нижней и верхней границ области значений  $P_{\text{наз}}$ 

ти, достигнутой на этапе наземной отработки, которая аппроксимируется выражением

$$P = 1 - (1 - P_{HA3}) \exp[2.066 (0.93^n - 1)].$$

Представленные результаты показывают, что летные испытания начаты при недостаточных объемах проведенных наземных отработок, аппроксимированных зависимостями

$$P_{\text{HA3}} = 1 - (1 - P_0) \exp[10.9(\exp[-3_{\text{HA3}}/15946] - 1)],$$

$$P_{\text{HA3}} = 1 - (1 - P_0) \exp[10.9(\exp[-3_{\text{HA3}}/17776] - 1)].$$

На базе имеющейся статистики проведем оптимизацию стратегии отработки носителя до уровня надежности  $P_{\Pi} = 0.92$ . Зависимости для составляющих суммарных затрат получены в виде:  для верхней границы значений наземной надежности

$$\begin{aligned} \mathcal{3}_{\text{CYM}}(P_{\text{HA3}}) &= -\frac{C_n}{0.0726} \ln \left( 1 + 0.484 \ln \frac{1 - P_{\text{TP}}}{1 - P_{\text{HA3}}} \right) - \\ &- 17776 \ln \left( 1 + 0.03461 \ln \frac{1 - P_{\text{HA3}}}{1 - P_0} \right), \\ \mathcal{3}_{\text{CYM}}(n) &= C_n n - 17776 \ln \left[ 0.0346 \left( \ln \frac{1 - P_{\text{TP}}}{1 - P_0} \right) + \\ &+ 30.97 - 2.066 \cdot 0.93^n \right]; \end{aligned}$$

— для нижней границы

$$3_{\rm CYM}(P_{\rm HA3}) = -\frac{C_n}{0.0726} \ln\left(1 + 0.484 \ln\frac{1 - P_{\rm TP}}{1 - P_{\rm HA3}}\right) - 15946 \ln\left(1 + 0.0917 \ln\frac{1 - P_{\rm HA3}}{1 - P_0}\right),$$
$$3_{\rm CYM}(n) = C_n n - 15946 \ln\left[0.0917 \left(\ln\frac{1 - P_{\rm TP}}{1 - P_0}\right) + 12.97 - 2.066 \cdot 0.93^n\right].$$

Результаты расчетов (рис. 10, 11) показывают, что минимум затрат достигается при доведении значений  $P_{\text{HA3}}^{\text{K}}$  до 0.5...0.62, при этом число требуемых пусков составляет 31 и 19 соответственно, а суммарные затраты сокращаются на 30... 12 %.

На сегодня накоплена статистика по пускам за 20 лет эксплуатации носителя типа «Зенит», в том числе с разных типов старта, что позволяет провести уточняющие расчеты для получения характеристик прототипа с целью последующего использования в новых разработках.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный автором в начале 1990-х годов методологический подход к проектированию ракетных комплексов на базе обобщения предшествующего опыта и накопленной за 40 лет работы статистики (в части показателей надежности и технико-экономических характеристик) подтвердил свою жизненность в сегодняшних условиях, несмотря на очевидные отличия в обеспеченности разработок.

Возможность применения результатов обработки статистических данных по прототипам в сегодняшних условиях обусловлена следующими очевидными положениями.

1. Предложенные методические и методологические подходы инвариантны к условиям разработок при соблюдении единых нормативных требований (международных стандартов, систем управления качеством и т. п.).

2. Полученные взаимозависимости между достигнутой надежностью  $P_{HA3}^{K}$  на этапе наземной отработки и затратами  $3_{HA3}$  на этап наземной отработки, между ростом надежности по мере увеличения количества *n* пусков при заданном показателе надежности  $P_0$  определяются не абсолютными значениями экономических показателей, а определенными их соотношениями.

В свою очередь, последние имеют объективную техническую основу — структурную сложность комплекса и техническое совершенство его элементов. То есть, независимо от расчетной денежной единицы (рубли, гривны, доллары) искомые соотношения будут близкими, и следовательно, полученные аппроксимирующие зависимости сохраняются в пределах, приемлемых для этапа перспективного проектирования.

1. *Горбулин В. П.* Применение математических моделей роста надежности для контроля надежности изделий ракетной техники // ЦНТИ «Поиск». — 1989. — Вып. 9. — № 035-4557.

- Горбулин В. П. К вопросу обеспечения надежности изделий ракетной техники // ЦНТИ «Поиск» СИЛ. — 1989. — Вып. 9. — №035-4556
- Горбулин В. П. К оценке надежности сложной системы с учетом одновременности отказов нескольких элементов // Проектирование сложных технических систем. — Киев: Наук. думка, 1989.
- Горбулин В. П. Методы математического моделирования и проблемы обеспечения надежности потенциально опасных технических систем // Управляющие системы и машины. — 1989. — № 4.
- Горбулин В. П. Методология оценки и прогнозирование технико-экономических показателей ракетных комплексов на начальном этапе их создания: Дис. ... д-ра техн. наук. — Днепропетровск, 1993. — 240 с. — Машинопись.
- Горбулин В. П., Бойченко А. И., Негода А. А. и др. Статистическая модель стоимости разработки боевых ракетных комплексов // Ракетная и космическая техника. — 1988. — Сер. 1, вып. 1.
- Горбулин В. П., Бойченко А. И., Негода А. А. и др. Статистическая модель стоимости разработки боевых ракетных комплексов на твердом топливе // Ракетная и космическая техника. — 1989. — Сер. 1, вып. 2.

Надійшла до редакції 20.08.12

### V. P. Gorbulin, O. P. Kushnariov

### PREDICTION MODELS FOR TECHNICAL AND ECONOMICAL INDICES OF ROCKET COMPLEXES AND FOR CHOOSING OPTIMUM STRATEGY OF THEIR TESTING

We consider some methodological problems of the prediction of technical and eco-nomical indices of rocket complexes as well as their reliability indices during the sys-tem design. Our results allow one to solve the problems of cost prediction in relation to rocket complex testing and of the optimum cost distribution between the ground and flight testing stages.
**ВОЙЦЕХОВСЬКА** Анна Дмитрівна — науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — теоретичні дослідження плазмових явищ в іоносфері та магнітосфері Землі, в сонячному вітрі та атмосфері Сонця.

**ГЕРАСИМЕНКО** Світлана Володимирівна — науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — теоретичні дослідження плазмових явищ в іоносфері та магнітосфері Землі, в сонячному вітрі та атмосфері Сонця.

**ГОРБУЛІН** Володимир Павлович — член Президії Національної академії наук України Відділення інформатики, доктор технічних наук, професор, академік Національної академії наук України.

Напрям науки — інформаційні технології та стратегічна безпека.

ДОНЕЦЬ Володимир Володимирович — голова правління Корпорації «Науково-виробниче об'єднання «Арсенал», Київ, кандидат технічних наук. Державний повірювач засобів вимірювань — фотометричних приладів.

Напрям науки — спектрометрія, гіперспектрометрія, аерокосмічні мульти- і гіперспектральні системи, підсупутникова валідація.

**ЄВТУШЕВСЬКИЙ** Олександр Михайлович — науковий співробітник кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрям науки — фізика навколоземного космічного простору.

**ЗЄЛИК** Ярема Ігорович — провідний науковий співробітник Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Державного космічного агентства України, доктор технічних наук. Напрям науки — оцінювання та керування за умов невизначеності, динаміка структурних утворень та магнітних полів на Сонці, аналіз і прогнозування часових рядів та полів, оцінка ризиків, калібрування сенсорів та валідація даних спостережень Землі.

**КАРАЧУН** Володимир Володимирович — завідувач кафедри технічної механіки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», доктор технічних наук, професор, академік Аерокосмічної академії України.

Напрям науки — динаміка бортової апаратури носіїв.

**КРАВЧЕНКО** Володимир Олексійович — провідний інженер-конструктор кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрям науки — фізика навколоземного космічного простору.

**КРИШТАЛЬ** Олександр Нектарійович — завідувач відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — астрофізика, фізика Сонця, фізика плазми.

**КУШНАРЬОВ** Олександр Павлович — перший заступник Генерального конструктора — Генерального директора ДП «КБ «Південне» із системного проектування.

Напрям науки — системне проектування.

**МАЛОВІЧКО** Павло Петрович — старший науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика ближнього космосу, фізика плазми.

**МЕЛЬНИК** Вікторія Миколаївна — професор Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», доктор технічних наук.

Напрям науки — динаміка механічних систем носіїв.

**МІЛІНЕВСЬКИЙ** Геннадій Петрович — завідувач науково-дослідної лабораторії «Фізика космосу» кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка, доктор фізикоматематичних наук.

Напрям науки — фізика навколоземного космічного простору та фізика атмосфери.

**МІТІКОВ** Юрій Олексійович — завідувач кафедри двигунобудування Дніпропетровського національного університету імені Олеся Гончара, кандидат технічних наук, доцент. Лауреат премії Ленінського комсомолу, нагороджений медаллю Виставки досягнень народного господарства.

Напрям науки — розрахунок і проектування систем передпускового і польотного наддування рухових установок ракет-носіїв.

**ПОПОВ** Михайло Олексійович — заступник директора Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, доктор технічних наук, професор, заслужений діяч науки і техніки України, лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки.

Напрям науки — методи і системи дистанційного зондування Землі, оброблення та аналіз багатоспектральних аерокосмічних зображень, геоінформаційні системи.

**СЕМЕНІВ** Олег Володимирович — науковий співробітник Інституту космічних досліджень Національної ака-

демії наук України і Державного космічного агентства України, кандидат технічних наук.

Напрям науки — ідентифікація, системний аналіз, оптимізація, дистанційне зондування, математичне моделювання та обробка інформації.

**СТАНКЕВИЧ** Сергій Арсенійович — головний науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, доктор технічних наук.

Напрям науки — фізичні засади, методи та задачі дистанційного зондування Землі, конструкція та оцінювання оптико-електронних знімальних систем, тематична обробка багато- та гіперспектральних аерокосмічних зображень.

**ТИХА** Майя Віталіївна — студентка Дніпропетровського національного університету імені Олеся Гончара.

Напрям науки — розрахунок і проектування систем передпускового і польотного наддування рухових установок ракет-носіїв.

**ШКЛЯР** Сергій Володимирович — молодший науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — дослідження в галузі регресійного аналізу, застосування до моделей радіаційного ризику, автоматизація обробки результатів спостережень Землі з космосу. У журналі друкуються оглядові та оригінальні статті з таких розділів космічної науки, техніки та технології: історичні, соціальні та організаційні аспекти проблеми дослідження космосу; космічні носії та апарати; системи керування космічними носіями та апаратами; космічний зв'язок та інформаційні системи; дослідження Землі з космосу; космічна фізика (навколоземний космічний простір); космічна астрономія та астрофізика; хімічні, фізичні та біологічні процеси в космосі; космічні конструкції, споруди та матеріали, а також різні повідомлення, звіти та рекламні матеріали.

## ВИМОГИ ДО РУКОПИСІВ

1. Стаття подається автором у двох примірниках та текстовий файл у будь-якому редакторі на дискеті або електронною поштою. До рукопису необхідно додати направлення, підписане керівником установи, де виконана робота, а також висновок експертної комісії про можливість відкритого публікування. Слід також на окремому аркуші вказати адресу та телефони автора, з яким редакція може здійснювати переписку. Для оформлення рубрики «Наші автори» редакція просить на окремому аркуші вказати повні імена всіх авторів та короткі відомості про них: місце роботи, посада, галузь науки, відзнаки та ін., а також фотографію, підписану на звороті.

2. Мова: українська (російська).

3. Основні елементи статті розміщуються в такій послідовності: номер УДК, назва статті, ініціали та прізвище автора, повна назва установи, де працює автор, резюме, текст, додатки (якщо є), список літератури. На окремому аркуші подається переклад резюме, назви та прізвищ авторів англійською мовою. Рисунки, таблиці та підписи до рисунків подаються на окремих аркушах. Кожен рисунок повинен мати підпис, кожна таблиця — заголовок. Формули, рисунки, таблиці, розділи мають просту арабську нумерацію крізь усю статтю. Не слід нумерувати ті розділи та формули, на які немає посилань у тексті. **4.** Текст статті друкується чітким контрастним крупним шрифтом через два інтервали.

5. Формули набираються чи вписуються крупним шрифтом з чітким виділенням елементів (індекси, символи, великі та малі літери тощо). Слід дотримуватися стилю журналу, згідно з яким змінні величини набираються курсивом, вектори та матриці — прямим напівжирним шрифтом, числа та основні функції (наприклад sin, exp, lg, max) — прямим шрифтом. У складних для прочитання випадках деякі формули доцільно розмітити: прямі літери підкреслюються знаком [], великі літери — двома рисками знизу, малі — двома рисками зверху, курсивні хвилястою лінією, напівжирні — прямою, індекси окреслюються дугою; грецькі літери підкреслюються червоним олівцем, готичні — синім.

**6.** Рисунки повинні бути достатньо якісними для прямого копіювання у масштабі 1:1 (чи з помірним зменшенням).

7. Список літератури подається в алфавітно-хронологічному порядку (спочатку кирилиця, потім — латинь) і нумерується арабськими числами. При посиланні в тексті вказується номер в квадратних дужках (наприклад, [27]). Неприпустимі посилання на неопубліковані та незавершені роботи. Якщо стаття написана більше ніж чотирма авторами, вказати лише перших три, після чого вказати «та ін.» (et al.). Бібліографічний опис повинен відповідати титульній сторінці видання. Назви статей, а також монографій, збірників, праць нарад, тезисів доповідей, авторефератів дисертацій та препринтів вказуються повністю. Для статей обов'язково вказуються назва статті, назва видання, рік, том, номер, початкова та кінцева сторінки, для монографій — назва, місце видання (місто), видавництво, рік видання, загальна кількість сторінок.

**8.** При виборі одиниць фізичних величин необхідно притримуватися CI.

**9.** Редакція надсилає автору для перегляду відредаговану коректуру, яку необхідно повернути не пізніше ніж через два дні.