

НАЦІОНАЛЬНЕ  
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО  
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА  
АКАДЕМІЯ НАУК  
УКРАЇНИ

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

## НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ

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

київ

Том 14, № 6, 2008

KYIV

### ЗМІСТ

Кришталь А. Н., Войцеховская А. Д., Герасименко С. В.,  
Кызыюров Ю. В., Маловичко П. П., Сиренко Е. К.  
Исследование процессов генерации МГД-волн, их трансформации и переноса волновой энергии при наличии крупномасштабных электромагнитных полей в атмосфере Солнца и гелиосфере

Зєлік Я. І., Степанян Н. М., Андресева О. А. Часові зміни диференціального обертання активних ділянок та корональних дір і їхній зв'язок з рівнем сонячної активності

Личак М. М. Цикли сонячної активності і викликаних ними геофізичних ефектів, їхній аналіз та прогнозування

### CONTENTS

- 3 Kryshtal A. N., Voytsekhovskaja A. D., Gerasimenko S. V., Kyzyurov Yu. V., Malovichko P. P., Sirenko O. K. Investigation of the processes of the MHD-wave generation, wave transformation and wave energy transport under condition of the large-scale electromagnetic fields existence in solar atmosphere and heliosphere
- 18 Zielyk Ya. I., Stepanian N. N., Andrieieva O. A. Temporal variations of differential rotation of active regions and coronal holes and their relationship with solar activity level
- 39 Lychak M. M. Cycles of solar activity and of geophysical effects caused by it. Analysis and forecasting of the cycles

*Щукіна Н. Г., Кондрашова Н. Н., Хоменко Е. В., Костык Р. И., Чорногор С. Н., Аликаєва К. В., Ольшевський В. Л., Осипов С. Н., Андриєнко А. В.* Построение динамических моделей фотосферных и хромосферных слоев вспышек с целью изучения условий их возникновения и развития

*Лялько В. І., Воробйов А. І., Шульга В. І.* Можливості короткострокового прогнозу землетрусів на основі супутникового моніторингу лінійних аномалій хмарності

*Сорока С. О., Мезентцев В. П., Карапаєва Л. М., Сорока О. С.* Інфразвук космічного походження та його вплив на земні процеси

*Чорногор Л. Ф., Шамота М. А.* Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов Мыс Канаверал и Куру

НАШІ АВТОРИ

АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК

**52** *Shchukina N. G., Kondrashova N. M., Khomenko O. V., Kostyk R. I., Chornogor S. M., Alikaeva K. V., Olshhevsky V. L., Osipov S. M., Andriyenko O. V.* Construction of dynamic models of the photospheric and chromospheric layers of solar flares for studying the conditions of their appearance and evolution

**69** *Lyalko V. I., Vorobiev A. I., Shulga V. I.* Capabilities of a short forecast of earthquakes on the basis of satellite monitoring of cloud cover linear anomalies

**73** *Soroka S. A., Mezentsev V. P., Karataeva L. M., Soroka O. S.* Infrasound of space origin and its influence on terrestrial processes

**89** *Chernogor L. F., Shamota M. A.* Geomagnetic pulsations associated with rocket launches from the Canaveral Cape cosmodrome and Couru cosmodrome

**99** OUR AUTHORS

**102** INDEX

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, А. Д. Войцеховская, С. В. Герасименко,  
Ю. В. Кызыоров, П. П. Маловичко, Е. К. Сиренко

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

# Исследование процессов генерации МГД-волн, их трансформации и переноса волновой энергии при наличии крупномасштабных электромагнитных полей в атмосфере Солнца и гелиосфере

*Надійшла до редакції 21.01.08*

Розглянуто динамічні процеси, що протікають в атмосфері Сонця та геліосферній плазмі. Запропоновано й досліджено нові механізми генерації й трансформації плазмових хвиль. Проаналізовано причини, умови й джерела виникнення турбулентних станів сонячної атмосфери. Вивчено вплив великомасштабних електромагнітних полів на процеси, що відбуваються у передспалахових і післяспалахових петлях. Досліджено механізми трансформації турбулентних рухів фотосферного газу у плазмові неоднорідності фотосфери.

## ВВЕДЕНИЕ

Условия генерации плазменных волн вследствие возникновения и развития неустойчивостей имеют самое непосредственное отношение к двум большим группам проблем солнечной физики. Первую группу составляют так называемые «вечные» проблемы: нагрев плазмы в петлях и «волновой» нагрев короны, проблема возникновения электромагнитной волны в плазме активной области и ее выхода из области генерации, условия появления в петлях ударных волн, условия формирования токовых слоев и механизм развития вспышки. Исследования в данной области стали актуальными давно, и будут оставаться таковыми еще достаточно долго. Вторую группу задач составляют исследования, представляющие в той или иной степени модификацию одной главной проблемы: краткосрочного прогноза вспышки в активной области.

Хорошо известно, что вспышки чаще всего происходят в тех местах активной области, где уже произошла предыдущая вспышка, а именно в арках магнитных петель [15, 32, 34]. Крупномасштабное электрическое поле, которое существует в петлях, является одним из наиболее характерных признаков данного объекта исследований. Очевидно, что присутствие этого поля имеет значительное влияния и на процессы генерации МГД-волн, и на трансформацию и перенос волновой энергии [3, 4, 15]. Это влияния распространяется по всей атмосфере вспышки от фотосферы до короны. Последствие вспышки, основные характеристики которой рассчитываются в теоретических моделях с учетом крупномасштабного электрического поля, можно наблюдать и в солнечном ветре, и в магнитосфере Земли.

В рамках основной темы исследований были изучены физические условия генерации мелко-

масштабных волн в магнитных петлях и флюктуаций плотности плазмы в фотосферных слоях активной области; проанализирована зависимость интенсивности пространственного спектра флюктуаций от высоты и напряженности магнитного поля; проанализирована токовая неустойчивость альвеновских волн в корональных петлях; рассмотрены физические условия возникновения и основные типы некоторых трехволновых процессов в плазме активной области и магнитосфере Земли.

### 1. МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ ПЕТЕЛЬ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

**а)** Крупномасштабные электромагнитные поля в солнечной атмосфере. Надежно наблюдаемое в линиях бальмеровской серии с большими номерами ( $n \geq 16$ ) дополнительное штарковское «уширение» (расщепление) свидетельствует о наличии в послевспышечных петлях крупномасштабного квазистатического электрического поля. Его амплитуда существенно меньше амплитуды хольцмаровского поля, а также осциллирующих электрических полей низкой частоты, имеющих «турбулентное» происхождение. Возможность его непосредственного наблюдения ограничена разрешающей способностью современных средств наблюдения:  $E_{\text{тр}} \approx 0.1$  В/см. Крупномасштабные магнитные поля петель являются квазипотенциальными. На малых вертикальных масштабах, определяющих стратификацию плазмы с высотой, такое поле можно считать однородным. На самой ранней предвспышечной стадии, когда

$$u_e \equiv \frac{eE_0}{m_e v_{ei}} \ll v_{Te},$$

(здесь  $m_e$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $E_0$  — амплитуда электрического поля,  $v_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов), условие доминирования поперечных (по отношению к магнитному полю петли  $\mathbf{B}_0$ ) полей  $E_{\perp}$ , которое заключается в наличии больших скоростей относительно движения нейтралов и ионизованного компонента плазмы, заведомо не выполняется. На этой ста-

дии доминируют продольные поля  $E_{\parallel}$ . В таком случае использование формализма дисперсионного уравнения имеет преимущества перед численным моделированием системы МГД-уравнений при исследовании устойчивости малых возмущений. Прежде всего потому, что граничные условия в области генерации в принципе не могут быть известны с требуемой точностью.

В условиях атмосферы активной области интервал изменения напряженности магнитного поля  $150 \text{ Гс} \leq |\mathbf{B}_0| \leq 300 \text{ Гс}$  является наиболее проблемным с точки зрения точности измерений. Здесь уже «плохо работает» эффект Ханле, и пока «еще плохо работает» эффект Зеемана. При моделировании физических условий в послевспышечных петлях значение амплитуды магнитного поля на определенной высоте следует по возможности выбирать вне этого интервала.

Исследование устойчивости мелкомасштабных возмущений невозможно без информации об основных плазменных характеристиках, как «термодинамических», так и «электромагнитных», прежде всего таких, как плотность и температура плазмы, а также амплитуды «внешних» полей, — электрического и магнитного. Значения этих величин заметно отличаются на различных стадиях вспышечного процесса. Последовательность стадий определяется общим сценарием процесса, т. е. моделью вспышки. Можно утверждать, что конкретное рассмотрение плазменных неустойчивостей в качестве «генераторов» волн возможно только в рамках определенной модели вспышечного энерговыделения.

В предвспышечном состоянии в глубоких слоях плазмы магнитной петли, которые соответствуют «нижнехромосферному» и субфотосферному участкам ее токового контура, относительное число высокоэнергичных частиц может быть пренебрежимо малым. Это тем более справедливо в ситуации, когда предыдущая вспышка в аркаде давно закончилась, а новая еще не началась. В этом случае большинство электронов из высокоэнергичных потоков растратило свою энергию на тормозное излучение в плотных хромосферных слоях, ушло через «конус потерь», либо вышло из магнитной ловушки по «разомкнутым» силовым линиям в корону. В этом смысле представляется правомерным счи-

тать плазменные неустойчивости в этой части петли на самой ранней стадии вспышечного процесса «непучковыми» и обоснованно пренебречь влиянием стандартной пучковой неустойчивости на ход процесса.

**б)** Исследование устойчивости мелкомасштабных возмущений в предвспышечной плазме петель в активной области (длина волны возмущения значительно меньше характерного размера области генерации) имеет непосредственное отношение к трем наиболее актуальным задачам современной гелиофизике.

1. Изучение турбулентных явлений в плазме солнечной атмосферы (условия возникновения и динамика развития токовых слоев; ионно-звуковая турбулентность («быстрый» нагрев плазмы петель); ленгмюровская турбулентность (ускорение частиц).

2. Исследование источников и условий генерации различных типов волн в плазме активной области; причем плазменные неустойчивости рассматриваются как основной источник генерации волн на ранней стадии вспышечного процесса. Особо необходимо отметить роль процессов диссиляции в генерации высокодобротных колебаний в предвспышечной плазме.

3. Краткосрочный прогноз вспышки в активной области (срок прогноза меньше среднего времени всплыивания из-под фотосфера «нового» магнитного потока), который может быть двух видов:

- казуальный прогноз, который предполагает наличие определенного объема знаний о причинах вспышки, ее механизме и стадиях ее развития;
- синоптический прогноз, который основывается на определенной морфологии (т. е. внешнем виде) активной области перед вспышкой.

В процессе изучения мелкомасштабных неустойчивостей была предложена и разработана оригинальная концепция исследований. Ее основные положения таковы.

1. Установление пространственно-временных границ исследуемой области и рассматриваемого процесса. «Мелкомасштабность» волновых возмущений определяется требованием малости длины волны возмущения по сравнению с характерным масштабом области в заданном направлении.

2. В самом начале развития вспышечного процесса мелкомасштабные волновые возмущения в петлях генерируются вследствие возникновения и развития неустойчивостей на линейной стадии роста возмущения. Длительность стадии определяется величиной инкремента. Причиной неустойчивости является совокупное действие таких факторов, как наличие в петлях крупномасштабных электрического и магнитного полей, учет влияния столкновений заряженных частиц, а также пространственных неоднородностей температуры и плотности плазмы.

3. При исследовании устойчивости мелкомасштабных возмущений прямым или косвенным образом используется определенная модель вспышечного процесса. В данной концепции такой моделью является модель всплывающего магнитного потока Хейвартса — Присты — Раста (ХПР) и ее конструктивные модификации.

4. Отдельная петля в аркаде активной области представляет собой типичный («базовый») элемент аркады. Он может быть смоделирован эффективным токовым контуром с э. д. с. под фотосферой. Процесс распространения возмущений по аркаде не рассматривается.

5. Медленное по сравнению со временем развития неустойчивости изменение амплитуд магнитного и электрического полей в петлях рассматривается как следствие усиления взаимодействия магнитных потоков в рамках моделей вспышки ХПР. Начало рассматриваемого этапа вспышечного процесса соответствует нулевому уровню взаимодействия потоков и «равновесному» значению плотности тока на исследуемом участке токового контура петли. Об окончании этапа свидетельствует возникновение в плазме аномального сопротивления. При этом токовая скорость электронов относительно ионов должна оставаться меньше электронной тепловой скорости. Это означает, что исследуемый начальный этап заканчивается раньше, чем начинается предвспышечная фаза в модели ХПР, где токовый слой начинает формироваться после возникновения бунемановской неустойчивости. В свою очередь это означает, что до начала предвспышечной фазы нагрева в модели ХПР есть промежуток времени длительностью от нескольких минут до нескольких десятков минут, в течение которого не только успевают возникнуть и развиться некоторые типы плазменных неустойчи-

востей, но и могут реализоваться необходимые условия для формирования токовых слоев.

6. Слабость квазистатического электрического поля и влияние столкновений, а также малость пространственных градиентов плотности и температуры плазмы позволяют реализоваться стационарному сценарию развития неустойчивости, когда равновесные функции распределения электронов и ионов не зависят от времени явным образом. Равновесная функция распределения ионов по скоростям — максвелловское, а электронов — «сдвинутое» максвелловское распределение со сдвиговой скоростью  $u_e$ .

7. В слабых («субдрейсеровских») полях процент «убежавших» электронов пренебрежимо мал. Поскольку при благоприятных условиях в плазме петель «убежавшие» электроны могут образовать пучок высокозэнергичных частиц, то в таком случае влиянием этого пучка на развитие других видов неустойчивостей также можно пренебречь. И в этом смысле неустойчивости, рассматриваемые в рамках данной концепции, тоже являются «непучковыми».

8. Необходимость учета стратификации плазмы с высотой над уровнем фотосферы. Это означает использование определенного «уравнения состояния» плазмы из определенной полуэмпирической модели атмосферы активной области. Возможность пренебрежения влиянием кривизны и кручения магнитных силовых линий определяется критерием, связывающим термодинамические параметры плазмы и амплитуду поля  $|B_0|$  с характеристиками волнового возмущения [23, 24].

$$\varepsilon_R = \frac{E_0}{E_D}, \quad \beta_A = \frac{v_{Te}}{v_A}, \quad \beta_i^{1/2} \ll 2\sqrt{2} \frac{|k_z|\rho_i}{\varepsilon_R \beta_A}.$$

Здесь  $\beta_i$  — «ионное плазменное бета»,  $\rho_i$  — циклотронный ионный гирорадиус,  $v_A$  — альвеновская скорость,  $k_z$  — продольная составляющая волнового вектора возмущения,  $E_D$  — амплитуда локального дрейсеровского поля.

в) При исследовании квазиберштейновских мод в предвспышечной плазме вблизи основания петель было получено дисперсионное уравнение для высокочастотных электронных волн в магнитоактивной столкновительной плазме, находящейся во внешнем электрическом поле. Рассмотрен случай квазипоперечного по отношению к магнитному полю распространения волн. По-

лучены выражения для инкрементов неустойчивости, исследованы физические условия ее возникновения и развития. Показано, что при наличии килогауссовых полей в области вблизи основания петли, решениями дисперсионного уравнения являются квазиберштейновские 1-я и 2-я гармоники, модифицированные учетом столкновений и наличием субдрейсеровского электрического поля в плазме.

Для заданного уравнения состояния плазмы области неустойчивости обеих гармоник существуют для всех значений электронного параметра кинетичности в длинноволновом приближении.

Ширина интервала для величины  $k_R$  в каждой «полосе неустойчивости» в плоскости  $(k_R, \varepsilon_R)$  зависит от значения  $z_e$  электронного параметра кинетичности и растет с ростом приведенной амплитуды «субдрейсеровского» поля  $\varepsilon_R$ .

Границное значение  $(\varepsilon_R)_{rp}$ , при котором возникает неустойчивость второй гармоники, мало отличается от равновесного значения  $(\varepsilon_R)_0$  в токонесущем контуре петли. Оно отмечает собой начало «эпохи электронных столкновений» на субфотосферном участке контура на самом раннем этапе развития вспышечного процесса [7].

Границное значение  $(\varepsilon_R)_{rp}$  для первой гармоники (верхнегибридной частоты) при тех же значениях температуры и плотности плазмы и напряженности магнитного поля оказывается в среднем на два порядка выше, чем для второй гармоники. Оно отмечает собой конец «эпохи электронных столкновений» и возможное появление берштейновской турбулентности [5].

г) При исследовании неустойчивости продольных волн в плазме петель на ранней стадии вспышечного процесса были получены выражения для инкрементов развития неустойчивости, исследованы физические условия ее возникновения и развития. Оказалось следующее.

Для плазмы с высокой степенью неизотермичности  $t^* = T_e/T_i > 10$  ионно-звуковая неустойчивость может возникнуть в петле в широком диапазоне высот над уровнем фотосферы. На самой ранней стадии развития вспышечного процесса — в «период электронных столкновений» — в исследуемой области при  $1.7 \leq t^* \leq 8$  неустойчивость ионно-звуковых волн либо вообще отсутствует, и имеет место их затухание, либо формально возможна, однако при таких дополнительных ограничениях, которые исключ-

чают ее реальное появление в рамках используемой концепции исследований и модели плазмы.

В том же диапазоне высот при  $10 \leq t^* \leq 20$  неустойчивость ионно-звуковых волн может возникнуть на фоне бернштейновской турбулентности на более позднем этапе взаимодействия магнитных потоков. В «период бернштейновской турбулентности» форма поверхности приведенного инкремента  $\Gamma = \Gamma(k_*, t^*)$  как функция нормированного волнового вектора возмущения  $k_*$  и степени неизотермичности плазмы  $t^*$  слабо зависит от конкретного вида «уравнения состояния». В исследуемой области граничные значения  $(t^*)_{\text{рп}} = 14$  и  $(\varepsilon_R)_{\text{рп}} = 0.08$ , при которых возникает неустойчивость, мало изменяются с высотой, тогда как значение граничной длины волны возмущения вдоль поля растет «снизу вверх» по мере удаления от фотосферы. Диапазон высот вблизи температурного минимума, приблизительно посередине исследуемого интервала, т. е. при  $600 \leq h \leq 800$  (км) можно рассматривать как наиболее благоприятный для возникновения неустойчивости. Возникновение и развитие неустойчивости ионно-звуковых волн в области вблизи основания петель маловероятно на самой ранней стадии развития вспышечного процесса и вполне возможно на более поздней стадии — на фоне бернштейновской турбулентности [7, 9].

д) Исследование устойчивости решений модифицированного дисперсионного уравнения для высокочастотных электронных ленгмюровских волн показало, что поведение инкремента развития неустойчивости как функции длины волны возмущения и амплитуды электрического поля на субфотосферном участке токового контура петли слабо зависит от высоты над уровнем фотосферы.

Неустойчивость в исследуемой области не является маргинальной ни в «период электронных столкновений», ни в «период бернштейновской турбулентности», поскольку на поверхности приведенного инкремента  $\Gamma = \Gamma(k_*, \varepsilon_R)$  и в том, и в другом случаях имеется локальный экстремум, и наблюдается четко выраженный переход из области с  $\Gamma < 0$  в область с  $\Gamma > 0$ . Сравнение граничных значений  $(\varepsilon_R)_{\text{рп}}$ , при которых появляется неустойчивость ленгмюровских волн, позволяет сделать вывод о том, что ее возникнове-

ние более вероятно в «период бернштейновской турбулентности», — на более позднем этапе развития вспышечного процесса, чем в «период электронных столкновений», при этом появление неустойчивости на фоне бернштейновской турбулентности гораздо более вероятно, чем на фоне насыщенной ионно-звуковой. При возникновении бернштейновской турбулентности из неустойчивости второй гармоники неустойчивость электронных ленгмюровских волн возникает несколько раньше ионно-звуковой неустойчивости, а при возникновении турбулентности из неустойчивости первой гармоники они могут появиться одновременно. Учитывая высокие граничные значения величины  $(\varepsilon_R)_{\text{рп}}$  и близость значения граничной длины волны возмущения  $(\lambda_z)_{\text{рп}}$  к соответствующему значению дебаевского радиуса, можно сделать вывод, что неустойчивость электронных ленгмюровских волн при адиабатически медленном росте амплитуды электрического поля появляется последней в цепи различных неустойчивостей, возникающих в плазме петли в ходе развития вспышечного процесса, — на пределе используемых приближений [6].

В предвспышечной плазме петли на хромосферном участке ее токового контура возможна генерация кинетической ионно-звуковой волны (КИЗВ) вследствие распадной неустойчивости кинетической альвеновской волны (КАВ), возникающей на самом раннем этапе развития вспышечного процесса. Важнейшим физическим условием, необходимым для реализации процесса распадной неустойчивости являются существенно более высокие, чем в лабораторной плазме, значения амплитуды распадающейся волны (КАВ) в единицах напряженности внешнего магнитного поля [10].

е) При исследовании неустойчивости низкочастотных волн в неоднородной плазме поверхностного слоя петель был рассмотрен случай квазипоперечного распространения волн по отношению к магнитному полю петли. Оказалось, что в области частот  $\omega \ll \Omega_i$  при наличии на хромосферном участке токового контура петли относительно слабых магнитных полей дисперсионное уравнение для квазипоперечных волн имеет вид полинома 4-й степени относительно безразмерной частоты. Четырем корням дисперсионного уравнения, которые не являются знакосопря-

женными, соответствуют две кинетических альвеновских волны и две ПВ-волны из диапазона кинетических ионно-звуковых волн (КИЗВ) (здесь ПВ — предвестник вспышки). ПВ-волны представляют собой отдельный тип волн, который не может быть отнесен ни к инерционным или кинетическим альвеновским, ни к магнито-звуковым. По частоте ПВ-волны попадают в диапазон КИЗВ и имеют такую же дисперсию, их приведенная фазовая скорость вдоль поля уменьшается с ростом ионного параметра кинетичности. Все рассмотренные неустойчивости являются маргинальными и определяются совокупным действием эффектов, связанных с учетом влияния электрического поля, столкновений и неоднородности плазмы.

При одновременном наличии в плазме градиентов температуры и плотности все неустойчивости проявляются в узкой области изменения параметра  $\nabla$  вблизи значения  $\nabla = -3$ , где  $\nabla$  есть отношение средних масштабов неоднородностей плотности и температуры. В «эпоху электронных столкновений», на самом раннем этапе вспышечного процесса, сначала возникает неустойчивость «обратной КАВ» с граничными значениями  $(t)_{\text{rp}}^* = 4$  и  $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$  в области изменения параметров

$$-0.04 \leq k_R \leq -0.01,$$

$$0.12 \leq z_i \leq 0.20,$$

когда инкремент из отрицательного становится положительным [7]. Позднее, в «эпоху ионно-звуковой турбулентности», на пределе используемых приближений, появляется неустойчивость «ПВ-волны» с граничным значением  $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 0.002$  и  $t^* = 15.66$  в области изменения параметров

$$0.10 \leq k_R \leq 0.20,$$

$$0.10 \leq z_i \leq 0.20.$$

И в том, и в другом случаях процесс развития неустойчивости обладает достаточно высокой добротностью [8].

Если относительный градиент температуры намного превышает относительный градиент плотности в «бесшировом» приближении, то в «эпоху электронных столкновений» волны, соответствующие «физическим» корням МДУ (когда величины  $\Omega$  и  $k_z$  имеют одинаковые знаки),

затухают. Точно так же затухают и волны с  $\omega > 0$  в «эпоху ионно-звуковой турбулентности» [7, 8]. Рассмотренные неустойчивости были исследованы для петель «с холодными ядрами», когда температура в поперечном сечении петли растет от центра к периферии.

В ситуации, когда относительный градиент плотности доминирует в сравнении с аналогичными величинами для температуры и напряженности магнитного поля, в «эпоху электронных столкновений» возникает неустойчивость «прямой модифицированной КИЗВ» с граничными значениями  $(t)_{\text{rp}}^* = 1.7$  и  $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 6.5 \cdot 10^{-5}$  в области изменения параметров

$$0.14 \leq k_R \leq 0.16,$$

$$0.13 \leq z_i \leq 0.15.$$

При этом неустойчивости «обратной КАВ» и «обратной ПВ-волны» с граничными значениями  $(t)_{\text{rp}}^* = 3.3$  и  $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 6.5 \cdot 10^{-5}$  возникают в области изменения параметров

$$-0.18 \leq k_R \leq -0.10,$$

$$0.13 \leq z_i \leq 0.15,$$

когда инкремент из отрицательного становится положительным. Возникающие неустойчивости являются маргинальными и обладают высокой добротностью. Всюду в области определения  $|\Gamma_3| \gg |\Gamma_2|$ . В «эпоху ионно-звуковой турбулентности», на пределе используемых приближений, знакопеременным инкрементом обладает только «обратная модифицированная КАВ» с граничным значением  $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 0.011$  при  $t^* = 15.66$  в области изменения параметров

$$-0.18 \leq k_R \leq -0.06,$$

$$0.05 \leq z_i \leq 0.09.$$

Величина  $\Gamma$  становится положительной при  $z_i \geq 0.048$  и  $|k_R| \geq 0.055$ . В то же время «прямая и обратная ПВ-волны» с граничным значением  $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 0.011$  при  $t^* = 15.66$  в области

$$-0.04 \leq k_R \leq -0.08,$$

$$0.04 \leq z_i \leq 0.09$$

имеют относительные инкременты, которые являются всюду положительными в области определения. При этом относительный инкремент

«обратной ПВ-волны» почти на порядок больше, чем инкремент «прямой» [23, 24]. Рассмотренные неустойчивости исследованы для петель «с плотными ядрами», когда плотность в поперечном сечении петли падает от центра к периферии.

Существование определенной последовательности появления различных типов неустойчивостей на определенных этапах развития вспышечного процесса, когда напряженность субдрейзеровского поля в контуре петли адиабатически медленно нарастает, позволяет сформулировать необходимые условия краткосрочного прогноза. Основными из них являются возникновение низкочастотной модуляции всплесков III рода, микроволновое излучение в диапазоне от 10 до 50 ГГц и появление «плазменных сателлитов» в линиях излучения.

## 2. НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН ВСЛЕДСТИЕ ЛЕНГМЮР-АЛЬВЕН-ВИСТЛЕР-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Нелинейные волновые взаимодействия с участием ленгмюровских волн, возбужденных электронным пучком, неоднократно исследовались в контексте механизмов генерации солнечных радиовсплесков. Высокоамплитудные ленгмюровские волны могут генерировать радиоволны в результате нелинейной взаимосвязи с низкочастотными магнитогидродинамическими волнами, такими как ионный звук, альвеновские волны, быстрые магнитоакустические волны [18, 19]. Мы предлагаем еще один возможный нелинейный параметрический процесс для ленгмюровских волн ( $\text{Л}$ ), которые возбуждаются электронным пучком в солнечной короне, а именно их распад на вистлер (ВС) и кинетическую альвеновскую волну (КАВ). Данный процесс возможен для плазмы с относительно низкой плотностью и/или сильным магнитным полем, когда локальная электронно-циклотронная частота  $\omega_{Be}$  больше чем локальная электронная плазменная частота  $\omega_{pe}$  ( $\omega_{Be}/\omega_{pe} > 1$ ).

На начальной (линейной) стадии параметрической неустойчивости  $\text{Л} \rightarrow \text{ВС} + \text{КАВ}$ , амплитуда ленгмюровской волны — волны накачки — считается постоянной, а амплитуды двух других волн нарастают со временем по экспоненте.

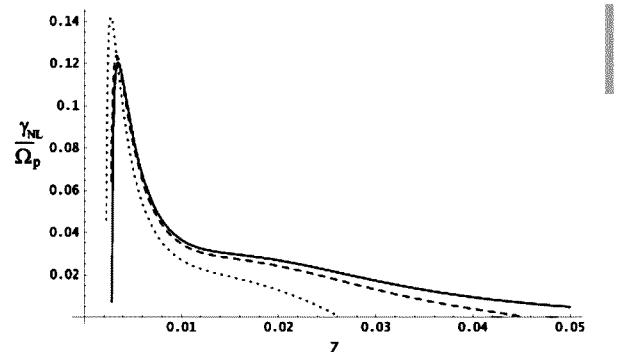


Рис. 1. Нелинейный инкремент неустойчивости  $\text{Л} \rightarrow \text{ВС} + \text{КАВ}$  для ленгмюровской волны, которая возбуждается электронным пучком в солнечной короне. Величина дисперсионной переменной  $Z = k_L \lambda_{De} = 0.01 \dots 0.04$  взята для спектра волн возбужденных электронным пучком с соответствующими скоростями  $V_b/c = 1/3 \dots 1/4$ . Нормированная энергия ленгмюровской волны  $W_L = 10^{-4}$ . Параметр  $b = \omega_{Be}/\omega_{pe} = 1.04$  (сплошная линия); 1.1 (штриховая линия); 1.4 (пунктир)

Было показано [39], что инкремент неустойчивости (скорость экспоненциального роста двух возбужденных волн) значительно увеличивается с ростом перпендикулярного волнового числа кинетической альвеновской волны и критически зависит от отношения электронно-циклотронной частоты к электронной плазменной частоте в области волновых чисел  $k_L \lambda_D \geq 0.01$ : он является большим для  $\omega_{Be}/\omega_{pe} \gtrsim 1$ , но быстро уменьшается с увеличением  $\omega_{Be}/\omega_{pe}$  (рис. 1).

Таким образом, основная тенденция состоит в том, что быстрые электронные пучки в областях  $\omega_{Be}/\omega_{pe} \gtrsim 1$  являются наиболее продуктивными для генерации ленгмюр-альвен-вистлер-неустойчивости.

Исследована нелинейная стадия неустойчивости  $\text{Л} \rightarrow \text{ВС} + \text{КАВ}$  [16], а именно когда учитывается изменение амплитуды волны накачки со временем. Было показано, что в не диссипативном случае при четком частотном резонансе (разница частот  $\Delta\omega = \omega_L - \omega_W - \omega_A = 0$ ) процесс распада имеет характер периодической трансформации энергии ленгмюровских волн в энергию КАВ и вистлера. Если  $\Delta\omega \neq 0$ , эффективность трансформации энергии умень-

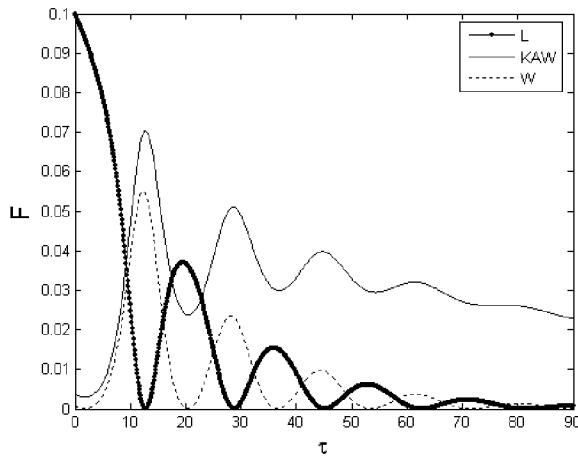


Рис. 2. Зависимость  $F_\alpha(\tau)$  для диссипативных волн  $\nu'_A = 0.01$ ,  $\nu'_L = 0.04$ ,  $\nu'_W = 0.07$  с частотным сдвигом  $\delta = 0.01$ .  $\omega_{ch} = 1 \text{ c}^{-1}$  ( $\delta = \Delta/\omega_{ch}$ ;  $\nu_\alpha = \nu_\alpha \omega_\alpha / (\omega_{ch} \theta_\omega D)$ )

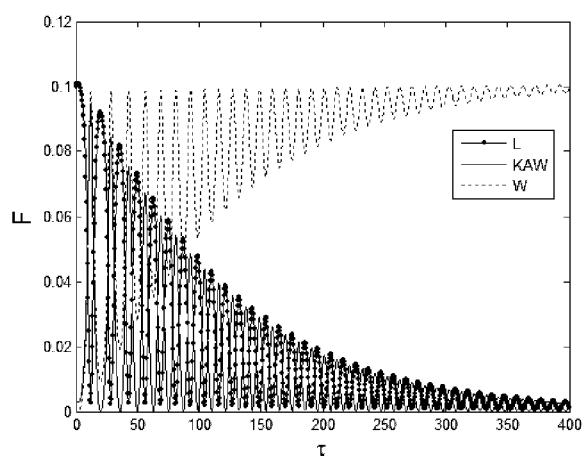


Рис. 3. Зависимость  $F_\alpha(\tau)$  для диссипативных волн ( $\nu'_A = 0.02$ ,  $\nu'_L \approx 1.2 \cdot 10^{-6}$ ,  $\nu'_W \approx 2.1 \cdot 10^{-6}$ ) с  $\delta = 0.1$ .  $\omega_{ch} = \Omega_p = 3.3 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$

шается. На рис. 2, 3 представлена нелинейная волновая динамика неустойчивости  $\text{Л} \rightarrow \text{ВС} + \text{КАВ}$  для диссипативных волн с частотным сдвигом для случая диссипации кинетических альвеновских волн вследствие электрон-ионных столкновений и вследствие затухания Ландау.

Видно, что в первом случае две высокочастотные волны (вистлер и ленгмюровская волна) имеют одинаковый временной профиль затухания и начальная энергия ленгмюровских волн практически полностью трансформируется в кинетические альвеновские волны. В случае диссипации кинетических альвеновских волн вследствие затухания Ландау наблюдается полная трансформация начальных ленгмюровских волн в вистлеры. Таким образом, в зависимости от относительного затухания волн начальные ленгмюровские волны могут быть нелинейно трансформированы или в вистлеры, или в кинетические альвеновские волны.

Исследования, проведенные в данной работе, указывают на то, что параметрический распад ленгмюровских волн на вистлеры и кинетические альвеновские волны обеспечивает эффективное нелинейное затухание слабо дисперсионных ленгмюровских волн, которые возбуждаются электронным пучком в разреженных областях солнечной короны, где локальная электронно-циклонная частота больше чем локальная электронная плазменная частота. Такое условие

может выполняться в филаментах ( $\sim 10$  км) (или потоковых трубках) низкой плотности, которые берут начало в низкотемпературных областях в основании солнечной короны. Рассмотренный нелинейный процесс возможен также и в авроральной зоне магнитосферы Земли, где спутниками регистрируются одновременно ленгмюровские, альвеновские волны и вистлеры.

### 3. ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

На сегодня пылевая плазма является объектом интенсивных исследований в результате большого количества применений, как в лабораторных экспериментах, так и в космосе [33, 35]. Типичные объекты, которые содержат большое количество пыли в Солнечной системе это: межпланетное пространство, кольца планет-гигантов, хвосты комет, магнитосфера и ионосфера Земли. Один из наиболее важных источников пыли в атмосфере Земли — это искусственное загрязнение (аэрозоли). Как известно, присутствие заряженных частиц в плазме не только модифицирует обычные плазменные волны [1], но и приводит к появлению новых типов волн [22, 33], у которых инерция определяется массивным пылевым компонентом, и волновые частоты могут быть меньше или порядка пылевой циклотронной частоты. Чаще всего волны в пылевой

плазме определяются в рамках линейной теории [37]. Но существует множество процессов в пылевой плазме, для которых становятся важными нелинейные эффекты, в частности трехвольновое взаимодействие, модуляционная и параметрическая неустойчивости [22, 36, 38].

В пылевой плазме возможно параметрическое возбуждение электромагнитных волн верхнегибридной волной накачки с участием инерциальных альвеновских волн (ИАВ) [2]. Важными являются два случая: 1) распад верхнегибридной волны на левополяризованную электромагнитную и инерциальную альвеновскую волны ( $\text{ВГВ} = \text{ЛЭМВ} + \text{ИАВ}$ ), 2) распад верхнегибридной волны на обыкновенную электромагнитную и на инерциальную альвеновскую волны ( $\text{ВГВ} = \text{ОЭМВ} + \text{ИАВ}$ ). На основе уравнений трехжидкостной магнитной гидродинамики получены нелинейные дисперсионные уравнения, которые описывают трехвольновое взаимодействие. В случае пылевой плазмы уравнения трехжидкостной магнитной гидродинамики описывают электроны, ионы и заряженные частицы как проводящие жидкости, связанные друг с другом электромагнитными полями. Основную информацию о ходе процесса дает инкремент развития неустойчивости и его зависимость от параметров пылевой плазмы. Для оценки теоретических результатов использованы параметры магнитосферы Земли:  $Z_d \sim 10^4$ ,  $n_{0e} \sim 10 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \sim T_i \sim 1 \text{ эВ}$ ,  $m_d \sim 10^{-12} \dots 10^{-6} \text{ г}$ . Для распада  $\text{ВГВ} = \text{ЛЭВ} + \text{ИАВ}$  инкремент развития неустойчивости равен  $\gamma_1 = 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ , для распада  $\text{ВГВ} = \text{ОЭВ} + \text{ИАВ}$  инкремент развития неустойчивости равен  $\gamma_2 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, распад верхнегибридной волны на ИАВ и левополяризованный электромагнитной волну более эффективный, чем распад верхнегибридной волны на ИАВ и обыкновенную электромагнитную волну.

Также рассмотрено нелинейное параметрическое взаимодействие альвеновской МГД-волны накачки с кинетическими альвеновскими волнами (КАВ) в пылевой плазме [40]. Для описания нелинейного взаимодействия использована трехжидкостная магнитогидродинамика, где связь между волнами определяется пондеромоторными силами. На основе уравнений трехжидкостной магнитной гидродинамики получены дисперсионные уравнения, которые описывают

трехвольновое взаимодействие и инкремент развития неустойчивости. Оказалось, что инкремент развития неустойчивости зависит от параметров заряженных частиц, для параметров магнитосферы Земли инкремент равен  $\gamma = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ . Параметрическое взаимодействие альвеновской МГД-волны с кинетическими альвеновскими волнами является эффективным в магнитосфере Земли.

#### 4. ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН В КОРОНАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Волновые процессы играют фундаментальную роль в динамике плазмы Солнца и солнечной короны. Без привлечения волновой теории невозможно объяснить большинство явлений, которые там протекают. Действительно, образование спиралей, взаимодействие и эволюция магнитных полей, нагрев короны Солнца, образование токовых слоев и аномального сопротивления, выделение энергии во вспышках и ускорение частиц и т. д. невозможно объяснить без рассмотрения волновых явлений, которые протекают, и как показывают наблюдения, реально существуют в атмосфере Солнца.

Известно, что в замагниченной плазме существует достаточно большое количество типов волн, которые играют свою роль в разных динамических процессах, протекающих в замагниченной космической плазме. Однако среди всех волн следует особо выделить низкочастотные волны, такие как альвеновские, которые неразрывным образом связаны с глобальными крупномасштабными динамическими процессами и поэтому играют чрезвычайно важную роль в динамике солнечной плазмы. Следует отметить, что альвеновские волны наблюдаются практически во всех астрономических объектах, для которых доступны наблюдения с достаточной разрешающей способностью, чтобы выделить такие волны.

В последнее время особое внимание уделяется так называемым кинетическим альвеновским волнам, которые являются продолжением альвеновской ветви в область больших поперечных волновых векторов и которые обладают особыми свойствами. Наличие таких свойств дают возможность рассматривать такие волны как один

из наиболее вероятных источников переноса энергии и нагрева солнечной короны, а также позволяют считать, что они играют очень важную роль в других динамических процессах, которые протекают на Солнце. В связи с этим существует необходимость пояснить как, когда, при каких условиях и в каких областях солнечной атмосферы такие волны могут генерироваться.

Были предложены и рассмотрены три новых важных механизма генерации кинетических альвеновских волн. Во-первых, рассмотрена возможность генерации КАВ в неоднородных плазменных образованиях, в которых наблюдаются неоднородности температуры [14]. Измерения температуры и плотности заряженных частиц в короне Солнца и магнитосфере Земли, в частности в корональных петлях и в области плазмопаузы и плазменного слоя хвоста магнитосферы, показывают, что плазма солнечной короны и магнитосферы существенно неоднородна. Наличие градиентов температуры и плотности может приводить к разного рода дрейфовым неустойчивостям и генерации низкочастотных волн, которые действительно часто наблюдаются в упомянутых областях. Была исследована температурно-дрейфовая неустойчивость кинетических альвеновских волн, которая обусловлена наличием градиента температуры электронов и ионов. Показано, что в корональных петлях и плазменном слое магнитосферы, в результате развития этой неустойчивости могут генерироваться кинетические альвеновские волны. Показано также, что наличие градиента температуры ионов влияет не только на критерий развития неустойчивости, но и изменяет свойства кинетических альвеновских волн. Так, учет градиента температуры ионов приводит к расщеплению одной альвеновской волны на две, причем в зависимости от параметров плазмы неустойчивой становится либо одна, либо другая волна. Необходимо отметить, что эта неустойчивость достаточно медленная. Оценки показывают, что инкремент по порядку величины имеет значение  $\gamma \approx 0.1...0.01 \text{ c}^{-1}$ .

Была также рассмотрена возможность генерации КАВ токами, которые протекают в корональных петлях [12]. В этой работе исследовано токовую неустойчивость альвеновских волн в корональных петлях. Показано, что такой механизм генерации очень эффективный и может

приводить к развитию низкочастотных возмущений даже при очень малых токах, что может способствовать пересоединению магнитных полей и развитию вспышки. При обычных условиях, характерных для корональных петель ( $n \approx \approx 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ,  $j \approx 0.01 \text{ A/m}^2$ ) инкремент неустойчивости имеет величину порядка  $\gamma \approx 1 \text{ c}^{-1}$ . В активные периоды инкремент неустойчивости приближается к циклотронной частоте протонов  $\gamma \approx 1000 \text{ c}^{-1}$ . С помощью такого механизма можно объяснить существование волн при распространении не очень быстрых пучков с малой плотностью, и также объяснить процессы ускорения частиц и образование высокоскоростных пучков. Низкочастотная турбулентность, которая возникает при развитии этой неустойчивости, может способствовать также процессам нагрева и ускорения частиц, образованию аномальных токовых слоев, переносу и перераспределению энергии во вспышечных петлях.

Рассмотрена также анизотропная неустойчивость альвеновских волн в солнечной атмосфере. Показано, что такой механизм приводит к генерации не только альвеновских волн, но и кинетических альвеновских волн, что очень важно при рассмотрении процессов нагрева и ускорения частиц в хромосферной и корональной плазме. Найден критерий развития неустойчивости. Проанализированы условия, при которых данная неустойчивость может возникать, и области атмосферы, в которых наиболее вероятно возникновение этой неустойчивости. Показано, что такой механизм генерации кинетических альвеновских волн достаточно эффективный и может играть существенную роль в процессах, которые протекают в солнечной атмосфере. Оценки показывают, что даже для средней величины магнитного поля порядка 1 Гс, которое обычно наблюдается в атмосфере Солнца, инкремент может достигать достаточно большого значения  $\gamma \sim 300 \text{ c}^{-1}$ . Необходимо отметить, что такие явления могут наблюдаться также во вспышечных петельных структурах, что может приводить к ускорению частиц и способствовать их выходу в солнечный ветер.

Проведенный анализ позволяет считать, что рассмотренные нами механизмы возбуждения КАВ могут быть одними из важных источников генерации таких волн в солнечной короне и магнитосфере Земли.

**5. ТРАНСФОРМАЦИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ДВИЖЕНИЙ ФОТОСФЕРНОГО ГАЗА В ПЛАЗМЕННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПРИ РОСТЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

Изучение динамики и структуры фотосферы при различной напряженности магнитного поля представляет значительный интерес для понимания ряда важных явлений на Солнце: перенос энергии в солнечной атмосфере, развитие активных областей, турбулентная диффузия магнитных полей [15, 17]. Появление случайной составляющей в распределении концентрации заряженных частиц в фотосфере связано с турбулентными движениями газа. Для описания возникновения плазменных неоднородностей в нижних слоях атмосферы Солнца можно использовать трехжидкостную модель: ионы (концентрация  $N_i$ , температура  $T_i$ , средняя масса  $m_i$ ), электроны ( $N_e$ ,  $T_e$ , масса  $m_e$ ) и нейтральный газ ( $N_n$ ,  $T_n$ , средняя масса  $m_n$ ). При этом электронно-ионная плазма является пассивной примесью, помещенной в турбулентный газовый поток, и не влияет на движение газа (скорость газового компонента  $u$  считаем заданной). Соответствующую систему уравнений представим в виде [25, 26, 28]

$$\partial N_s / \partial t + \nabla \cdot (N_s \mathbf{v}_s) = 0, \quad (1)$$

$$\tau_s^{-1} (\mathbf{v}_s - \mathbf{u}) = q_s E / m_s + \Omega_s (\mathbf{v}_s \times \mathbf{b}) - v_{Ts}^2 N_s^{-1} \nabla N_s, \quad (2)$$

где  $v_s$  и  $v_{Ts}$  ( $s \equiv i, e$ ) — макроскопическая и тепловая скорости заряженных частиц соответственно,  $\tau_s$  — характерное время между столкновениями заряженных частиц с нейтральными,  $q_s$  — заряд частицы ( $q_e = -q_i = -e$ ),  $\Omega_s = q_s B / m_s c$  — гироизогнутость,  $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$  — единичный вектор вдоль направления магнитного поля,  $E$  — напряженность электрического поля.

В фотосфере выполняются условия изотермичности ( $T_e = T_i = T_n = T$ ), квазинейтральности ( $N_e = N_i = N$ ), а также  $\tau_i \Omega_i \ll 1$  (т. е. ларморовский радиус ионов существенно больше длины их свободного пробега) при всех наблюдаемых на уровне фотосферы магнитных полях.

Если ограничиться приближением амбиполярной диффузии, учитывая в (2) только поле  $E$ , которое обеспечивает совместный дрейф ионов и

электронов, то система (1), (2) позволяет записать уравнение, связывающее концентрацию плазмы со скоростью нейтрального газа

$$\partial N / \partial t + \nabla \cdot (N \mathbf{u}) + \tau_i \Omega_i \mathbf{b} \cdot \nabla \times (N \mathbf{u}) - D_A \nabla^2 N = 0, \quad (3)$$

где  $D_A$  — коэффициент амбиполярной диффузии.

В турбулентном потоке фотосферного газа скорость  $u$  можно представить как сумму ее среднего и флуктуирующего значения  $u = u_0 + u_1$  ( $u_0 = \langle u \rangle$ ,  $\langle u_1 \rangle = 0$ ,  $u_1 < u_0$ ). Тогда и концентрацию плазмы можно записать в виде  $N = N_0 + N_1$  ( $N_0 = \langle N \rangle$ ,  $\langle N_1 \rangle = 0$ ,  $N_1 < N_0$ );  $N_1$  — возмущение плотности плазмы, вызванное турбулентным полем  $u_1$ .

Чтобы из (3) получить выражение для  $\Psi(k, \omega)$ , пространственно-временного спектра флуктуаций  $\delta N = N_1 / N_0$ , будем следовать методу из [25, 26]. Ограничим размеры возмущений  $u_1$  и  $N_1$  инерционным интервалом турбулентности. Тогда поле  $u_1$  можно считать однородным и изотропным, а его спектральный тензор имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) &= \\ &= [4\pi^2(1 + \omega^2\tau_t^2)]^{-1}(\delta_{\alpha\beta} - k_\alpha k_\beta / k^2)\tau_t(k)E(k), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\tau_t(k) = (\nu k^2 + \epsilon^{1/3} k^{2/3})^{-1}$  — время существования турбулентного вихря с масштабом  $k^{-1}$ ,  $E(k) = C_1 \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$  — спектральная плотность распределения энергии турбулентности по волновым числам в инерционном интервале  $k_0 < k < k_\nu$ ,  $k_0^{-1}$  — внешний масштаб турбулентности,  $k_\nu^{-1} = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$  — ее внутренний масштаб,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости,  $\epsilon$  — средняя скорость диссиляции энергии турбулентности в единице массы жидкости (или газа), согласно экспериментальным данным постоянная  $C_1 \approx \approx 1.5$  [30].

Для флуктуаций  $\delta N$  с масштабами меньше характерного размера  $L_N = N_0 |\nabla N_0|^{-1}$  градиента фоновой концентрации плазмы  $N_0$  имеем

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{k}, \omega) &= \\ &= [4\pi^2(1 + \omega^2\tau_k^2)(1 + \omega^2\tau_t^2)]^{-1}\tau_t \tau_k^2 Q(\mathbf{k}), \\ L_N^{-1} < k < k_d, \end{aligned} \quad (5)$$

Таблица 1. Параметры фотосферы

$h$ , км	$T$ , К	$N_n \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$	$N_e \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$	$m_i$ , а.е.м.	$u_0$ , км/с	$k_\nu^{-1}$ , см	$k_d^{-1}$ , см
150	5180	5.05	6.04	25	1.1	10.4	1.33
350	4670	1.01	1.12	26.3	2.05	20	2.5

$$\tau_k = (D_A k^2 + \varepsilon^{1/3} k^{2/3})^{-1},$$

$$Q(k) = [(\mathbf{n} \times \mathbf{k})^2 (L_N k)^{-2} + (\mathbf{b} \times \mathbf{k})^2 (\tau_i \Omega_i)^{-2}] C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-11/3}.$$

Здесь  $\mathbf{n} = L_N N_0^{-1} \nabla N_0$  — единичный вектор вдоль  $\nabla N_0$ ,  $k_d = (\varepsilon / D_A^3)^{1/4}$  — волновое число Обухова — Корсина, известное в теории диффузии пассивной примеси в турбулентной среде [31] и являющееся аналогом  $k_\nu$  (в нашем случае  $k_d$  определяет масштаб возмущений, при котором коэффициенты турбулентной и амбиполярной диффузии равны).

Интегрирование  $\Psi(\mathbf{k}, \omega)$  по  $\omega$  приводит к выражению для пространственного спектра  $\delta N$  [28]:

$$\begin{aligned} P_N(\mathbf{k}) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\mathbf{k}, \omega) d\omega = \\ &= [4\pi(1 + \tau_i/\tau_k)]^{-1} \tau_i \tau_k Q(\mathbf{k}). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь, в отличие от [7, 8], не использовалось предположение, что  $D_A \approx \nu$ .

Выражение (6) позволяет оценить среднюю квадратичную амплитуду флюктуаций  $\delta N$  в заданном интервале волновых чисел:

$$\begin{aligned} \langle \delta N^2 \rangle &= \\ &= \int_{k_1}^{k_2} P_N(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = S((k_2/k_d)^{4/3}) - S((k_1/k_d)^{4/3}), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} S(x) &= \frac{3}{8} L_N^{-2} k_d^{-2} x^{-3/2} [(3 + \text{Pr})x - 2/3] + \\ &\quad + \frac{3}{2} \frac{L_N^{-2} k_d^{-2}}{1 - \text{Pr}} [\text{arctg} x^{1/2} - \\ &\quad - ((1 + \text{Pr})/2)^{5/2} \text{arctg}(x(1 + \text{Pr})/2)^{1/2}] + \end{aligned}$$

$$+ \frac{3}{8} \frac{\tau_i^2 \Omega_i^2}{1 - \text{Pr}} [2\ln(x/(1 + x)) -$$

$$- (1 + \text{Pr})\ln(x(1 + \text{Pr})/(2 + x(1 + \text{Pr})))],$$

где  $\text{Pr} = \nu / D_A$  — диффузионное число Прандтля.

Таблица 2. Характеристики плазменных неоднородностей

$h$ , км	$B$ , Гс	$\tau_i \Omega_i \cdot 10^{-5}$	$\langle \delta N^2 \rangle^{1/2}$ , %	$\gamma$
150	5	1.98	2.5	2.22
150	250	99	2.6	1.41
350	5	9.4	2.5	1.94
350	250	470	2.8	1.23

Используя (6), можно получить формулу для одномерного спектра  $\delta N$ . Если предположить, что  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{n}$  направлены вертикально, а спектр флюктуаций измеряется в горизонтальном направлении (в данном случае ось  $z$ ), то

$$P_1(k_z) = \frac{1}{4} \int_0^{k_\xi} (L_N^{-2} + \tau_i^2 \Omega_i^2 k^2)(k_\perp + 2k_z) F(k) k^{-7} k_\perp dk_\perp, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} k_\xi^2 &= k_d^2 - k_z^2, \quad k^2 = k_\perp^2 + k_z^2, \\ F(k) &= [(1 + (k/k_d)^{4/3}) \cdot (2 + (k/k_d)^{4/3} + \\ &\quad + (k/k\nu)^{4/3})]^{-1}. \end{aligned}$$

Рассмотрим плазменные неоднородности, формируемые в результате турбулентного перемешивания, в окрестности высот 150 и 350 км. Внешний масштаб турбулентности будем считать одинаковым для обеих высот  $k_0^{-1} = L_0 = 940$  км [1] и полагать, что  $L_N = L_0$ . Если  $u_0$  — скорость потока газа для масштаба  $L_0$ , то  $\varepsilon = u_0^3 / L_0$ . Параметры фотосферы [3, 4, 21], необходимые для определения амплитуды и спектра флюктуаций  $\delta N$  представлены в табл. 1, там же приведены результаты расчета внутреннего масштаба турбулентности  $k_\nu^{-1}$  и характерного масштаба Обухова — Корсина  $k_d^{-1}$ . В табл. 2 представлены результаты вычисления характеристик плазменных неоднородностей с помощью формул (7) и (8), а также величины  $\tau_i \Omega_i$  для магнитного поля 5 и 250 Гс и высот 150 и

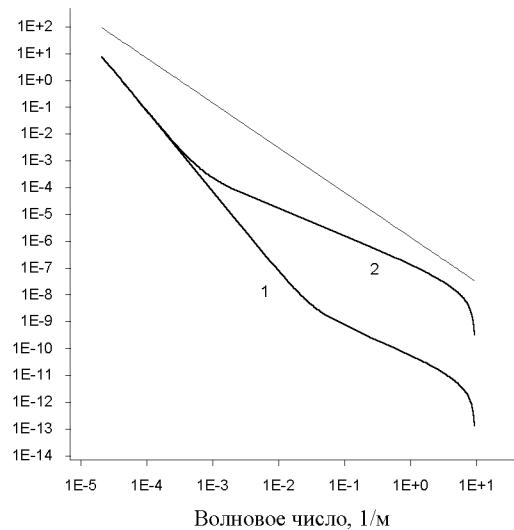


Рис. 4. Одномерный спектр  $P_1(k_z)$ , рассчитанный по формуле (8) для высоты  $h = 150$  км: кривая 1 — при напряженности магнитного поля  $B = 5$  Гс, кривая 2 при  $B = 250$  Гс, прямая линия представляет степенную зависимость  $k_z^{-5/3}$

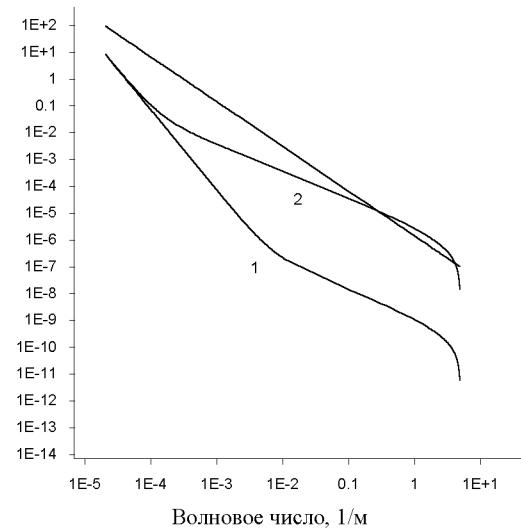


Рис. 5. Одномерный спектр  $P_1(k_z)$ , рассчитанный по формуле (8) для высоты  $h = 350$  км: кривая 1 при напряженности магнитного поля  $B = 5$  Гс, кривая 2 при  $B = 250$  Гс, прямая линия представляет степенную зависимость  $k_z^{-5/3}$

350 км,  $\gamma$  — показатель степени при аппроксимации  $P_1(k_z)$  степенной функцией  $k_z^{-\gamma}$ . Пределы интегрирования в (7) были следующими:  $k_1 = 2\pi/L_m$ ,  $k_2 = k_\nu$  ( $L_m = 300$  км).

На рис. 4 показан спектр  $P_1(k_z)$ , рассчитанный по формуле (8) для высоты  $h = 150$  км: кривая 1 — при напряженности магнитного поля  $B = 5$  Гс, кривая 2 — при  $B = 250$  Гс, прямая линия представляет степенную зависимость  $k_z^{-5/3}$ . То же для высоты  $h = 350$  км показано на рис. 5.

Результаты расчетов, представленные на рис. 4, 5 и в табл. 2, позволяют сделать вывод о том, что плазменные неоднородности, формируемые в результате турбулентного перемешивания в фотосфере, являются чувствительными к изменению как высоты, так и величины магнитного поля [11, 26—28]. Увеличение напряженности магнитного поля увеличивает среднюю квадратичную амплитуду отклонения возмущенной плотности плазмы от локального среднего значения  $N_0$  и изменяет форму спектра. Если спектр  $P_1(k_z)$  аппроксимировать степенной зависимостью  $k_z^{-\gamma}$ , то показатель  $\gamma$  уменьшается с ростом  $B$  (см. табл. 2). Учитывая, что актив-

ные области на Солнце характеризуются сильными магнитными полями, то полученный результат важен для прогноза развития таких областей на уровне фотосферы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Крупномасштабные электрическое и магнитное поля в плазме солнечной атмосферы и гелиосфере, рассматриваемые в рамках основной темы исследований, играют как минимум двойную роль. Будучи существенно слабее соответствующих внутриатомных и даже хольцмаровских полей (последнее, впрочем, касается только электрического поля), они, тем не менее, являются весьма эффективными генераторами мелкомасштабных плазменных неустойчивостей. И если квазистатическое электрическое поле генерирует в плазме разные типы волновых возмущений вследствие развития неустойчивостей в основном токового типа [6, 7, 9], то квазипотенциальное магнитное поле (например, поле петли), вообще делает плазму магнитоактивной, являясь причиной появления новых ветвей колебаний [5, 8, 10, 23, 24]. Как показали прове-

денные исследования, многие из них являются неустойчивыми. Поэтому и на процессы трехволнового взаимодействия, и на генерацию волн в пылевой плазме такие поля оказывают весьма сильное влияние, даже если формально оно является косвенным [10, 39, 40]. В плазме же атмосферы активной области вызванные ими мелкомасштабные неустойчивости «подготавливают почву» для появления токовых слоев. Последние, в свою очередь, в значительной степени определяют весь ход вспышечного процесса. В то же время в слабоионизованной плазме субфотосферных слоев от амплитуды крупномасштабного магнитного поля существенно зависят и локальные значения плотности, и форма спектра возмущений [25–28]. Обе характеристики чрезвычайно важны для прогноза развития вспышечного комплекса.

1. Блиох П. В., Ярошенко В. В. Электростатические волны в колышцах Сатурна // Астрон. журн.—1985.—63, № 3.—С. 569—579.
2. Войцеховская А. Д., Юхимук А. К., Сиренко Е. К. Нелинейный механизм генерации электромагнитных волн в пылевой космической плазме // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы.—2007.—№ 13.—С. 87—89.
3. Костык Р. И. Тонкая структура фраунгоферовых линий и строение атмосферы Солнца // Астрон. журн.—1985.—62, № 1.—С. 112—123.
4. Кринберг И. А., Теплицкая Р. Б. Методы описания и классификация космической плазмы. II. Плазма Солнца // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца.—1971.—№ 18.—С. 40—71.
5. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация верхне-гибридных волн в плазме арочных структур Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 4.—С. 243—256.
6. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Неустойчивости высокочастотных ленгмюровских волн в предвспышечной плазме // Космічна наука і технологія.—2005.—11, № 1/2.—С. 68—74.
7. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. О последовательности появления неустойчивостей плазменных волн в основаниях арочных структур на Солнце на ранних этапах вспышечного процесса // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 5.—С. 352—367.
8. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерація магнітоакустичних хвиль в передспалаховій плазмі активних областей // Вісник КНУ. Сер. Астрономія.—2005.—№ 41/42.—С. 77—86.
9. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Особенности генерации ионно-звуковых волн в предвспышечной плазме // Кинематика и физика небес. тел.—2004.—20, № 6.—С. 467—476.
10. Кришталь А. Н., Сиренко Е. К., Герасименко С. В.

Распадная неустойчивость кинетических альвеновских волн в предвспышечной плазме петель в активной области // Кинематика и физика небес. тел.—2007.—23, № 3.—С. 131—140.

11. Кызыров Ю. В. Спектр плазменных неоднородностей в активной области фотосферы Солнца // 7-а Укр. конф. з косміч. досліджен: Зб. тез, Євпаторія, Крим, 3—8 вересня 2007 р. — Київ, 2007.—С. 49.
12. Маловичко П. П. Связь продольных токов с генерацией альвеновских волн в солнечной атмосфере // Кинематика и физики небес. тел.—2007.—23, № 5.—С. 259—265.
13. Маловичко П. П. Связь продольных токов с генерацией альвеновских волн в солнечной атмосфере // Кинематика и физики небес. тел.—2007.—23, № 5.—С. 259—265.
14. Маловичко П. П., Кришталь А. Н., Юхимук А. К. Влияние неоднородностей температуры на генерацию кинетических альвеновских волн в магнитосфере Земли // Кинематика и физики небес. тел.—2006.—22, № 1.—С. 58—64.
15. Прест Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Наука, 1985.—592 с.
16. Сиренко Е. К., Войтенко Ю. М., Гуссенс М., Чиан А. С.-Л. Нелинейное затухание ленгмюровских волн вследствие ленгмюр-альвен-вистлер взаимодействия в солнечной короне // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы.—2007.—№ 13.—С. 84—86.
17. Cadavid A. C., Lawrence J. K., Ruzmaikin A. A., et al. Spatiotemporal correlations and turbulent photospheric flows from SOHO/MDI velocity data // Astrophys. J.—1998.—509, N 2.—P. 918—926.
18. Chian A. C.-L., Abalde J. R., Alves M. V., Lopes S. R. Coherent Generation of Narrow-Band Circularly Polarized Radio Bursts from the Sun and Flare Stars // Solar Phys.—1997.—173, N 1.—P. 199—202.
19. Chian A. C.-L., Lopes S. R., Alves M. V. Nonlinear excitation of Langmuir and Alfvén waves by auroral whistler waves in the planetary magnetosphere // Astron. and Astrophys.—1994.—288.—P. 981—984.
20. Chian A. C.-L., Lopes S. R., Alves M. V. Generation of auroral whistler-mode radiation via nonlinear coupling of Langmuir waves and Alfvén waves // Astron. and Astrophys.—1994.—209.—P. 13—16.
21. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R. Energy balance in the solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // Astrophys. J.—1993.—406, N 1.—P. 319—345.
22. Hertzberg M. P., Cramer N. F., Vladimirov S. V. Parametric instabilities of Alfvén waves in dusty plasma // Phys. Plasmas.—2003.—10, N 8.—P. 3160—3167.
23. Kryshnal A. N., Gerasimenko S. V. Kinetic alfvén waves in preflare plasma // Astron. Nachr.—2005.—326, N 1.—P. 52—60.
24. Kryshnal A. N. Low-frequency wave instabilities in magnetoactive plasma with spatial inhomogeneity of temperature // J. Plasma Phys.—2005.—71, part 6.—P. 729—745.
25. Kuzyurov Yu. Electron density fluctuations in the lower part of the solar atmosphere // Publ. Astron. Department of the Eotvos University (Hungary).—2003.—13.—P. 81—86.
26. Kuzyurov Yu. V. Non-thermal fluctuations in plasma den-

- sity near the temperature minimum of the solar atmosphere // Kinematics and Physics of Celest. Bodies. Suppl.—2005.—N 5.—P. 183—186.
27. Kzyurov Yu. V. Formation of small-scale plasma structures in the photosphere // Abstract Book, XXVI<sup>th</sup> General Assembly of the International Astronomical Union, August 14—25, 2006, Prague (Czech Republic). — Prague, 2006.—P. 276.
  28. Kzyurov Yu. V. Spectrum of small-scale plasma structures in the photosphere // Problems of Atomic Sciences and Technology. Ser. Plasma Physics.—2007.—N 13.—P. 81—83.
  29. Mamun A. A., Shukla P. K. Linear and nonlinear dust-hydromagnetic waves // Phys. Plasmas.—2003.—10, N 11.—P. 4341—4349.
  30. McComb W. D. Theory of turbulence // Rep. Prog. Phys.—1995.—58, N 10.—P. 1117—1206.
  31. McComb W. D., Filipiak M. J., Shanmugasundaram V. Rederivation and further assessment of the LET theory of isotropic turbulence, as applied to passive scalar convection // J. Fluid Mech.—1992.—245.—P. 279—300.
  32. Melrose D. B. The emission mechanisms for solar radio bursts // Space Sci. Rev.—1980.—26, N 5.—P. 3—38.
  33. Mendis D. A., Rosenberg M. Cosmic Dusty Plasmas // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.—1994.—32.—P. 419—463.
  34. Nakariakov V. M., Tsiklauri D. Wide-spectrum slow magneto-acoustic waves in coronal loops // Astron. and Astrophys.—2001.—379, N 2.—P. 1106—1112.
  35. Shukla P. K. A survey of dusty plasma physics // Phys. Plasmas.—2001.—8, N 5.—P. 1791—1803.
  36. Shukla P. K., Feix G., Rao N. N. Decay and modulation instability of electron plasma waves in unmagnetized dusty plasmas // Planet. Space Sci.—1993.—41, N 9.—P. 693—695.
  37. Shukla P. K., Kourakis I. Low-frequency electromagnetic waves in a Hall-magnetohydrodynamics plasma with charged dust macroparticles // Phys. Plasmas.—2005.—12, N 1.—P. 024501-1-014501-4.
  38. Shukla P. K., Stenflo L. Stimulated scattering of electromagnetic waves in dusty plasmas // Astrophys. and Space Sci.—1992.—190.—P. 23—32.
  39. Voitenko Yu. M., Goossens M., Sirenko O., Chain A.-L. Nonlinear excitation of kinetic Alfvén waves and whistler waves by electron beam-driven Langmuir waves in the solar corona // Astron. and Astrophys.—2003.—409.—P. 331—345.
  40. Yukhimuk A. K., Fedun V. N., Voitsekhovskaya A. D., Cherenmykh O. K. The transformation of long scale Alfvén waves in space dusty plasma // Kinematics and Physics of Celest. Bodies. Suppl.—2005.—N 5.—P. 192—195.
- 

**INVESTIGATION OF THE PROCESSES  
OF THE MHD-WAVE GENERATION, WAVE  
TRANSFORMATION AND WAVE ENERGY TRANSPORT  
UNDER CONDITION OF THE LARGE-SCALE  
ELECTROMAGNETIC FIELDS EXISTENCE IN SOLAR  
ATMOSPHERE AND HELIOSPHERE**

*A. N. Kryshnal, A. D. Voytsekhovskaja, S. V. Gerasimenko,  
Yu. V. Kzyurov, P. P. Malovichko, O. K. Sirenko*

Dynamical processes in solar atmosphere and heliospherical plasma have been considered. New mechanisms of wave generation and transformation in plasma have been proposed and investigated. The reasons, conditions and sources of the turbulent state appearance in the solar atmosphere have been analyzed. The influence has been studied of the large-scale electromagnetic fields on the processes in preflare and post flare loops. The mechanisms of the transformation of the photospheric gas turbulence into the plasma inhomogeneities of the photosphere have been investigated.

УДК 523.9-327:519.246.8:517.443:519.71

Я. І. Зєлик<sup>1</sup>, Н. М. Степанян<sup>2</sup>, О. А. Андреєва<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут космічних досліджень НАН України та НКА України, Київ

<sup>2</sup>НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія», Научний, Крим

# Часові зміни диференціального обертання активних ділянок та корональних дір і їхній зв'язок з рівнем сонячної активності

Надійшла до редакції 23.01.08

Встановлено закономірності часових змін з ходом сонячного циклу диференціального обертання таких сонячних утворень, як активні ділянки та корональні діри за спостереженнями їх у верхній хромосфері та виявлено закономірності змін обертання цих структур від рівня сонячної активності.

В атмосфері Сонця спостерігаються швидко-плинні явища, які називаються сонячною активністю. Мінливість Сонця виявляється у зміні рівня сонячної активності. Крім великого теоретичного значення, вивчення еволюції сонячної активності набуває і практичного інтересу, тому що є основою прогнозування геoeffективних сонячних впливів. Такі прояви сонячної активності, як спалахи, сонячний вітер, корональні викиди мас призводять до значних варіацій радіаційного фону у космосі, впливають на магнітосферу і верхню атмосферу Землі.

Існуючі методи прогнозу сонячної активності засновані переважно на статистичних підходах. Більшість з них з великою імовірністю визначають лише необхідні умови здійснення прогнозу. Достатні умови спрощування прогнозу сонячної активності на сьогодні в загальному випадку не знайдені. Вихід з цього становища може полягати у вивчені фізичних процесів і їхніх взаємодій, які визначають зміни, що відбуваються в активних сонячних утвореннях. Таким чином, необхідно шукати фізичні основи вірогідного прогнозу сонячної активності.

У сучасній фізиці Сонця вважається, що основою сонячної активності та її змін є винесення

магнітних потоків із внутрішніх шарів Сонця. Взаємодія цих потоків на різних глибинах у внутрішніх шарах і висотах в атмосфері Сонця призводить до розмаїтості активних спостережуваних утворень. Залежність взаємодій від умов середовища, де існують сонячні утворення, дуже сильна. Тому необхідно комплексно розглядати різні види прояву сонячної активності — від одинадцятирічного циклу до окремих спалахів на висотах від конвективного шару до корони у часових масштабах від секунд до десятиріч.

Зміни характеристик активності Сонця, а отже, і їхні прогнози, за масштабом часу умовно поділяються на три типи: довготермінові, середньотермінові і короткотермінові. Зокрема, у межах середньотермінового прогнозується в основному появу окремих активних ділянок, корональних дір і великомасштабних магнітних полів, особливості їхнього розвитку, час життя і зв'язок з глобальними характеристиками Сонця. Середньотерміновий прогноз розрахований на кілька обертів Сонця і може бути використаний для геофізичних прогнозів. Оскільки дотепер немає ясних фізичних уявлень про природу нестаціонарних явищ в атмосфері Сонця, використовувані методи, що базуються на статистич-

ному підході, у силу своєї суб'ективності і неоднозначності не дозволяють робити обґрутовані вірогідні прогнози сонячної активності.

Для вірогідного середньотермінового прогнозу сонячної активності необхідно розглядати процеси в окремих активних сонячних утвореннях на основі багатохвильових сонячних спостережень. Зокрема, повинна бути досліджена еволюція характеристик обертання (основного руху), їхній взаємозв'язок та зв'язок обертання з сонячною активністю для таких сонячних утворень, як активні ділянки з групами сонячних плям, корональні діри, волокна, фонові магнітні поля у різних шарах атмосфери Сонця. Це зумовлене тим, що, як було вже зазначено, вказані сонячні утворення є наслідком взаємодії магнітних потоків, що виносяться із внутрішніх шарів Сонця і проходять через його атмосферу, а ці магнітні потоки і їхні зміни є основою сонячної активності.

Обертання сонячних структур та його зміна з часом зумовлена обертальним рухом їхніх джерел, що знаходяться у внутрішніх шарах Сонця, зокрема у конвективній зоні, променистій зоні і ядрі енерговиділення. Обертання сонячних структур кожного роду має свій характер і навіть для одного роду утворень, і більш того, дляожної протяжної структури одного роду, характеризується своїми закономірностями змін швидкості обертання в залежності від геліографічної широти, що визначає диференціальне обертання Сонця. Диференціальне обертання Сонця входить як необхідна характеристика у моделі будови Сонця та теорії Сонячного циклу [3, 5, 16–19].

Ранні дослідження часових варіацій диференціального обертання Сонця проводились за так званими трасерами (слідами на послідовних знімках диску Сонця) сонячних плям та швидкостями зміни цих слідів, у пізніших дослідженнях вимірювались так звані зміни променевих швидкостей [5, 19]. Переважна більшість досліджень диференціального обертання стосувалась сонячних плям та різних структур магнітного поля Сонця [5, 16–19].

В останні десятиріччя при оцінюванні диференціального обертання Сонця та його часових змін, а також при вивчені такої важливого, більш загального, ніж диференціальне обертання, феномену фізики Сонця, як північно-

південна асиметрія сонячної активності, широко використовуються методи різноманітних функціональних перетворень (аналізу у спектральній області). Цей аналіз проводиться для рядів спостережень певних широтних зон диску Сонця чи для вихідних зображень диску Сонця у різноманітних лініях з виділенням чи без певних зон на зображені. Зокрема, застосовують спектральний аналіз у базисі Фур'є, інших базисах функцій у ковзних по тривалому інтервалу спостережень коротких часових вікнах (частотно-часовий аналіз) [3, 5, 16, 19], вейвлет-аналіз [3] у виділених широтних зонах. Використання методів частотно-часового аналізу дозволяє отримати об'єктивні індекси обертання Сонця у певних широтних зонах у певні моменти часу і пов'язати їх з індексами сонячної активності, відмінними від чисел Вольфа, які характеризують активність Сонця не інтегрально, а у кожній широтній зоні у відповідний момент часу. Зокрема, у [5, 19] отриманий індекс обертання структур великомасштабного магнітного поля Сонця у вигляді суми спектральної густини поля у різних характерних діапазонах періодів, що характеризує швидкість обертання структур поля (двосяекторної та чотирисекторної), у різних широтних зонах у залежності від часу та пов'язаний із змінами активності у ході сонячного циклу. У [3] методи спектрального аналізу використано для оцінювання північно-південної асиметрії сонячної активності і її часових змін дляожної широтної зони Сонця на тривалих часових інтервалах за спектрами кількох індексів сонячної активності. Отже, в роботах [3, 5, 19] отримано результати, що підтверджують важливість досліджень часових варіацій обертання і його широтного розподілу для магнітних полів Сонця, а також широтно-часових змін північно-південної асиметрії сонячної активності для виявлення і розуміння механізмів генерування магнітних полів у внутрішніх шарах Сонця.

Таким чином, актуальною є проблема оцінювання диференціального обертання та його часових варіацій для сонячних структур, спостережуваних у різних шарах атмосфери Сонця, та встановлення закономірностей змін обертання з рівнем сонячної активності на тривалих часових інтервалах у ході сонячного циклу. Як вже було зазначено, результати вирішення цієї проблеми

є важливими для пошуку фізичних основ короткотермінового прогнозу сонячної активності. На даний час публікацій стосовно оцінювання обертання утворень, що спостерігаються в атмосфері Сонця, значно менше, ніж публікацій, присвячених дослідженням сонячних магнітних полів (зокрема, їхнього обертання).

Метою роботи є встановлення закономірностей широтно-часових змін з ходом сонячного циклу обертання таких сонячних утворень, як активні ділянки та корональні діри за спостереженнями їх у верхній хромосфері та встановлення закономірностей змін обертання цих структур від рівня сонячної активності.

**Спостережний матеріал та побудова часових рядів даних.** Вихідним матеріалом для опрацювання були дані комбінованих наземних та супутниковых спостережень Сонця у лінії He I  $\lambda$  1083 нм, отримані у Національній обсерваторії Kitt Пік (США) (Kitt Peak National Observatory (KPNO), (<http://www.noao.edu/kpno/>)), яка є частиною Національної оптичної астрономічної обсерваторії США (National Optical Astronomy Observatory (NOAO), (<http://www.noao.edu/>)). Ці дані були здобуті у рамках спільніх фундаментальних досліджень Національної обсерваторії Kitt Пік з іншими організаціями Національної оптичної астрономічної обсерваторії США NOAO за підтримки Національної наукової фундації США (National Science Foundation (NSF), <http://www.nsf.gov/>), з Центром космічних польотів імені Годдарда (Goddard Space Flight Center (GSFC), <http://www.nasa.gov/centers/goddard/home/index.html>) за підтримки Національного космічного агентства США (NASA), з Лабораторією космічного навколошнього середовища (Space Environment Laboratory (SEL), <http://www.swpc.noaa.gov/AboutUs/93review.pdf>) за підтримки Національного агентства з океану та атмосфери (США) (National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), <http://www.noaa.gov/>). Вказані дані були люб'язно надані авторам цієї статті паном Харві після смерті його дружини пані Карен Харві — співробітниці обсерваторії Kitt Пік, одному з головних дослідників цього спостережного матеріалу.

Як відомо, регулярне отримання зображень Сонця в лінії He I  $\lambda$  1083 нм надає виняткову можливість мати одночасно інформацію про яс-

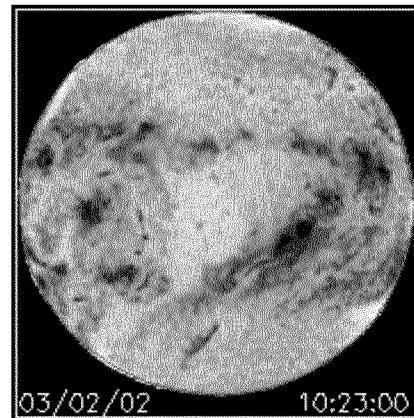


Рис. 1. Зображення диску Сонця у лінії He I  $\lambda$  1083 нм.

Рис. 1. Зображення диску Сонця у лінії He I  $\lambda$  1083 нм

кравість і положення на диску відразу декількох видів сонячних утворень: потужних активних ділянок з групами сонячних плям (AR) корональних дір (CH), флокулів (FL), незбурених ділянок (BG). Спостереження вказаних структур у лінії He I  $\lambda$  1083 нм стосуються певного рівня в атмосфері Сонця, а саме верхньої хромосфери.

Дані відповідають часовому інтервалу від початку січня 1977 р до кінця вересня 2003 р. Це відповідає 357 каррінгтонівським обертам Сонця №№ 1650—2006. Дані охоплюють три сонячні цикли, починаючи з фази росту 21-го і закінчуячи спадом 23-го циклу. Матеріал спостережень являє собою синоптичні карти (СК), кожна з яких складена з зображень Сонця у лінії He I  $\lambda$  1083 нм протягом одного оберту Сонця. Зображення диску Сонця у лінії He I  $\lambda$  1083 нм представлена на рис. 1, а синоптична карта — на рис. 2. По осі X синоптичної карти відкладена геліографічна довгота від  $0^\circ$  до  $360^\circ$ , а по осі Y —  $\sin\varphi$  від -1 до +1, де  $\varphi$  — геліографічна широта. Просторова роздільна здатність таких карт  $1^\circ$  по X і  $1/90^\circ$  по Y. Таким чином, кожній СК відповідає двовимірний масив  $180 \times 360$  пкл, що містить інтенсивності спектра Сонця в центрі лінії He I  $\lambda$  1083 нм для всіх точок поверхні Сонця. Далі виконано переход від центральних інтенсивностей до так званих еквівалентних ширин W лінії He I  $\lambda$  1083 нм за співвідношеннями, виведеними для даного спо-

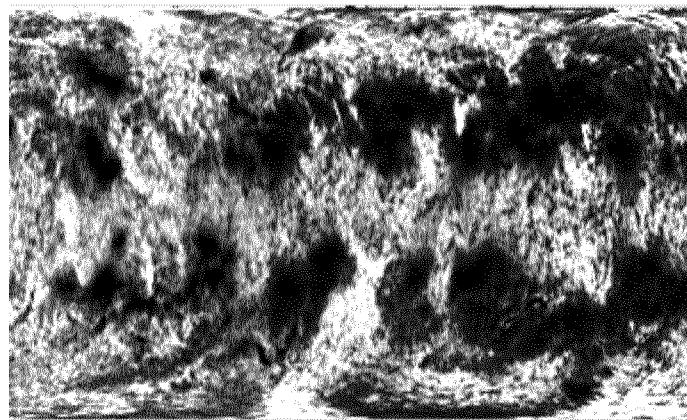


Рис. 2. Синоптична карта у лінії Не I  $\lambda$  1083 нм

стережного матеріалу в обсерваторії Кітт Пік, і нормування даних масивів кожної перетвореної карти до максимуму гістограми розподілу числа пікселів у залежності від значень еквівалентної ширини. На нормованих СК були виділені за-значені вище сонячні структурні утворення, яким відповідають різні інтервали значень еквівалентної ширини  $W$ : AR:  $2 < W < 10$ ; CH:  $0.1 < W < 0.95$  FL:  $1.05 < W < 2$ ; BG:  $0.95 < W < 1.05$ . Далі у масивах нормованих даних СК були виділені блоки за рядками, що відповідають 5-град широтним смугам. Усередині кожного блоку відбувалося виділення за-значених чотирьох типів утворень і підсумо-вування за стовпцями елементів кожного типу. Таким чином, для кожного типу утворень для кожної СК були отримані елементи часових рядів для кожної широтної зони. Спостережний матеріал з вихідного виду синоптичних карт Сонця у лінії Не I  $\lambda$  1083 нм на кожному з 357 каррінгтонівських обертів був перетворений у 4 типи (за типами спостережуваних сонячних утворень) по 32 часових рядів, що відповідають 5-градусним широтним зонам. Елементи 4 типів цих рядів — сумарні (за широтою) значення еквівалентної ширини лінії Не I  $\lambda$  1083 нм, пропорційні енергії, поглиненої (активними ділянками, флокулами, незбуреними ділянками) і випромінюваної (корональними дірами) у даній 5-градусній широтній зоні Сонця. Отримані ча-сові ряди для окремих карт були спеціальним чином об'єднані у ряди для всього спостережно-

го матеріалу з початку січня 1977 р. до кінця вересня 2003 р. Для кожного з 4 типів сонячних утворень було побудовано по 32 часових ряди довжиною 128520 елементів кожен.

На рис. 3 і 4 відображені елементи вказаних 32 часових рядів, що є значеннями еквівалентної ширини лінії Не I  $\lambda$  1083 нм  $W$  для активних ділянок (AR) і корональних дір (CH) у геліографічному широтному діапазоні  $[-80^\circ; 80^\circ]$  або [S80; N80]. Ці зображення представляють часові розгортки широтного розподілу енергії випромінювання для AR і поглинання для CH у лінії Не I  $\lambda$  1083 нм у південній і північній півкулях Сонця і ілюструють диференціальне обертання AR і CH та його зміни з часом. На рис. 3 і 4 проявляються три цикли активності на 26-річному інтервалі спостережень.

**Спектральні методи оцінювання обертання сонячних структур і типи задач оціню-вання.** При оцінюванні обертання сонячних структур визначалися періоди обертання і роз-поділ піків спектральної густини потужності при знайдених періодах, а також сумарної потуж-ності в заданих інтервалах періодів у залежності від геліографічної широти та їхні часові зміни для кожного типу сонячних утворень. Стосовно вирішення проблеми оцінювання диференціаль-ного обертання і його часових змін авторами використовувалися методи спектрального ана-лізу, розглянуті у публікаціях [1, 2, 6—15]. При реалізації цих методів мали місце такі

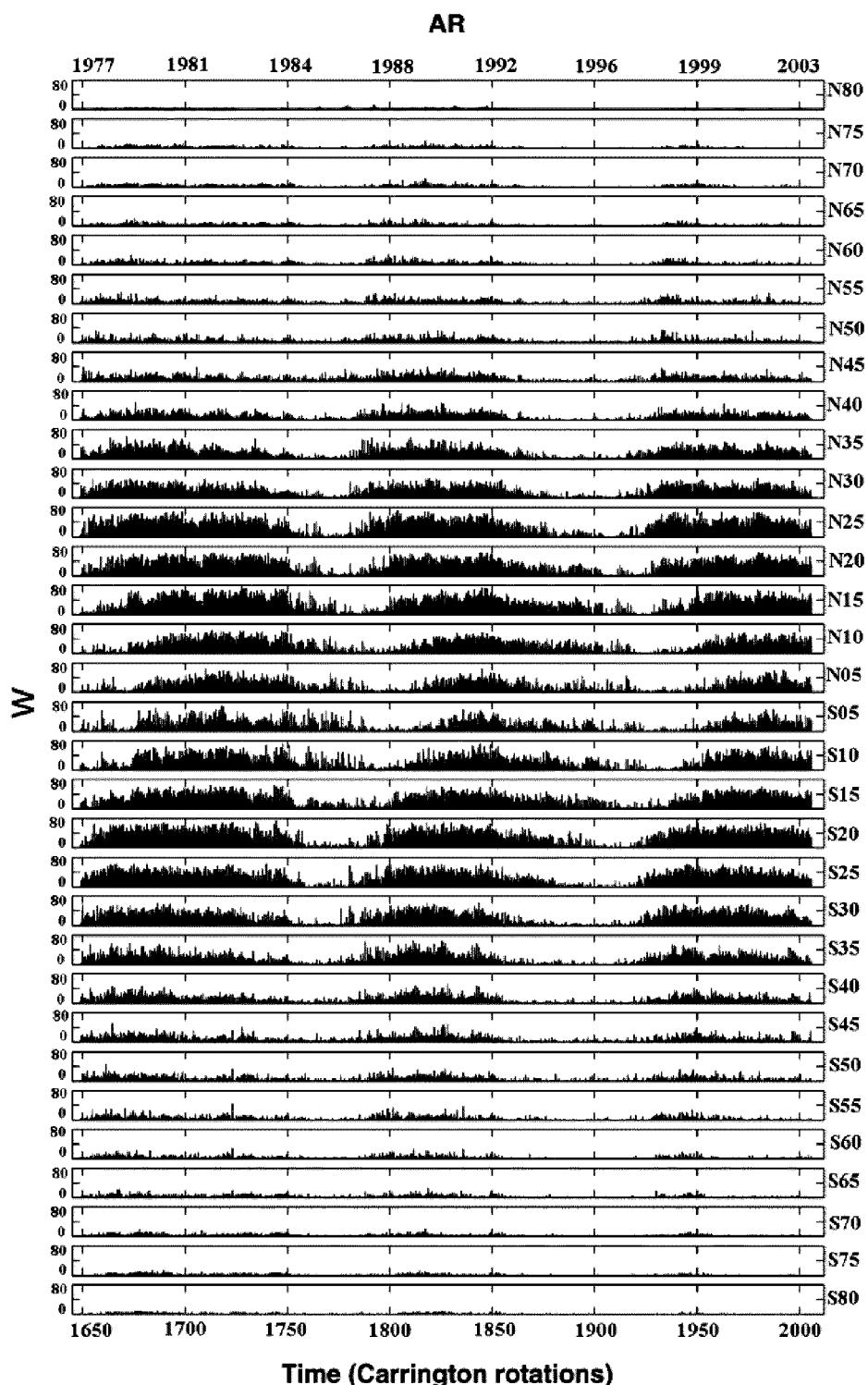


Рис. 3. Часові ряди сумарної еквівалентної ширини лінії Не I  $\lambda$  1083 нм у п'ятиградусних широтних зонах Сонця для активних ділянок

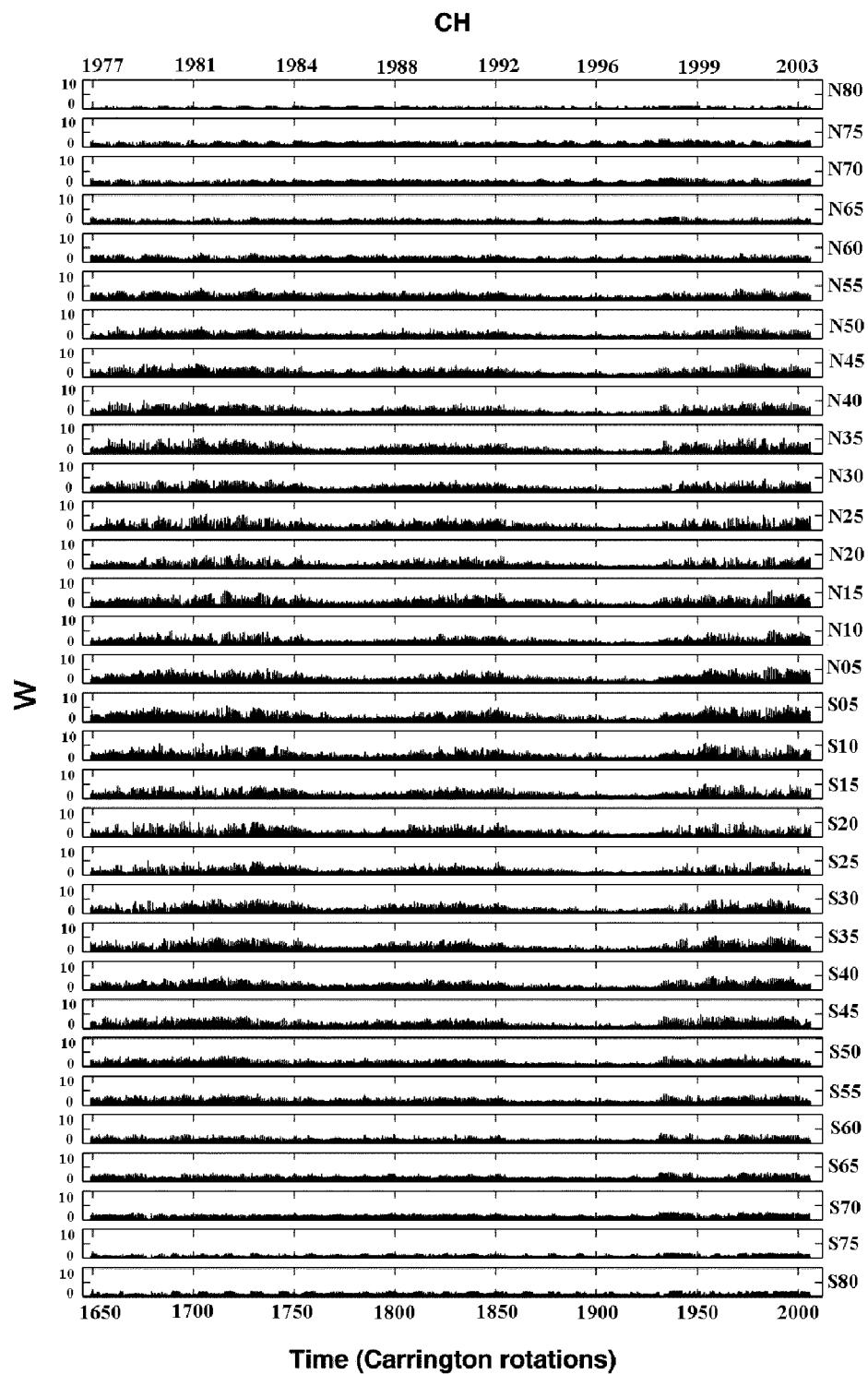


Рис. 4. Часові ряди сумарної еквівалентної ширини ліній Не I  $\lambda$  1083 нм у п'ятиградусних широтних зонах Сонця для корональних дір

параметри дискретизації й аналізу:

кількість відліків у кожному часовому ряді —  $N = 357 \times 360 = 128520$ ;

крок дискретизації за часом —  $dt = 27.2753 / 360 = 0.07576572$  діб;

частота дискретизації —  $fs = 1/dt = 13.19875491$  діб<sup>-1</sup>;

частота Найквіста —  $nyquist = 1/2fs = 6.599377$  діб<sup>-1</sup>;

кількість часових відліків, над якими виконується ШПФ —  $nfft = 262144$ ;

кількість частотних відліків (коєфіцієнтів Фур'є або інших функціональних перетворень) —  $M = nfft/2 + 1 = 131073$ .

Для часових рядів, що відповідають чотирьом типам сонячних структур, було виконано три типи спектрального аналізу:

1) на всьому часовому інтервалі спостережень тривалістю близько 26 років [1, 2, 6—10, 13];

2) на п'яти часових інтервалах, що відповідають епохам максимумів і мінімумів сонячної активності [2, 11—15];

3) ковзний спектральний аналіз у часовому вікні довжиною 1 рік зі зсувом на півроку на всьому 26-річному інтервалі спостережень [2, 11—15].

У кожному із трьох типів спектрального аналізу застосовувався свій метод з таких трьох апробованих методів: Shuster Periodogram Method [9, 10, 13, 23, 24], Welch Method [1, 4, 9, 11, 12—15, 23, 25], Multitaper Method [11—13, 22] — і вибиралася адекватний метод з погляду одержання реалістичних оцінок спектральної густини потужності.

У випадках 1) і 2) був вибраний Welch Method [4, 13, 25]. Ефективність застосування Welch Method була зумовлена значною довжиною часових рядів на зазначених п'яти інтервалах спектрального аналізу (на всьому 26-річному інтервалі спостережень довжина ряду складала 128520 відліків). Welch Method полягає у розбитті всього часового ряду на пересічні часові сегменти, в обчисленні у кожному із сегментів модифікованих періодограм зі згладжуванням вікном і отриманні як оцінки спектральної густини усереднених згладжених періодограм за всіма сегментами. Використовувалося розбиття кожного часового ряду на три на 50 % пересічні часові сегменти і виконувалося згладжування у кожному сегменті з застосуванням вікна Гемінга.

Перевага у випадку 1) Welch Method порівняно Shuster Periodogram Method була зумовлена істотно меншою дисперсією (істотно більшою гладкістю) отриманих за Welch Method оцінок спектральної густини потужності, ніж за Shuster Periodogram Method. При цьому періоди, які відповідали достовірним пікам оцінки спектральної густини, що перевищували потроєне значення середнього квадратичного відхилення  $3\sigma_{Sp}$  спектральної густини потужності як випадкової функції, знайдені за Welch Method, практично збігалися з періодами, виявленими на сильно порізані оцінці спектральної густини, оцінений за Shuster Periodogram Method. Сумарні ж потужності у заданих інтервалах періодів, знайдені за оцінками спектрів потужності по Welch Method і по Shuster Periodogram Method, також практично збігалися.

З метою забезпечення компромісу між вимогами високої роздільної здатності, що дозволяє виявити тонку структуру істинного спектру (вузькі викиди) і вимогами низької дисперсії оцінки спектральної густини був досліджений і застосований у випадках 2) і 3) Multitaper Method [13, 22]. У цьому методі при оцінюванні спектру використовуються групи лінійних або нелінійних комбінацій модифікованих періодограм (комбінації оптимальних фільтрів у частотній області) і не використовуються часові вікна згладжування, вибір яких досить суб'єктивний. Ці періодограми обчислюються на основі даних часового ряду з використанням його розкладу за ортогональними дискретними протяжними сфероїдальними послідовностями (DPSS, інакше — Slepian-sequences). Використовувалося розкладання не по одній (як у традиційному фур'є-аналізі), а по 15, 7, 5, 2 послідовностях таких базисних функцій. За оцінку спектральної густини при реалізації Multitaper Method був взятий результат усереднення за кількістю застосовуваних дискретних сфероїдальних послідовностей періодограм, кожна з яких обчислена за своєю послідовністю базисних функцій. Природно, через усереднення така оцінка має малу дисперсію, тобто є гладкою, і немає потреби у її згладжуванні. Однак оцінка за Multitaper Method є зручною для дослідження яких-небудь глобальних властивостей спектральної густини, зокрема для оцінювання сумарної потужності у деякому діапазоні періодів. Для

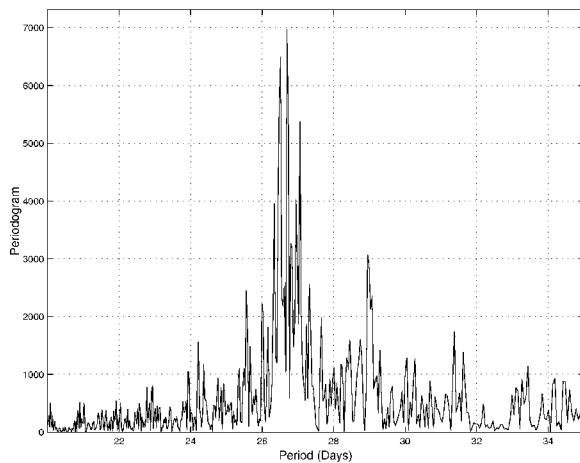


Рис. 5. Оцінка спектральної густини потужності за Shuster Periodogram Method в інтервалі періодів [20; 35] діб у широтній зоні N20 для активних ділянок

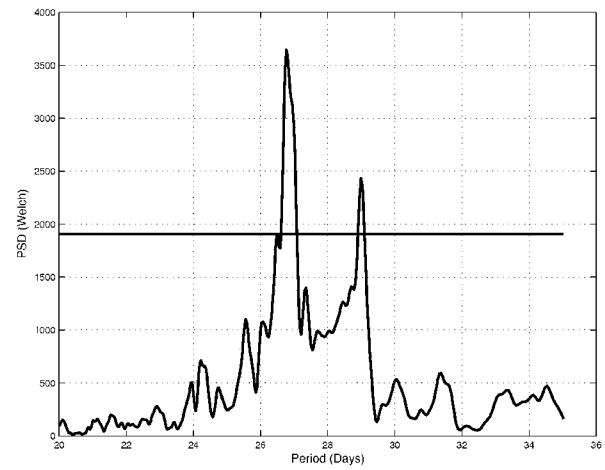


Рис. 6. Оцінка спектральної густини потужності за Welch Method в інтервалі періодів [20; 35] діб у широтній зоні N20 для активних ділянок

виявлення періодичностей, що відповідають пікам оцінки спектральної густини, оцінка за Multitaper Method мало придатна. Тому у випадку 2) перевага була надана Welch Method.

На рис. 5—7 відображені оцінки спектральної густини потужності за Shuster Periodogram Method (рис. 5), за Welch Method (рис. 6) — у залежності від періоду, а на рис. 7 — за Multitaper Method — у залежності від частоти в інтервалі періодів [20; 35] діб у широтній зоні N20 для активних ділянок. На рис. 6 горизонтальною лінією відображене потроєне значення середнього квадратичного відхилення  $3\sigma_{Sp}$  спектральної густини потужності як випадкової функції за Welch Method, а на рис. 7 пунктирними лініями відображені залежності від частоти довірчих інтервалів оцінювання з ймовірністю 0.9 спектральної густини потужності за Multitaper Method.

Для оцінювання спектральної густини у випадку 3) був вибраний Shuster Periodogram Method. У цьому методі масив періодограм ряду (квадратів модулів коефіцієнтів Фур'є) на всіх частотах обчислюється за допомогою швидкого перетворення Фур'є (ШПФ) або дискретного перетворення Фур'є (ДПФ) [4, 20, 21]. З метою підвищення роздільної здатності за частотою кожна реалізація часового ряду довжиною  $N$  відліків «розчиняється нулями» до реалізації

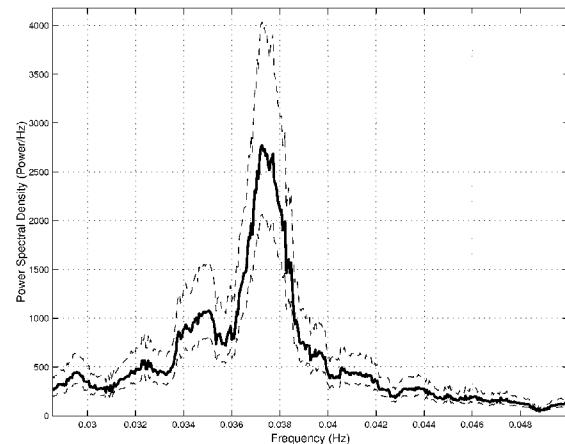


Рис. 7. Оцінка спектральної густини потужності за Multitaper Method в інтервалі періодів [20; 35] діб у широтній зоні N20 для активних ділянок

більшої довжини  $nfft$ , рівної цілому степеневі числа 2. Над продовженою у такий спосіб часовою реалізацією виконується ШПФ. Для зменшення ефекту просочування енергії з частот, далеких від головного максимуму часового прямокутного вікна у спектральній області, через так звані бічні максимуми при оцінюванні спек-

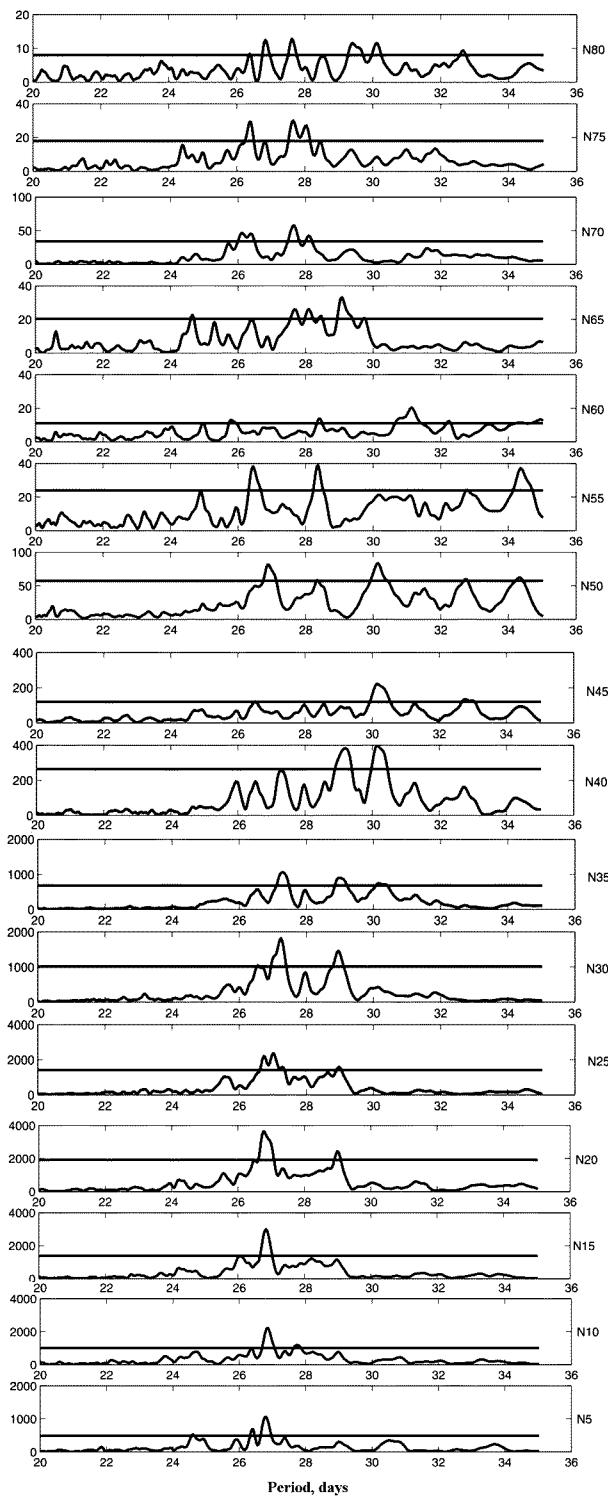


Рис. 8. Спектри потужності PSD в інтервалі періодів 20—35 діб для активних ділянок всіх широтних зон N-півсфери

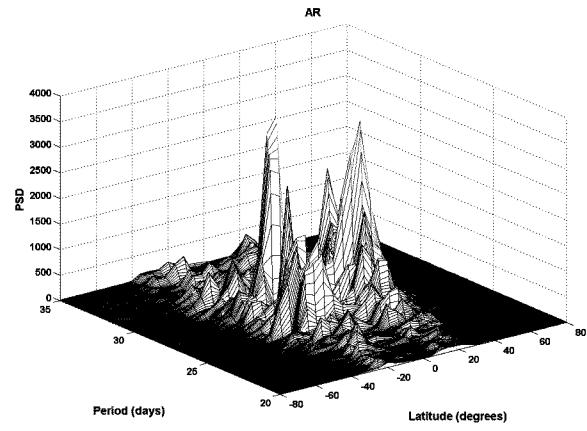


Рис. 9. Тривимірне зображення залежності спектральної густини потужності PSD від значень періоду і широти для активних ділянок (AR)

тримальної густини за Shuster Periodogram Method застосовується часове згладжування. Саме дії прямокутного часового вікна з його ефектами витоку енергії у ділянки бічних пелюсток у частотній області відповідає ДПФ (зокрема ШПФ) на обмеженому довжиною ряду кінцевому часовому інтервалі. Для зменшення ефектів зміщення періодограми і зменшення її дисперсії як оцінки спектральної густини, зумовлених зазначеними факторами, застосовувався метод модифікованих Shuster Periodogram. У цьому методі використовувалися часові вікна згладжування, зокрема, вікно Геммінга.

Оцінка значущості піків згладженої періодограми за Shuster Periodogram Method на основі порівняння значень піка з максимумом нормально розподіленого білого шуму [10], показала, що в усіх випадках головні піки періодограми в інтервалі найбільш потужних періодів обертання 20—35 доби не були породжені випадковими флюктуаціями на зразок білого шуму.

У порівнянні з Shuster Periodogram Method у випадку 3) при ковзному спектральному аналізі у часовому вікні довжиною 1 рік зі зсувом на півроку Welch Method і Multitaper Method виявилися непридатними через отримання за їхньою допомогою за цих умов нереально гладких оцінок спектральної густини потужності.

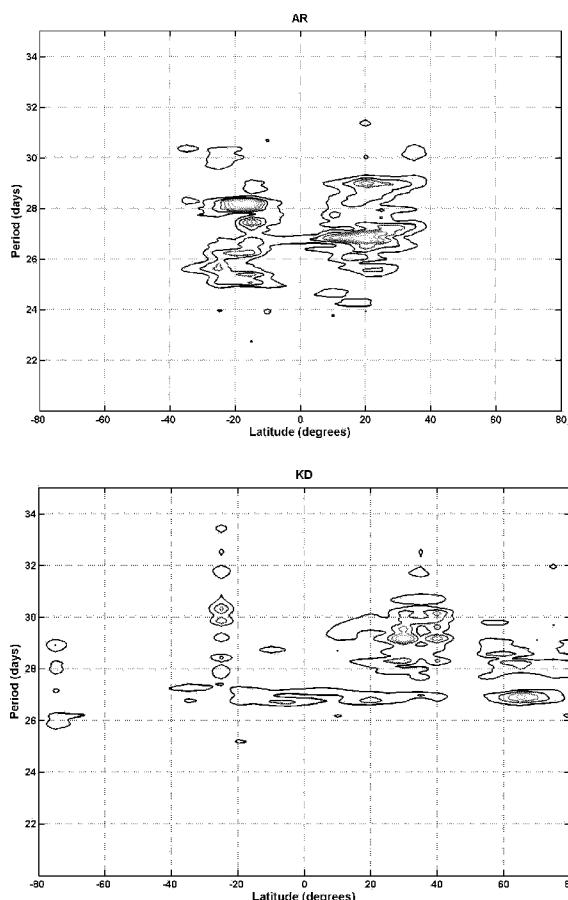


Рис. 10. Залежність PSD, представленої у вигляді ізоліній на площині, від широти і періоду: *a* — для активних ділянок (AR), *b* — для корональних дір (CH)

### *Задача 1. Усереднене обертання активних ділянок і корональних дір у трьох циклах активності.*

Результати дослідження опубліковані у працях [1, 6—10, 13]. При оцінюванні усередненого обертання сонячних структур у трьох циклах активності виконувався спектральний аналіз типу 1) з використанням Welch Method. Спектральні густини потужності (PSD) в інтервалі періодів 20—35 діб для активних ділянок (AR) у 5-град широтних зонах з інтервалу [10°; 80°] N-півсфери представлени на рис. 8.

За спектральною густину потужності для всіх розглянутих типів сонячних утворень були побудовані тривимірні графіки залежності PSD

Таблиця 1. Широти найбільш потужних періодів у спектрах потужності двох типів сонячних утворень

<i>P</i> , діб	$\varphi$ , град
Активні ділянки	
25.68	-25
28.18	-17.5
27.43	-16.2
25.4	-15.6
26.81	19.9
28.92	20
Корональні діри	
30.32	-24
29.25	+30
28.30	+64.8

від значень періоду і широти. Такий графік для активних ділянок наведений на рис. 9. На рис. 10 відображена залежність PSD, представлена у вигляді ізоліній (контурних графіків) поверхні PSD на площині, від широти і періоду: *a* — для активних ділянок (AR), *b* — для корональних дір (CH).

Далі розглянуто періоди обертання, для яких значення піків PSD перевищує  $3\sigma_{Sp}$ . Для AR це відповідає другим ізолініям на рис. 10, *a*.

*Інтерпретація результатів вирішення задачі 1* з дослідження усередненого обертання сонячних структур у трьох циклах активності така.

З аналізу залежностей, відображені на рис. 8—10 і подібних до них, випливає, що для AR і для CH одні і ті ж значення періоду обертання зустрічаються на різних широтах, або займають кілька широтних інтервалів, і в одній широтній зоні часто спостерігається більш ніж один характерний потужний період. Результати проведено дослідження наведено у табл. 1. Найпотужніший період обертання у всіх отриманих спектрах потужності — це період 26.81 доби для активних ділянок. Він стосується широти +20°. Порівнянний з ним за потужністю період 28.18 доби, також у спектрі потужності для активних областей, досягає максимуму на широті -17.5°.

Для корональних дір характерні тривалиші значення періодів і вищі широти. Причому у N-півсфері коротший період обертання спостерігається на широті 64°, а довший — на широті 30°.

Загальний висновок з розгляду окремих періодів з найбільшими значеннями PSD говорить

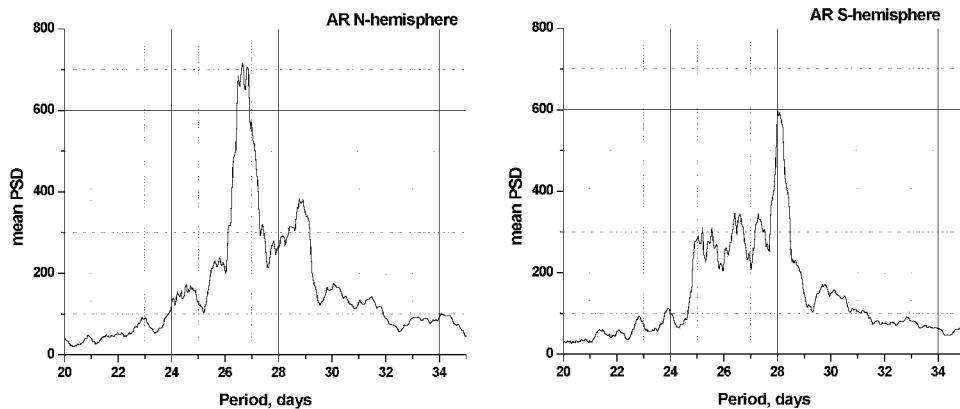


Рис. 11. Залежність від періоду обертання середніх значень PSD для кожної півсфери для активних ділянок

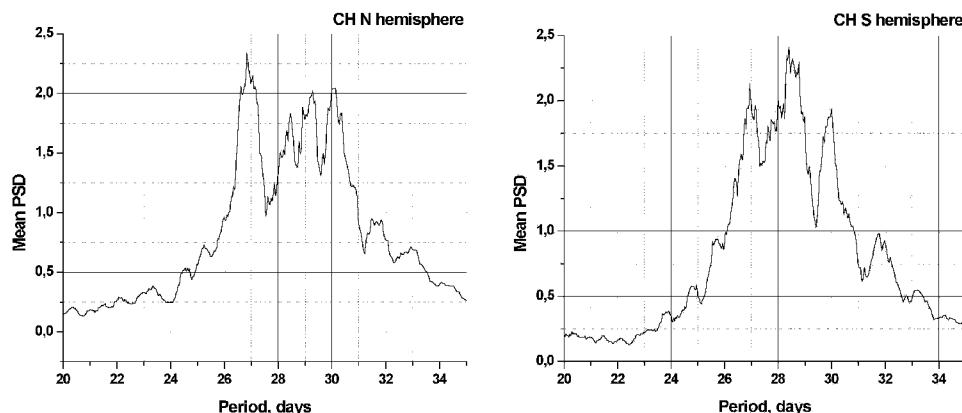


Рис. 12. Залежність від періоду обертання середніх значень PSD для кожної півсфери для корональних дір

про те, що для AR і CH відсутнє звичне диференціального обертання — збільшення періоду обертання із зростанням широти, а проявляються індивідуальні особливості обертання на різних широтах.

Рис. 9, 10 і табл. 1 відображають окремі пікові значення спектральної густини для AR і CH і значення відповідних їм періодів. На рис. 11, 12, представлено результати оцінювання усередненого обертання кожної півсфери Сонця за спостереженнями таких структур як AR і CH.

Для AR і CH спостерігаються різні набори і діапазони періодів обертання. Характерним для N-півсфери є максимальний за потужністю період 26.8 доби. У S-півсфері максимальна по-

тужність характерна для періодів 28.1—28.8 доби. Для корональних дір істотними за потужністю є і період 30 діб.

**Задача 2. Усереднене обертання активних ділянок та корональних дір в епохи максимуму і мінімуму сонячної активності.** Результати досліджень опубліковані у працях [2, 11—15]. При оцінюванні усередненого обертання активних ділянок та корональних дір в епохи максимуму і мінімуму сонячної активності за інформативну характеристику, за якою оцінювалася широтний розподіл найбільш потужних періодів обертання бралася спектральна густина потужності  $PSD(\varphi, P)$  як функція широти  $\varphi$  і періоду обертання  $P$ . Для епох трьох максимумів і двох мінімумів

Таблиця 2. Інтервали максимальної і мінімальної сонячної активності, виділені з часових рядів

№	Інтервал часу, роки (дні від початку масиву даних)	Характеристика активності
1	1978.5...1981 (600...1700)	Максимум 21-го циклу
2	1984.5...1986.5 (2600...3800)	Мінімум 21-го циклу
3	1988.5...1991.5 (4300...5400)	Максимум 22-го циклу
4	1994...1997 (6300...7500)	Мінімум 22-го циклу
5	1998...2001 (8200...9300)	Максимум 23-го циклу

сонячної активності були побудовані контурні графіки (родини ізоліній) поверхні  $PSD(\varphi, P)$  у координатах  $\varphi, P$  для активних ділянок і корональних дір. З усього спостережного матеріалу виділялися масиви даних, що стосувались п'яти часових інтервалів, представлених у табл. 2.

На рис. 13 наведена залежність  $PSD(\varphi, P)$  у вигляді ізоліній для активних ділянок для епох максимуму активності. Ізолінії проведені через 375 відносних одиниць. На рис. 14 наведена залежність  $PSD(\varphi, P)$  у вигляді ізоліній для активних ділянок для епох мінімуму активності. Ізолінії проведені через 37.5 відносних одиниць.

Аналогічні контурні графіки для корональних дір представлені на рис. 15 і 16 відповідно. Інтервал між ізолініями в цьому випадку — 0.7 для епох максимумів і 0.5 відносних одиниць для епох мінімумів.

Аналіз отриманих розподілів для активних ділянок показав, що під час епох максимумів і мінімумів трьох розглянутих циклів обертання AR і СН відрізняється за інтервалами періодів обертання, що зустрічаються, за значеннями періодів з максимальною потужністю у кожній півсфері і за величиною широтної зони, у якій спостерігається обертання з найбільш потужним періодом. Ці характеристики для активних ділянок наведені у табл. 3, а для корональних дір — у табл. 4.

Інтерпретація результатів вирішення задачі 2, відображеніх на рис. 13—16 і в табл. 3, 4 така.

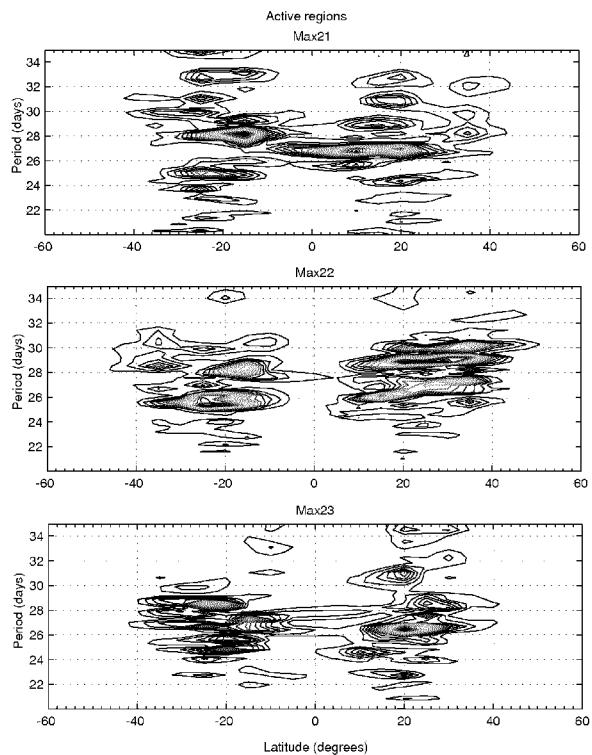


Рис. 13. Залежність  $PSD(\varphi, P)$  у вигляді ізоліній (через 375 відносних одиниць) для активних ділянок в епохи максимумів активності

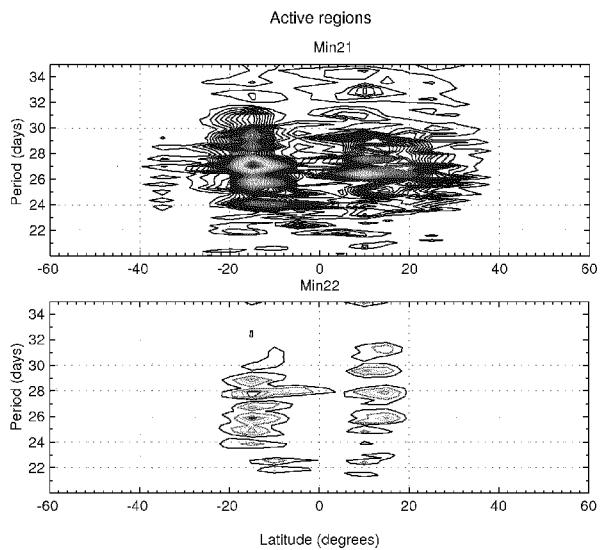


Рис. 14. Залежність  $PSD(\varphi, P)$  у вигляді ізоліній (через 37.5 відносних одиниць) для активних ділянок в епохи мінімумів активності

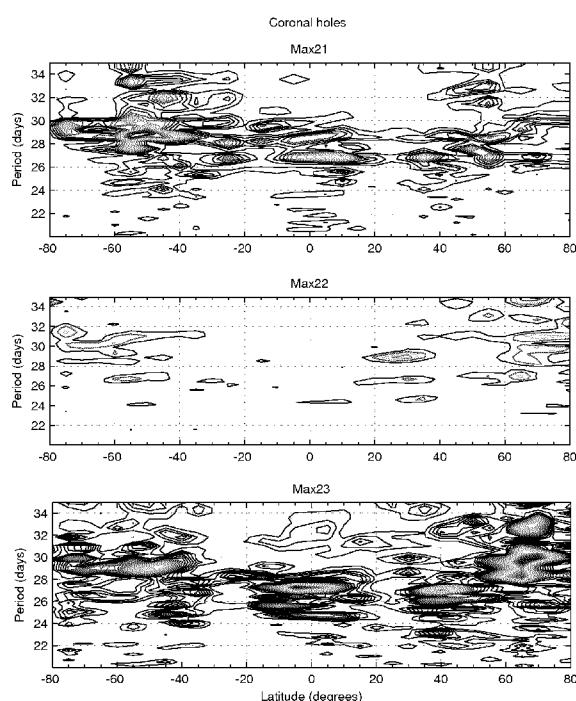


Рис. 15. Залежність  $PSD(\varphi, P)$  у вигляді ізоліній (через 0.7 відносних одиниць) для корональних дір в епохи максимумів активності

Обертання AR істотно відрізняється від обертання СН за набором найбільш значущих періодів, їхнім широтним розподілом.

Для AR і СН характерні зміни обертання від циклу до циклу за інтервалами періодів, що зустрічаються, значеннями періодів з максимальною потужністю в кожній півсфері і величиною широтної зони обертання з найбільш потужними періодами.

Наявність в одній широтній зоні одночасно декількох структур з різною швидкістю обертання характерне як для AR, так і для СН.

Великі ділянки, у яких спостерігається обертання AR і СН з найбільш потужними періодами, не можна вважати зонами твердотільного обертання, тому що на тих же широтах мають місце й інші періоди обертання, порівняні за потужністю з найбільш потужним періодом.

Характерною особливістю є мала кількість корональних дір у 22-му циклі активності з потужними періодами обертання.

Для AR і СН характерна північно-південна асиметрія обертання: AR у 21-му циклі у N-півсфері оберталися швидше, ніж у S-півсфері. Потім співвідношення швидкостей обертання в обох півсферах змінюється на протилежне для кожного наступного максимуму.

Таблиця 3. Усереднені характеристики обертання активних ділянок в епохи максимумів і мінімумів сонячної активності

Часовий інтервал	Інтервали періодів з $PSD(\varphi, P) > 750$ для максимумів і $PSD(\varphi, P) > 75$ для мінімумів, діб		Період обертання з максимальним $PSD(\varphi, P)$ , діб		Широтна зона обертання з періодом з значкою $PSD(\varphi, P)$ , град	
	S-півсфера	N-півсфера	S-півсфера	N-півсфера	S-півсфера	N-півсфера
Максимум 21-го циклу	20...35	24...33	28.2	27	-30...0	-10...35
Максимум 22-го циклу	22...34	24...30	26	29	-40...-5	10...45
Максимум 23-го циклу	22...30	21...34	28.5	26.8	-40...-15	10...35
Мінімум 21-го циклу	22...34	22...34	27.3	26.5	-35...0	0...15
Мінімум 22-го циклу	22...29	22...32	28	28	-20...5	10...20

Таблиця 4. Усереднені характеристики обертання корональних дір в епохи максимумів і мінімумів сонячної активності

Часовий інтервал	Інтервали періодів з $PSD(\varphi, P) > 0.7$ для максимумів і $PSD(\varphi, P) > 0.5$ для мінімумів, діб		Період обертання з максимальним $PSD(\varphi, P)$ , діб		Широтна зона обертання з періодом з значкою $PSD(\varphi, P)$ , град	
	S-півсфера	N-півсфера	S-півсфера	N-півсфера	S-півсфера	N-півсфера
Максимум 21-го циклу	24...35	22...35	28.5	27	-80...80	-10...80
Максимум 22-го циклу	29...32	24...35	31	29	-75...-30	20...40
Максимум 23-го циклу	20...35	22...35	27	30	-20...15	50...80
Мінімум 21-го циклу	25...34	26...30	27	26.3	-75...-10	35...75
Мінімум 22-го циклу	26...31	26...32	27.8	28.1	-75...-35	50...70

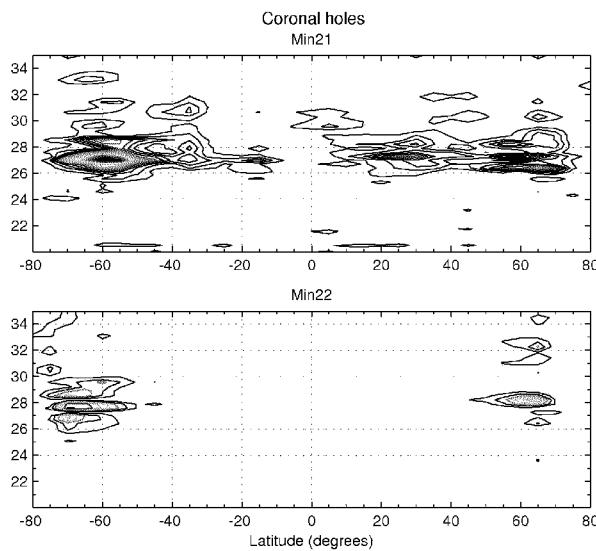


Рис. 16. Залежність  $PSD(\varphi, P)$  у вигляді ізоліній (через 0.5 відносних одиниць) для корональних дір в епохи мінімумів активності

Починаючи з максимуму 21-го циклу і до мінімуму 22-го циклу, СН у N-півсфері оберталися швидше, ніж у S-півсфері. Після цього співвідношення швидкостей стає протилежним.

**Задача 3. Широтно-часові зміни співвідношень між сумарними потужностями обертання для активних ділянок і корональних дір у характерних 3-добових інтервалах періодів.** Результати досліджень опубліковані у працях [2, 11–15]. До кожного з 26-річних часових рядів був застосований спектральний аналіз типу 3) у ковзному часовому вікні шириною 1 рік зі зсувом на півроку. Для AR і CH було отримано по 52 залежності спектральної густини потужності  $PSD$  від часу  $t$ , широти  $\varphi$  і періоду  $P$ , що стосувалися послідовних річних інтервалів, що віддалені один від одного на півроку. Таким чином були побудовані залежності  $PSD(t, \varphi, P)$  для AR і CH.

З аналізу залежності  $PSD(t, \varphi, P)$  випливає, що у головному інтервалі періодів [20; 35] доби, у якому зосередження основна енергія випромінювання AR і CH у лінії He I  $\lambda$  1083 нм, можна виділити 4 послідовних 3-добових підінтервали періодів [21; 24], [24; 27], [27; 30],

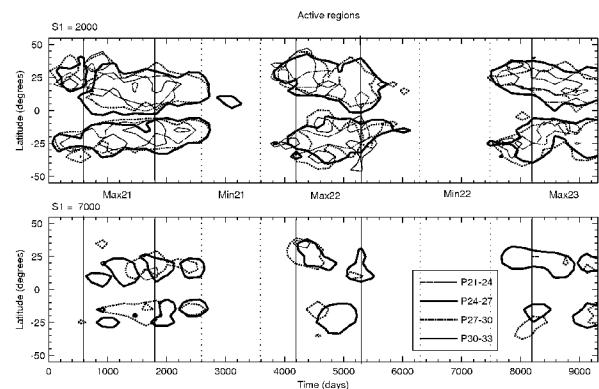


Рис. 17. Широтно-часові зміни співвідношень між сумарними потужностями в інтервалах періодів [21; 24], [24; 27], [27; 30], [30; 33] діб для активних ділянок

[30; 33] доби, у яких обертання структур у різних 5-град широтних зонах має характерні особливості. У кожному з цих підінтервалів з відповідними граничними значеннями  $[P_1; P_2]$  визначалася так звана сумарна потужність процесу

$$S1(t, \varphi) = \sum_{P_1}^{P_2} PSD(t, \varphi, P), \quad (1)$$

яка лише відсутністю множника  $\Delta f$  (крок дискретизації за частотою) відрізняється від середньої потужності процесу в інтервалі  $[P_1; P_2]$ . Для AR і CH залежність  $S1(t, \varphi)$  у кожному із наведених вище інтервалів періодів  $[P_1; P_2]$  була представлена у вигляді поверхні в координатах  $t, \varphi$ .

При досліджені широтно-часових змін співвідношень між сумарними потужностями для AR і CH у зазначеніх 3-добових інтервалах періодів у кожному з інтервалів дляожної поверхні  $S1(t, \varphi)$  були побудовані контурні графіки (ізолінії) при двох характерних значеннях рівня: для AR на рис. 17 при  $S1(t, \varphi) = 2000$  та 7000 умовних одиниць; для CH на рис. 18 при  $S1(t, \varphi) = 10$  та 15 умовних одиниць. На рис. 17 і 18 кожному інтервалові періодів відповідає ізолінія певного типу, а типи ізоліній умовно позначені як P21-24, P24-27, P27-30, P30-33 (доби) відповідно. По осі абсцис на графіках відкладений час у добах від початку 26-річного

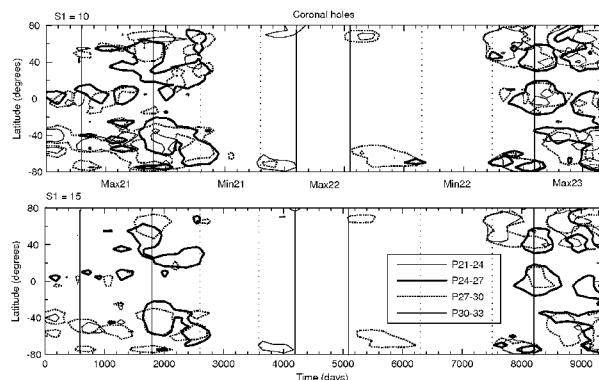


Рис. 18. Широтно-часові зміни співвідношень між сумарними потужностями в інтервалах періодів [21; 24], [24; 27], [27; 30], [30; 33] діб для корональних дір

інтервалу спостережень довжиною 9737.2 доби, по осі ординат — широта у градусах, вертикальними лініями відзначені епохи трьох максимумів і двох мінімумів 21, 22, 23 циклів.

*Інтерпретація результатів вирішення задачі 3* така. Для AR (рис. 17) ізолінії на рівні  $S1(t, \varphi) = 2000$  охоплюють практично всі значення сумарної потужності, що зустрічаються, для кожного з інтервалів періодів. У кожному сонячному циклі тривалий час (у фазах росту, максимуму і початку спаду активності) обертання у перших трьох інтервалах періодів (від 21 до 30 доби) існує одночасно у широтній зоні  $\pm 50^\circ$ .

Ділянки найбільш повільного обертання P30-33 існують для AR у всіх циклах в окремі інтервали часу та в ізольованих широтних зонах. Для них характерна одночасна присутність на широтах, що віддалені одна від однієї на  $20^\circ$  і більше. Ділянки P30-33 відсутні в епохи мінімумів 21-го і 22-го циклів активності.

Перед мінімумами активності і на початку мінімумів спостерігається лише області обертання AR P24-27 і P27-30 діб практично симетрично у північній і південній півсферах. Лише у мінімумі 21 циклу активності у S-півсфері близько до екватора спостерігається зона обертання P24-27 діб. У мінімумі 21 циклу відсутні будь-які області обертання AR із зазначеними чотирма інтервалами періодів.

Ізолінії на рівні  $S1(t, \varphi) = 7000$  для AR характеризують найбільші значення сумарної потужності в інтервалах тридобових періодів і

охоплюють ділянки обертання практично лише двох інтервалів періодів P24-27 і P27-30 діб. Для цих ділянок обертання спостерігається практична відсутність зсуву за широтою з ходом циклу активності. Ділянки обертання AR P24-27 і P27-30 діб то послідовно змінюють одна одну, то накладаються одна на іншу.

Для СН (рис. 18) як по ізолініях на рівні  $S1(t, \varphi) = 10$  так і на  $S1(t, \varphi) = 15$  для максимуму 22-го циклу характерна відсутність ділянок обертання з зазначеними 3-добовими періодами. У 22-му циклі ділянки обертання P27-30 і P30-33 діб мають місце тільки на етапах росту і спаду циклу і тільки на високих широтах.

Для циклів 21 і 23 характерна близька картина часової зміни обертання СН. Однак для цих циклів має місце північно-південна асиметрія. У 21-му циклі на високих широтах сумарні потужності для СН більші у S-півсфері (більша сумарна площа областей обертання), а в 23-му циклі — у N-півсфері.

У 21-му і 23-му циклах спостерігаються по три області з помітним обертанням: екваторіальні зони, що існують від початку циклу до кінця максимуму, і протяжні по широті зони, що спостерігаються від початку циклу до його мінімуму.

Ділянки швидкого обертання P21-24 діб спостерігаються дуже рідко: на екваторі перед максимумами 21-го і 23-го циклів і на високих широтах у максимумах цих циклів.

На рівні  $S1(t, \varphi) = 15$  ділянки найповільнішого обертання P30-33 доби зустрічаються набагато частіше, особливо на середніх і високих широтах. Але в екваторіальній зоні вони спостерігаються перед максимумами циклів 21 і 23.

На рівні  $S1(t, \varphi) = 15$  помітна наявність ділянок обертання P24-27, P27-30, P30-33 діб, а ділянки P30-33 в екваторіальній зоні відсутні.

У максимумі 22-го циклу взагалі відсутні ділянки з будь-якими зазначеними 3-добовими періодами обертання.

Для активних ділянок і корональних дір було проведено підсумування залежності  $S1(t, \varphi)$  за всіма дискретними значеннями широти  $\varphi$ . Отримана залежність позначена як  $S2(t)$  і представляє сумарні за широтою  $\varphi$  значення сумарної в інтервалі періодів  $[P_1; P_2]$  потужності  $S1(t, \varphi)$  у залежності від часу для кожного сонячного утворення.

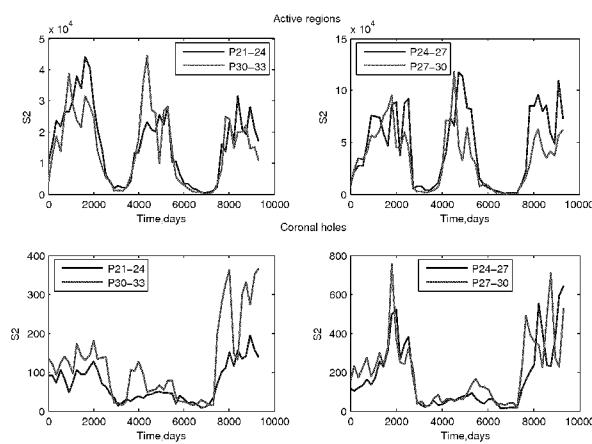


Рис. 19. Часові зміни сумарної потужності  $S2(t)$  в інтервалах періодів [21; 24], [24; 27], [27; 30], [30; 33] для активних ділянок і корональних дір для всього Сонця

рення. На рис. 19 наведені залежності  $S2(t)$  для AR і CH, що відображають часові зміни сумарних потужностей в інтервалах періодів [21; 24], [24; 27], [27; 30], [30; 33] діб для всього Сонця.

**Задача 4. Залежність змін обертання активних ділянок і корональних дір у характерних 3-добових інтервалах періодів від рівня сонячної активності.** Результати досліджень опубліковані в роботах [14, 15].

При дослідженні залежності зміни обертання AR і CH від рівня сонячної активності останній характеризувався значенням сумарної активної ширини  $SumW$  лінії He I  $\lambda$  1083 нм, рівній сумі (завжди невід'ємних) елементів ряду у відповідному часовому інтервалі аналізу. Таким чином, рівень активності відповідного сонячного утворення визначається сумарною енергією  $SumW$  випромінювання для AR і поглинання для CH на певному проміжку часу, що співпадає з інтервалом спектрального аналізу.

Для повних 26-річних рядів для AR і CH отримана висока кореляція  $R$  широтних розподілів сумарної еквівалентної ширини  $SumW(\varphi)$  і сумарної потужності  $S1(\varphi)$  (див. формулу (1)) в інтервалі періодів [20; 35] діб (для AR  $R \leq 0.99$ , а для CH  $R \leq 0.86$ ). Це означає, що практично вся потужність процесів, що відповідають AR і CH, зосереджена в інтервалі періодів [20; 35] діб.

Часові зміни зв'язку сумарної еквівалентної ширини  $SumW(t, \varphi)$  і сумарної потужності  $S1(t, \varphi)$  (див. формулу (1)) на всьому 26-річному інтервалі спостережень мають більш складний характер і розглядаються в кожному з підінтервалів [21; 24], [24; 27], [27; 30], [30; 33] діб. У кожному з цих підінтервалів за результатами спектрального аналізу у ковзному часовому вікні шириною 1 рік зі зсувом на півроку побудовані широтно-часові графіки зміни сумарних за рік потужностей  $S1(t, \varphi)$ . У тих же координатах  $t, \varphi$  з накладанням на графіки  $S1(t, \varphi)$  у тому ж вікні будувалися залежності  $SumW(t, \varphi)$  сумарної за рік зі зсувом на півроку еквівалентної ширини лінії He I  $\lambda$  1083 нм, що характеризують широтно-часові зміни активності AR і CH. Для AR ці накладені графіки відображені на рис. 20 *a, c* — для P21-24 і P30-33 діб, а для CH — на рис. 21 *a, c* — для P21-24 і P30-33 діб відповідно. По осі абсцис відкладений час у добах від початку всього 26-річного інтервалу спостережень. На цих рисунках залежності  $S1(t, \varphi)$  відображені білими ізолініями, а сіре тло і чорні ізолінії представляють залежності  $SumW(t, \varphi)$ . Вигляд  $SumW(t, \varphi)$  для AR на графіках аналогічний метеликам Маундера, що будуються, звичайно, за числами Вольфа.

*До інтерпретації результатів задачі 4.* Аналіз графіків показує, що розподіл  $SumW(t, \varphi)$  у кожному циклі сонячної активності має два або три максимуми. Максимуми розподілів  $S1(t, \varphi)$  для всіх чотирьох інтервалів періодів не збігаються з максимумами  $SumW(t, \varphi)$ . Особливо чітке розходження положень максимумів цих двох видів розподілів для AR виявляється для ділянок періодів обертання P24-27 і P27-30.

Для з'ясування відмінностей широтних зон на Сонці з максимальними сумарними потужностями  $S1(t, \varphi)$  і визначення моментів часу, у які досягаються максимуми  $S1(t, \varphi)$ , залежності  $S1(t, \varphi)$  у вигляді ізоліній були накладені в одному вікні на графіки спеціально введеної до розгляду залежності, що є різницею сумарних еквівалентних ширин у два послідовні моменти відліків  $t_{k+1}$  і  $t_k$  (своєрідного приросту сумарної еквівалентної ширини) для кожної широти  $\varphi$ :

$$DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi) = SumW(t_{k+1}, \varphi) - SumW(t_k, \varphi), \quad (2)$$

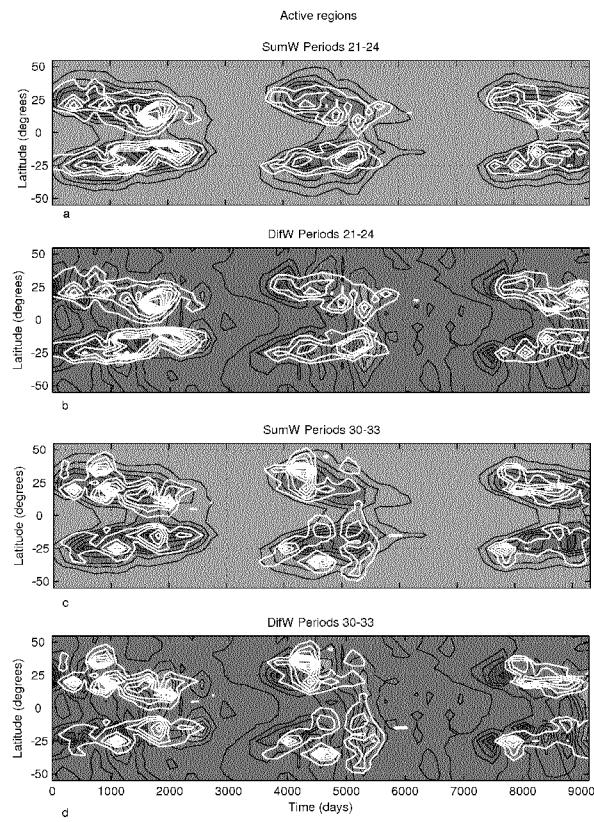


Рис. 20. Залежність змін обертання активних ділянок від рівня сонячної активності в інтервалах періодів [21; 24] і [30; 33] діб

де  $\text{Sum}W(t_k, \varphi) \geq 0$ ,  $\text{Sum}W(t_{k+1}, \varphi) \geq 0$  як суми у річному ковзному вікні завжди невід'ємних елементів рядів еквівалентної ширини;  $k = 1, \dots, 51$ , оскільки при підсумовуванні елементів вихідного 26-річного часового ряду у ковзному вікні ширину один рік з відступом на півроку виходить 52 часових відліки величини  $\text{Sum}W(t_k, \varphi)$ .

Результати накладання в одному вікні графіків  $S1(t, \varphi)$  у вигляді білих ізоліній на графіки  $DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi)$  у вигляді сірого тла і чорних ізоліній для різних інтервалів періодів відображені для AR на рис. 20, b, d — для P21-24 і P30-33 діб, а для CH — на рис. 21, b, d — для P21-24 і P30-33 діб відповідно. На рис. 22 представлена для наочності залежність зміни обертання AR від рівня сонячної активності в

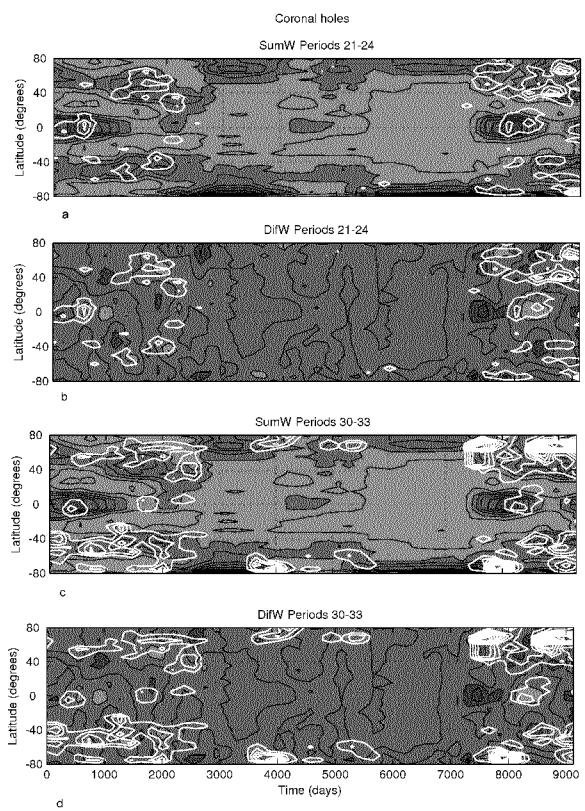


Рис. 21. Залежність змін обертання корональних дір від рівня сонячної активності в інтервалах періодів [21; 24] і [30; 33] діб

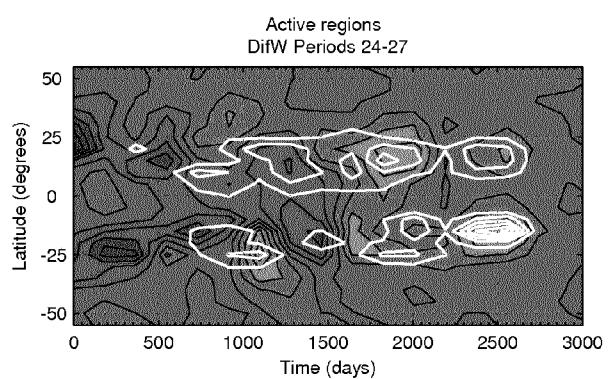


Рис. 22. Залежність змін обертання активних ділянок від рівня сонячної активності в інтервалі періодів [24; 27] діб в епохи росту, максимуму і спаду 21 циклу активності

інтервалі періодів [24; 27] діб в епохи росту, максимуму і спаду 21-го циклу.

Аналіз рис. 20,  $b, d$ ; 21,  $b, d$  і 22 показує, що для AR і СН максимуми  $S1(t, \varphi)$  близькі за положенням до мінімумів залежності  $DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi)$ . Обчислення відстаней між максимумами  $S1(t, \varphi)$  і мінімумами  $DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi)$  показало, що для AR найменшими ці відстані є для ділянок обертання Р24-27 і Р27-30 діб. Як випливає з (2), за умов  $SumW(t_k, \varphi) \geq 0$ ,  $SumW(t_{k+1}, \varphi) \geq 0$  залежність  $DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi)$  досягає мінімуму (може бути негативним) при таких значеннях  $t_{k+1}^*, t_k^*$  і на такій широті  $\varphi^*$ , при яких  $SumW(t_{k+1}, \varphi)$  максимально зменшується (залишаючись невід'ємною) у порівнянні з  $SumW(t_k, \varphi)$ . Оскільки  $SumW(t_{k+1}, \varphi)$  обчислюється у вікні ширину один рік, то мінімум  $DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi)$  (див. (2)) досягається на відповідній широті  $\varphi^*$  в моменти  $t_{k+1}^*, t_k^*$ , віддалені на півроку, для яких  $SumW(t_{k+1}, \varphi)$  максимально зменшується у порівнянні з  $SumW(t_k, \varphi)$ , а значить, для яких  $(\varphi^*, t_{k+1}^*, t_k^*)$  максимально зменшується рівень активності відповідного сонячного утворення.

Як вказувалося, положення максимумів сумарної потужності  $S1(t, \varphi)$  близькі до положень мінімумів  $DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi)$ , і тому перші будуть мати місце у моменти часу, близькі до  $t_{k+1}^*$ , що настали після  $t_k^*$  і на широті, близькій до  $\varphi^*$  — максимального зменшення рівня активності AR або СН. Відзначимо, що максимуми сумарної потужності  $S1(t, \varphi)$  відповідають найбільш стабільному обертанню сонячного утворення в інтервалі періодів  $[P_1; P_2]$ .

*Інтерпретація результатів задачі 4.* Таким чином, результати дослідження залежності зміни обертання AR і СН від рівня активності, представлені на графіках на рис. 19, 21 (для AR) і 20 (для СН), можна інтерпретувати у такий спосіб.

Активні ділянки, які довго живуть або послідовно виникають, що обертаються з періодами в інтервалах [24; 27] і [27; 30] діб, характерні для інтервалів часу різкого зменшення сумарної в річному вікні еквівалентної ширини лінії He I  $\lambda 1083$  нм для AR. Це не тільки інтервали часу спаду 11-річних циклів (як було відомо раніше).

Кожний із трьох розглянутих циклів має у кожному 3-добовому підінтервалі періодів з головного інтервалу [20; 35] діб, як мінімум, два максимуми залежності  $SumW(t, \varphi)$ . Між максимумами  $SumW(t, \varphi)$  в більшості випадків спостерігаються мінімуми залежності  $DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi)$ .

Активні ділянки, які довго живуть або поспіль виникають, що обертаються з періодами в інтервалах [21; 24] і [30; 33] діб, характерні для епох максимуму і спаду циклів активності.

Сумарні потужності процесів, що характеризують обертання AR в інтервалах періодів [21; 24] і [30; 33] діб, значно менші, ніж в інтервалах періодів [24; 27] і [27; 30] діб.

Корональні діри, що довго живуть або поспіль виникають явно проявляються з інтервалом періодів обертання [30; 33] діб і трохи менше — з інтервалом [21; 24] діб на інтервалах часу та на широтах значного зменшення сумарної у річному вікні еквівалентної ширини лінії He I  $\lambda 1083$  нм для СН.

## ВИСНОВКИ

У роботі встановлено закономірності часових змін з ходом сонячного циклу диференціального обертання таких сонячних утворень, як активні ділянки та корональні діри за спостереженнями їх у верхній хромосфері та встановлено закономірності змін обертання цих структур від рівня сонячної активності.

Результати роботи є конкретним внеском у вирішення глобальної наукової проблеми фізики Сонця — дослідження диференціального обертання Сонця та встановлення його зв'язку з рівнем сонячної активності з метою знаходження фізичних факторів та основ вірогідного короткотермінового прогнозу сонячної активності.

Для вирішення сформульованої у меті роботи проблеми розв'язані такі задачі для таких структурних сонячних утворень як активні ділянки та корональні діри на основі спостережень у лінії He I  $\lambda 1083$  нм у верхній хромосфері.

1. Оцінено усереднене обертання AR та СН на тривалому часовому інтервалі, що охоплює три останні цикли активності.

2. Досліджено обертання AR та СН в епохи

максимуму і мінімуму сонячної активності.

3. Встановлено закономірності широтно-часових змін співвідношень між сумарними потужностями обертання для AR та СН у характерних 3-добових інтервалах періодів.

4. Знайдено закономірності залежності змін обертання активних ділянок і корональних дір у характерних 3-добових інтервалах періодів від рівня сонячної активності.

Результати вирішення кожної з задач мають фізичну інтерпретацію.

З інтерпретації результатів задач 1)–4) випливають такі більш узагальнені висновки.

Обертання активних ділянок істотно відрізняється від обертання корональних дір за всіма параметрами: набором найбільш значущих періодів обертання, їхнім широтним розподілом і змінами з часом.

Для активних ділянок і корональних дір характерна зміна обертання від циклу до циклу, північно-південна асиметрія, що змінюється з часом. Спектри потужності для послідовних циклів сонячної активності істотно відрізняються як для епох високої активності, так і для мінімумів.

Аналіз сумарної потужності спектрів усередині виділених чотирьох інтервалів періодів від 21 до 33 доби показав, що найбільша сумарна потужність припадає на інтервали періодів [24; 27] і [27; 30] діб. Це справедливо як для активних ділянок, так і для корональних дір. Співвідношення між сумарними потужностями в названих вище інтервалах періодів помітно міняються з часом.

Для інтервалів часу та широт значного зменшення сумарної еквівалентної ширини лінії He I  $\lambda 1083$  для активних ділянок характерні AR, що довго живуть або послідовно виникають, які обертаються з періодами у діапазоні 24–30 діб. Перевага корональних дір, що довго живуть при зменшенні сумарної еквівалентної ширини лінії He I  $\lambda 1083$  для СН помітне для корональних дір з періодами обертання в інтервалі [30; 33] діб.

Виявлена нова закономірність появи активних ділянок та корональних дір з потужним стабільним обертанням у характерних інтервалах періодів на певних широтах у певних часових інтервалах ходу сонячного циклу. А саме: активні ділянки та корональні діри з потужним стабільним обертанням виникають не тільки в

епохи спаду 11-річних циклів (відомо раніше), а й у межах кожного 11-річного циклу між його послідовними локальними максимумами на часових інтервалах і на широтах значного зменшення рівня активності відповідного сонячного утворення.

Запропоновані та оцінені характеристики, що є, власне, новими індексами обертання сонячних структур (зокрема, активних ділянок та корональних дір) та їхньої активності:

1)  $PSD(t, \varphi, P)$  — спектральна густина потужності, оцінена за рядом значень еквівалентної ширини  $W(t)$  лінії He I  $\lambda 1083$  нм (характеристика активності) для кожного сонячного утворення, що є характеристикою обертання в залежності від часу, широти і періоду;

2)  $S1(t, \varphi)$  — сумарна за періодом в інтервалі  $[P_1; P_2]$  потужність процесу, що є сумаю спектральних густин потужності  $PSD(t, \varphi, P)$  в інтервалі періодів  $[P_1; P_2]$  і характеризує потужне обертання сонячних структур у цьому інтервалі періодів у залежності від часу у певній широтній зоні;

3)  $S2(t)$  — сумарна за широтою  $\varphi$  у певному широтному діапазоні потужність процесу в інтервалі періодів  $[P_1; P_2]$  в залежності від часу, яка характеризує обертання певної сонячної структури для заданого широтного діапазону на Сонці;

4)  $SumW(t, \varphi)$  — сумарна у деякому ковзному часовому вікні еквівалентна ширина лінії He I  $\lambda 1083$  нм як функція частоти і часу, яка характеризує активність відповідного сонячного утворення у цьому ж ковзному вікні;

5)  $DifW(t_{k+1}, t_k, \varphi)$  — пріоріст за час між двома послідовними моментами відліків  $t_{k+1}$  і  $t_k$  сумарної на часовому інтервалі, обмеженому  $t_k$  і  $t_{k+1}$ , еквівалентної ширини лінії He I  $\lambda 1083$  нм для кожної широти  $\varphi$  для кожного сонячного утворення.

Оцінювання вказаних п'яти індексів обертання і активності і аналіз його результатів дозволили дати інтерпретацію результатів розв'язання сформульованих вище чотирьох задач. Отримання і застосування цих індексів, що характеризують обертання і активність деякої сонячної структури у довільній точці певного рівня атмосфери Сонця, узгоджуються з світовими тенденціями у дослідженнях варіацій обертання

сонячних структур, зокрема магнітних полів. Це видно з аналізу робіт [5, 19], де отриманий індекс обертання структур великомасштабного магнітного поля Сонця у вигляді сум спектральної густини поля у різних характерних діапазонах періодів, що характеризує швидкість обертання структур поля, у різних широтних зонах у залежності від часу та пов'язаний з змінами активності у ході сонячного циклу. У [3] методи спектрального аналізу використані для оцінювання північно-південної асиметрії сонячної активності і її часових змін для кожної широтної зони Сонця на тривалих часових інтервалах за спектрами кількох індексів сонячної активності, відмінних від чисел Вольфа, які характеризують активність Сонця не інтегрально, а у кожній широтній зоні у відповідний момент часу.

У межах подальших досліджень можна оцінити можливі зв'язки запропонованих і використаних у даній роботі індексів типу 1)–5) з індексами, запропонованими у роботах [3, 5, 19] і аналогічних публікаціях, з метою виявлення закономірностей встановлених зв'язків і використання їх для обґрунтування фізичних основ короткотермінового прогнозу сонячної активності.

Автори даної роботи бачать найближчі перспективи продовження розпочатих спільніх досліджень співробітників Інституту космічних досліджень НАНУ–НКАУ та НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія» у встановленні закономірностей зв'язків еволюційних характеристик сонячних магнітних полів з вже здобутими еволюційними характеристиками обертання і активності активних ділянок та корональних дір. Результати такого дослідження можуть бути отримані на основі того самого багатого спостережного матеріалу, наданого авторам співробітниками Національної астрономічної обсерваторії Kitt Пік і на основі нових даних наземних та супутниковых спостережень.

Дальші спільні дослідження авторів і співробітників Інституту космічних досліджень НАНУ–НКАУ та НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія» будуть спрямовані на виділення і аналіз процесів у сонячних утвореннях, істотних для формулювання достатніх умов вірогідного короткотермінового прогнозу сонячної активності та на розроблення ефективних методів такого прогнозу.

1. Андреева О. А., Зельк Я. И., Степанян Н. Н. Вращение солнечных структур в верхней хромосфере. I. Средние параметры вращения за 3 солнечных цикла // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2006.—102.—С. 84—98.
2. Андреева О. А., Степанян Н. Н., Зельк Я. И. О характере вращения солнечных структур в верхней хромосфере в 21, 22 и 23 солнечных циклах // Междунар. конф. «Многоволновые исследования Солнца и современные проблемы солнечной активности»: Тез. докл., Нижний Архыз, 28 сентября — 2 октября 2006 г. — САО РАН, 2006.—С. 18.
3. Бадалян О. Г., Обридко В. Н., Рыбак Я., Сикора Ю. Северо-южная асимметрия солнечной активности и ее квазидвухлетние вариации // Астрон. журн.—2005.—82, № 8.—С. 740—752.
4. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. — М.: Мир, 1989.—540 с.
5. Васильева В. В., Макаров В. И., Тлатов А. Г. Циклы вращения секторной структуры магнитного поля Солнца и его активности // Письма в Астрон. журн.—2002.—28, № 3.—С. 228—234.
6. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Вращение активных областей и корональных дыр по наблюдениям Солнца в линии Не I 1083 нм // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 5/6.—С. 138—140.
7. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Технология оценивания вращения солнечных структур по наблюдениям в линии Не I 1083 нм // Пятая укр. конф. по космич. исслед.: Сб. тез., НЦУИКС, 4—11 сентября 2005 г., Евпатория. — Київ: ІКИ НАНУ-НКАУ, 2005.—С. 193.
8. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Исследование дифференциального вращения солнечных структур в верхней хромосфере // VI Междунар. крым. конф. «Космос и биосфера»: Тез. докл., Партенит, Крым, 26 сентября — 1 октября 2005 г. — Крымский науч. центр НАНУ-МОНУ, 2005.—С. 23—25.
9. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. О методах оценивания вращения солнечных структур по наблюдениям Солнца в линии Не I 1083 нм // Космічна наука і технологія.—2006.—12, № 1.—С. 85—89.
10. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. О применении аппарата анализа временных рядов для оценивания вращения солнечных структур в верхней хромосфере // Проблемы управления и информатики.—2006.—№ 3.—С. 102—115.
11. Зельк Я. И., Степанян Н. Н., Андреева О. А. Изменение глобальных характеристик вращения солнца по наблюдениям в линии Не I λ 1083 нм // Шестая укр. конф. по космич. исслед.: Сб. тез., 3—10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. — Київ: ІКИ НАНУ-НКАУ, 2006.—С. 20.
12. Зельк Я. И., Степанян Н. Н. Андреева О. А. Временные изменения глобальных характеристик вращения Солнца // Проблемы управления и информатики.—2007.—№ 1.—С. 127—135.
13. Зельк Я. И., Степанян Н. Н. Андреева О. А. Спектральные методы анализа вращения солнечных структур // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2007.—103.—№ 1—С. 56—69.

14. Зєлік Я. І., Степанян Н. Н. Андреева О. А. Широтно-временные изменения вращения солнечных структур и его связь с уровнем солнечной активности // Сьома укр. конф. з косміч. досліджень: Зб. тез., 3—8 вересня 2007 р., Крим, Євпаторія. — Київ: Ін-т космічних досліджень НАНУ-НКАУ, 2007.—С. 46.
15. Зєлік Я. І., Степанян Н. Н. Андреева О. А. Вращение активных солнечных образований в трех циклах и его связь с уровнем солнечной активности // VII Междунар. крым. конф. «Космос и биосфера»: Тез. докл., Судак, Крым, 1—6 октября 2007 г. — Киев: Издатель В. С. Мартынюк, 2007.—С. 37—39.
16. Котов В. А., Ханейчук В. І., Цап Т. Т. Новые измерения общего магнитного поля Солнца и его вращение // Астрон. журн.—1999.—87, Вып. 3.—С. 218—222.
17. Степанян Н. Н. Изменение дифференциального вращения фоновых магнитных полей на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1983.—67.—С. 59—65.
18. Степанян Н. Н. Корональные дыры и фоновые магнитные поля на Солнце // Солнечный цикл: Сб. науч. тр. — М.: РАН, ФТИ.—1993.—С. 44—55.
19. Тлатов А. Г. Долговременные вариации вращения и распределения крупномасштабных магнитных полей Солнца: Автореф. дис. ... доктора физ.-мат. наук. — С.-Пб.: Главная (Пулковская) астрон. обсерватория РАН, 2006.—32 с.
20. Hayes M. H. Statistical digital signal processing and modelling. — New York: John Wiley & Sons, 1996.—789 p.
21. Oppenheim A. V., Shafer R. W. Discrete-time signal processing. — Prentice-Hall, Englewood Cliffs.—NJ.—1989.—P. 730—742.
22. Persival D. B., Walden A. T. Spectral analysis for physical applications: multitaper and conventional univariate techniques. — Cambridge University Press, 1993.
23. Schuster A. On the investigation of hidden periodicities // Terrest. Magn.—1898.—3.—P. 13—41.
24. Schuster A. The periodogram and its optical analogies // Proc. Roy. Soc.—1906.—77.—P. 136.
25. Welch P. D. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms // IEEE Trans. Audio Electroacoustics.—1967.—AU-15.—P. 70—73.

**TEMPORAL VARIATIONS OF DIFFERENTIAL ROTATION OF ACTIVE REGIONS AND CORONAL HOLES AND THEIR RELATIONSHIP WITH SOLAR ACTIVITY LEVEL**

*Ya. I. Zielyk, N. N. Stepanian, O. A. Andrieieva*

We determined the principle of temporal variations of differential rotation of solar active regions and coronal holes with the solar cycle course from observations of them in the upper chromosphere. The principle of rotational change of these structures in accordance with the solar activity level are revealed.

УДК 510.22+523.98+519.21

М. М. Личак

Інститут космічних досліджень НАН України та НКА України, Київ

# Цикли сонячної активності і викликаних нею геофізичних ефектів, їхній аналіз та прогнозування

*Надійшла до редакції 23.01.08*

Показано циклічність змін космічних факторів та зумовлених ними геофізичних ефектів (в тому числі змін середньої температури поверхні Землі). На основі представлення цих змін як циклічних хаотичних процесів, розроблена методика їхнього аналізу та прогнозування. Вона передбачає здійснення прогнозу на основі ідеї повторюваності з певною точністю процесів змін в межах тих чи інших циклів.

## ВСТУП

Процеси в Сонячній системі слід розглядати як процеси в складній взаємозалежній динамічній (коливній) фізичній системі. Вони включають в себе як складову частину процеси на Землі, в тому числі геофізичні ефекти. Процеси в навколоземному космічному просторі (так звана космічна погода) визначаються сонячною активністю та галактичним випромінюванням, а також положенням і рухом Землі в космічному просторі відносно Сонця та інших членів Сонячної системи.

Важливою характеристикою змін самих космічних факторів, параметрів їхнього впливу та викликаних ними геофізичних ефектів є їхня циклічність, тобто певна повторюваність у вигляді циклів коливань. Загальний вигляд змін під час кожного циклу подібний, але як тривалість конкретних циклів, так і величина змін на різних циклах можуть значно відрізнятися від деякого середнього значення. Проте при цьому є стійкі інтервалальні оцінки відхилень від середнього значення і зберігається певний якісний образ виділеного циклу змін [8, 13]. Повторюваність

циклів дозволяє прогнозувати хід останніх циклічних змін на основі аналізу ходу змін подібних циклів в минулому.

## ЦИКЛІЧНІСТЬ ГЛОБАЛЬНИХ ЗМІН КЛІМАТУ НА ЗЕМЛІ

Основним (стандартним) кліматичним циклом на Землі є річний цикл, що виражається в черговій зміні сезонів. Природно, що в різних регіонах і в різні роки сезонні зміни клімату реалізуються різним чином, але загальним є їхня відносна повторюваність, тобто циклічність. Цей кліматичний цикл визначається рухом Землі по орбіті навколо Сонця. З іншого боку, очевидно, що доба є не менш важливим кліматичним циклом, бо день і ніч суттєво відрізняються глобальними характеристиками обстановки: освітленість, температура тощо. Розглянемо кліматичні цикли, тривалість яких вимірюється в тисячоліттях, чи сотнях років, а відповідно і варіації параметрів космічних факторів з такими ж тривалими періодами їхніх змін.

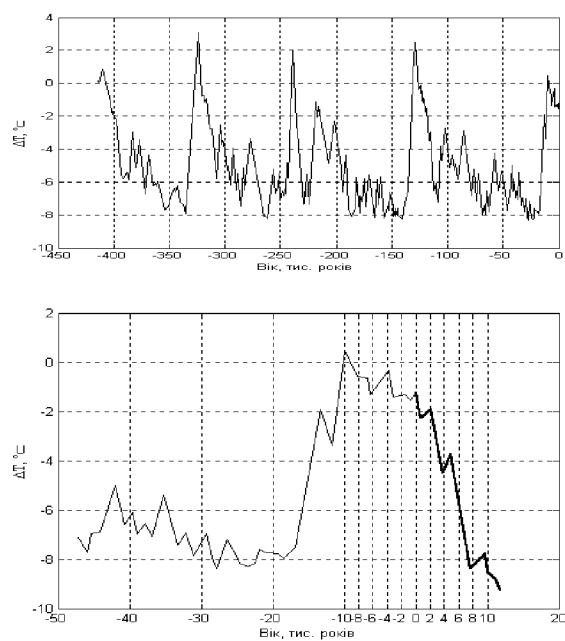


Рис. 1. Прогноз змін середньорічної температури в Антарктиді: а — відхилення середньорічної температури в Антарктиді від деякого початкового значення, яке було зафіксоване 400 тис. років тому і прийняте за «0»; б — ті ж відхилення, але на період 50 тис. років тому, та їхній прогноз (більш товста лінія). Підрахунок часу в тис. років ведеться від 2000 р., який прийнято за нульову відмітку

У 2000 р. було завершено аналіз вмісту важкого кисню  $^{18}\text{O}$  та звичайного  $^{16}\text{O}$  у зразках льоду, відібраних на різних глибинах льодяного покриву Антарктиди [6], та визначено циклічні зміни середньорічної температури повітря над поверхнею в Антарктиді за останні 400 тис. років (див. рис. 1, а).

Встановлено їхній взаємозв'язок з циклічними трансформаціями еліптичної орбіти руху Землі навколо Сонця і циклічними змінами характеристик обертання Землі навколо власної осі. Як відомо, космічні цикли змін ексцентриситету орбіти мають тривалість біля 100 тис. років, повторюваність циклічних змін нахилу осі обертання Землі до площини її орбіти дорівнює приблизно 41 тис. років, а прецесія осі обертання Землі навколо деякого середнього її положення у просторі здійснюється приблизно за 26 тис. років. Виявилось, що вказані циклічні зміни температури та характеристики орбіти і обертан-

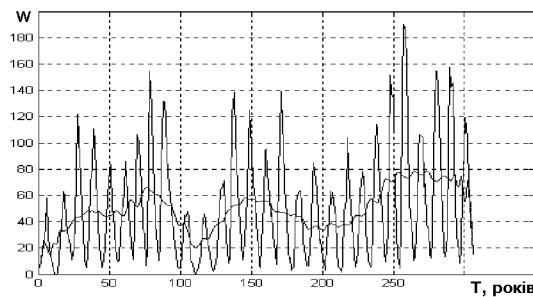


Рис. 2. Зміна середньорічних та згладжених (вікно 33 роки) значень чисел Вольфа  $W$  (І) з 1700 по 2006 рр.

ня Землі практично збігаються по тривалості циклів. Це підтвердило «астрономічну теорію клімату Землі», що пояснює глобальні кліматичні зміни впливом космічних факторів [1, 2]. Але зроблені в її рамках чисельні розрахунки такого впливу не збіглися з конкретними значеннями експериментальних даних, бо саме період 100 тис. років виявився визначальним по величині кліматичних змін, тоді як дана теорія віддавала перевагу циклам меншої тривалості, зокрема періоду прецесії осі обертання Землі.

Порівнямо поточний 100-тисячний цикл з попереднім за часом, як найбільш схожим за характеристиками наявних даних. Визначимо ширину імпульсу зміни температури на поточному циклі, що відповідає точці нульового відліку часу. Тоді знайдемо момент часу на фронті спаду попереднього циклу, що відповідає такій же ширині імпульсу. Це дозволяє зробити прогноз зміни середньої температури в Антарктиді стосовно існуючої для нульової відмітки часу, припустивши, що в подальшому зміни космічних факторів будуть майже такими, як і на попередньому циклі після знайденого моменту часу. Прогнозу відповідає більш товста лінія частини графіка на рис. 1, б. З неї видно, що передбачається чергове, відносно невелике зниження температури, біля 1 К до кінця поточного сторіччя, під впливом космічних факторів. Але для цього не має збільшуватись потік енергії від Сонця і повинен відбутися черговий початок півперіоду циклу прецесії осі обертання Землі, обумовлений формуванням відповідної конфігурації Сонячної системи.

Проте на наступні 8 тис. років прогнозується зниження температури більш ніж на 6 К, що

Таблиця 1. Результати обробки даних середньорічних значень числа Вольфа з 1700 по 2006 рр.

Номер вікового циклу	1	2	3
Дата початку вікового циклу (рік)	1712	1810	1913
Початок вікового циклу (точка)	13	111	214
Ширина вікового циклу (в роках)	98	103	94
Максимум середньорічного числа Вольфа $W$ протягом циклу	154.4	139	190.2
Дата максимуму $W$ (рік)	1778	1870	1957
Середнє число Вольфа протягом циклу	46.72	42.36	66.02
Максимум згладженого значення $W$ протягом циклу	66.07	57.97	78.82
Максимум $\Delta W$	72.7	65	103.7
Дата максимуму $\Delta W$ (рік)	1777	1870	1956
Середня тривалість стандартного циклу (в роках) на протязі даного вікового циклу	10.9	11.4	10.4

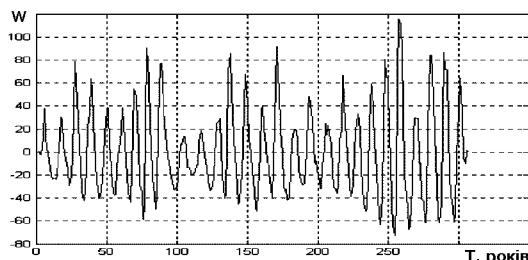


Рис. 3. Графік різниці між вихідними і згладженими прямоугутним вікном завширшки 33 роки середньорічними значеннями  $W$  (1700—2006 рр.)

загрожує сучасній цивілізації наступом «льодовикових періодів» на Землі.

Тривалі спостереження сонячної активності показують циклічність змін інтегральної інтенсивності потоку енергії від Сонця в напрямку Землі. На рис. 2 наведено графік середньорічних значень спостережуваних відносних чисел сонячних плям — індексу Вольфа сонячної активності  $W$  за максимальний розглядуваний період їхнього регулярного фіксування (1700—2006 рр.), а також ці ж значення, згладжені прямоугутним вікном завширшки 33 роки.

На графіку середньорічних значень чисел Вольфа чітко вирізняються 11-річні (стандартні) цикли. Графік для згладжених значень вирізняє відомі так звані вікові цикли (три «хвилі») [3, 9]. В табл. 1 наведені дані про ці три вікових цикли, кожен із яких формується фактично із

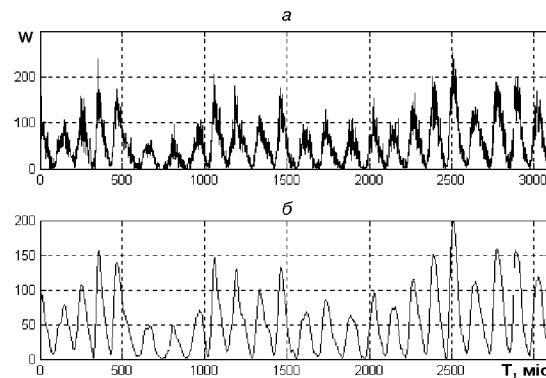


Рис. 4. Графіки середньомісячних значень чисел Вольфа  $W$  (а) за період з січня 1749 р. по серпень 2006 р., а також ці ж значення, згладжені ковзним поліноміальним вікном завширшки 61 місяць (б)

дев'яти коротших циклів, аналіз яких буде викладено далі. За початок кожного вікового циклу береться момент глобального мінімуму серед перших мінімумів коротших циклів.

На рис. 3 наведено графік різниці між вихідними і згладженими вказаним чином середньорічними значеннями, з якого видно, що вікові цикли — це низькочастотна модуляція коротших (більш високочастотних) циклів.

Аналіз даних про вікові цикли вказує на різке підвищення сонячної активності під час останнього третього вікового циклу (що завершився разом з 23-м стандартним циклом) порівняно з першими двома віковими циклами. Середнє значення числа Вольфа для нього майже на 50 % вище, ніж для попередніх циклів. Аналогічно можна сказати і про максимальну величину на циклі усереднених середньорічних значень. Відомо, що усереднене значення сонячної постійної позитивно корелюване з рівнем сонячної активності. А це означає, що протягом останнього вікового циклу рівень енергетичного потоку від Сонця до Землі був суттєво вищий від попередніх. Напевно, це найважоміша причина глобального потепління на Землі, яке спостерігається за останні припамінні п'ятдесят років. Явища, зумовлені антропогенным фактором, можливо, лише підсилюють ефект потепління. Даний висновок непрямо підтверджується підвищенням середньої температури поверхні Мар-

са, що спостерігається останні 20 років [15]. За цей час вона виросла на 0.65 К, тобто навіть швидше, ніж за цей час на Землі.

На рис. 4 наведені графіки середньомісячних значень спостережуваних відносних чисел сонячних плям — індексу Вольфа  $W$  за період з січня 1749 р. по серпень 2006 р. (а), а також ці ж значення, згладжені ковзним поліноміальним вікном завширшки 61 місяць (б).

На графіках рис. 4 видно повністю вже тільки два вікових цикли (початок з 739-го та з 1975-го місяців). В той же час вирізняються двадцять три повних стандартних (11-річних) цикли, які широко відслідковуються та досліджуються в сучасній науці [5].

Середньомісячні дані чисел Вольфа з січня 1749 р. по даний час вважаються достатньо достовірними, тому на їхній основі можна сказати, що тривалість кожного з 23 циклів становила 107—162 місяців (8.9—13.5 років). Тому назва «11-річні» є не досить вдалою, а краще їх називати стандартними). У межах повного другого вікового циклу вона змінюється від 115 до 155 місяців (від 9.6 до 12.9 років), а середнє значення періоду протягом цього вікового циклу приблизно рівна 137.3 місяці, тобто 11.4 роки. Як було показано раніше, середнє значення періоду на третьому останньому віковому циклі дорівнює 10.4 роки, тобто відрізняється на 1 рік.

Слід відмітити, що у межах вікового циклу, який кратний стандартному (з коефіцієнтом кратності рівному дев'ять), можна відмітити певні об'єднання стандартних циклів з якими спеціальними характеристиками. Так, відзначимо наявність циклів Хейла (кратні стандартному з коефіцієнтом кратності два — 22-річні), яких розрізняють за повним «переворотом» магнітного диполя Сонця, хоча це не відбувається на характеристиках змін чисел Вольфа у межах таких циклів. Також можна відмітити наявність циклів, кратних стандартному з коефіцієнтом три (33-річні), в яких відбувається в кінцевому підсумку одна інверсія дипольного магнітного поля Сонця, як і в стандартному та віковому циклах.

На згладжених значеннях середньомісячних чисел Вольфа видно тонку структуру змін протягом кожного стандартного циклу та те, що за останні сім циклів сонячна активність була значно вища, ніж за попередні сім подібних

циклів, що ще раз підтверджує факт суттєвого зростання потоку енергії від Сонця до Землі за останні сімдесят років.

Дослідження експериментальних даних про зміни різних показників сонячної активності вказують на те, що вони є проявами хаотичних коливань в такій складній нелінійній динамічній системі, якою є Сонце. Тому немає особливих надій побудувати наближену фізичну модель процесів сонячної активності, яка дозволила б адекватно описати активні процеси на Сонці та зпрогнозувати їхній розвиток на достатньо довгий інтервал часу (місяці і роки) із задовільною точністю [7, 11]. За словами В. Н. Ішкова [5] середньостроковий прогноз у межах поточного циклу можливий лише на основі загальних властивостей і статистичних характеристик сімейства сонячних циклів.

Основна ідея закономірностей прогнозування та взаємозв'язку циклів сонячної активності (та зумовлених нею геофізичних ефектів) полягає в уявленні, що основну енергетику сонячної активності можна визначити як детермінований циклічний хаос. Це означає, що зберігаються певні закономірності цього процесу, котрі базуються на його циклічності, тобто до певної міри повторюваності в межах тих чи інших циклів, але у більшій мірі якісно, а кількісні оцінки мають розкид в межах інтервалів, що визначаються за попереднім досвідом. Більше того, як і в відомих системах з режимом детермінованого циклічного хаосу [16, 17], на певному інтервалі часу зміни можуть відбуватись досить детерміновано, а їхній непередбачуваний характер проявляється в основному під час переходів режимів від одного типу коливань до іншого. В той же час можливі деякі нестационарні процеси, які змінюють усереднені характеристики циклів. Так, наприклад, останній віковий цикл відрізняється від двох попередніх суттєвим збільшенням рівня сонячної активності. Це може вказувати на подальше його збільшення в наступному віковому циклі (тобто, Сонце «розігрівається»), і може означати лише наявність циклічності з іще більшим періодом, в межах якої відбуваються дані коливання енергетичного потоку від Сонця до Землі.

Таким чином, факт завершення вікового циклу дає підстави прогнозувати, що у найближчі роки рівень сонячної активності буде понижено-

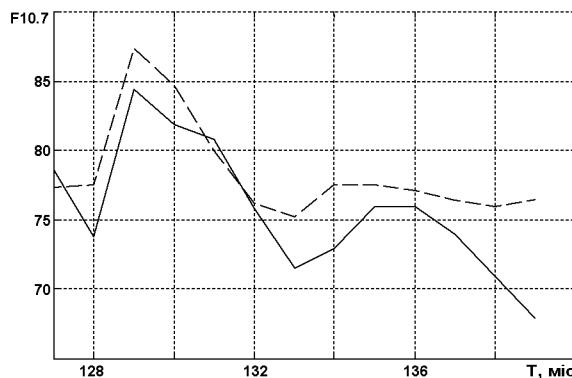


Рис. 5. Прогноз згладжених місячних значень  $F10.7$  з вересня 2006 р. по вересень 2007 р. (штрихова лінія, широта поліноміального ковзного вікна 13 місяців) та фактично отримані незгладжені середньомісячні значення за цей час (сузільна лінія)

ний. Для більш-менш достовірного прогнозування його величини необхідно пройти початок наступного циклу і порівняти динаміку росту з подібними прецедентами в минулому. Це дозволить здійснити прогноз на основі ідеї повторюваності у межах тих чи інших циклів. Природно, що в цьому випадку для прогнозування на річний інтервал часу слід використовувати усереднені місячні значення чисел Вольфа чи рівня радіовипромінювання  $F10.7$  і здійснювати прогноз для їхніх згладжених значень.

На рис. 5 представлено попередньо зроблений за допомогою вказаної методики на основі повторюваності з 20-м циклом графік прогнозу змін  $F10.7$  з вересня 2006 р. (127-й місяць з початку 23-го циклу) по вересень 2007 р. (139-й місяць з початку 23-го циклу), а також графік фактично отриманих не згладжених місячних значень за цей час.

Із приведених результатів прогнозу видно, що закінчення 23-го циклу передбачається приблизно на 138-му місяці, тобто в серпні 2007 року. Далі за прогнозом по згладжених значеннях мав би початися повільний підйом сонячної активності. На жаль, точність подальшого прогнозу досить низька, бо на момент прогнозу не було подальших фактичних експериментальних даних, котрі би визначили динаміку такого спаду чи підйому. Слід відмітити, що процес переходу від 23-го до 24-го циклу мабуть буде більш уповільненим, бо це буде одночасно перехід до наступного вікового циклу.

#### МЕТОДИКА ВИЗНАЧЕННЯ СЕРЕДНІХ ПЕРІОДІВ ТА ЇХНІХ ІНТЕРВАЛЬНИХ ОЦІНОК ДЛЯ ЦИКЛІЧНИХ СКЛАДОВИХ

Головною властивістю змін факторів сонячної активності і викликаних ними геофізичних факторів є циклічний характер відповідних числових послідовностей, що характеризують ці зміни. Вважається, що кожен фактор містить принаймні декілька циклічних складових, серед яких є як повільно змінні, так і швидко змінні. Тому виникає проблема їхнього розділення, аналізу і прогнозування [10, 14]. На першому етапі досліджень проводилось згладжування послідовності даних ковзними вікнами з фіксованою шириною, що визначає межу розділу швидкозмінних та повільно змінних складових. Згладжені значення послідовності визначають повільно змінну складову, а різниця між вихідною послідовністю і згладженою — швидкозмінну складову.

Нехай маємо числову послідовність вимірюваних (чи вирахуваних) значень певного космічного фактора  $y_n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, M$ ), де  $M > 0$  — деяке ціле (достатньо велике) число. Найпростішим ковзним вікном, що використовується для згладжування, є прямокутне шириною  $N_0 = 2N + 1$  ( $N > 0$  — деяке ціле число), коли значення згладженої послідовності  $\bar{y}_n$  ( $n = N + 1, N + 2, N + 3, \dots, M - N$ ) визначаються за формулою

$$\bar{y}_n = N_0^{-1} \sum_{i=n-N}^{n+N} y_i. \quad (1)$$

При цьому  $\bar{y}_n = \bar{y}_{N+1}$  для  $n \leq N$  і  $\bar{y}_n = \bar{y}_{M-N}$  для  $n > M - N$ , або для цих  $n$  значення  $\bar{y}_n = y_n$ , тобто залишаються незгладженими.

Тобто, у вікні, що покриває деяку частину послідовності, котра містить  $N_0$  значень, визначається середнє арифметичне значення, яке апроксимує експериментальні дані на цьому часовому інтервалі, але це значення  $\bar{y}$  присвоюється середині часового вікна згладжування.

Для підвищення точності апроксимації експериментальних даних на ширині вікна  $N_0 = 2N + 1$ , замість деякого постійного значення визначався поліном 4-го степеня з невідомими коефіцієнтами, які вираховуються із умови максимальної точності наближення (апроксимації), а саме, мінімуму середнього квадратичного від-

хилення [4]. Якщо позначити  $s = n - (N + 1)$ ,  $N = 1, 2, \dots, [M/2]$ , для деякого  $n > N$ , тобто  $n = N + s + 1$  — зворотний відлік від середньої точки  $N + 1$ , то такий поліном має вигляд

$$\tilde{y}_s = a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 + a_4 s^4, \quad (2)$$

$$s = -N, -N+1, -N+2, \dots, 0, 1, 2, \dots, N,$$

де  $a_j$  ( $j = 0, 1, 2, 3, 4$ ) — коефіцієнти полінома (2), що використовується для оптимальної апроксимації експериментальних даних  $y_n$  в межах вибраної ширини вікна згладжування. Знайдене значення  $\tilde{y}_0 = x_0$  присвоюється середині часового вікна згладжування.

При «ковзанні» вікна кожного разу невідомі коефіцієнти визначаються заново за експериментальними даними. Але через те що при зсуві на один крок «ковзання» добавляється лише одна нова точка в кінці вікна і відкидається одна точка на його початку, то коефіцієнти змінюються незначно, і за рахунок цього забезпечується ефект згладжування, якщо ширина вікна більша за 10 точок (мінімум удвічі більша, ніж число коефіцієнтів). Це також дозволяє побудувати рекурентну процедуру знаходження наступного згладженого значення через попереднє та значення в точці, що добавляється, і значення в точці, що відкидається [13].

Для встановлення взаємозв'язку між послідовністю змін факторів сонячної активності і викликаного нею геофізичного ефекту, необхідно насамперед отримати оцінку періоду циклічних складових кожної відповідної послідовності експериментальних даних.

Розглянемо спочатку той частинний випадок, коли дискретну числову послідовність  $y_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) можна представити у вигляді

$$y_n = f_n + x_n, \quad (3)$$

де

$$f_n = f_{n+T}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (4)$$

— змінна періодична складова з невідомим періодом ( $T$  — деяке ціле число), що досягає на періоді свого максимального  $f_{\max}$  та мінімального  $f_{\min}$  значень, а  $x_n$  — стаціонарний хаотичний процес з деякими інтервальними характеристиками. Тобто, справедлива система нерівностей [7, 12]

$$m_h(N) \leq \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} x_{n+i} \leq m_b(N), \quad (5)$$

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

де функції  $m_h(N)$  і  $m_b(N)$  — відповідно нижня і верхня грані інтервальної функції середнього арифметичного від ширини «ковзного» інтервалу  $N$ , тобто задані обмеження для тих  $N$ , що використовуються при обробці експериментальних даних.

Будемо вважати  $x_n$  центрованим випадковим процесом, тобто

$$\lim_{N \rightarrow \infty} m_h(N) = \lim_{N \rightarrow \infty} m_b(N) = 0, \quad (6)$$

бо стала величину завжди можна віднести до періодичної складової  $f_n$ . Також будемо вважати такий хаотичний випадковий процес строго стаціонарним [13].

**Означення 1.** Розглянемо множину нескінченних числових послідовностей  $\tilde{x}_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), кожна з яких послідовно формується з членів, що вибираються з деякої довільної реалізації хаотичного стаціонарного процесу  $x_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) за допомогою заданого з точністю до числових параметрів детермінованого алгоритму послідовного вибору певних номерів вказаного процесу. Причому, для будь-якого значення члена реалізації процесу  $x_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) можна знайти такі можливі параметри даного алгоритму (в межах множини їхньої зміни), що дане значення буде вибране на певному етапі, тобто у формуванні множини послідовностей  $\tilde{x}_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) беруть участь всі члени реалізації хаотичного стаціонарного процесу  $x_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ).

Тоді, якщо інтервальні характеристики [12] будь-якої послідовності  $\tilde{x}_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) із зазначененою множиною збігаються з інтервальними характеристиками хаотичного стаціонарного процесу  $x_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), то такий процес будемо називати строго стаціонарним.

Значить, якщо для деякого числа  $\tilde{T} > 0$  і цілого  $n_0 > 0$  сформований процес виду

$$\tilde{x}_n(\tilde{T}) = x_{(n-1)\tilde{T}+n_0} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (7)$$

для будь-яких  $\tilde{T} > 0$  і цілих  $n_0 > 0$  є стаціонарним із тими ж інтервальними характеристиками [12], що і  $x_n$ , то процес  $x_n$  є строго стаціонарним.

Розглянемо тепер процес

$$y_n(\tilde{T}) = \frac{1}{\tilde{N}} \sum_{j=0}^{\tilde{N}} z_{n+jT}, \quad (8)$$

де  $\tilde{N} > 0$  — деяке ціле число, що визначає кількість відрізків вихідного процесу довжиною  $\tilde{T} > 0$ , що сумуються. Тобто, з вихідного масиву (3) для аналізу формується деякий «усереднений» масив (8) довжиною  $\tilde{T} > 0$ .

З виразу (3) випливає, що

$$\begin{aligned} y_n(\tilde{T}) &= \bar{f}_n(\tilde{T}) + \bar{x}_n(\tilde{T}), \\ \bar{f}_n(\tilde{T}) &= \frac{1}{\tilde{N}} \sum_{j=0}^{\tilde{N}} f_{n+jT}, \\ \bar{x}_n(\tilde{T}) &= \frac{1}{\tilde{N}} \sum_{j=0}^{\tilde{N}} x_{n+jT}. \end{aligned} \quad (9)$$

Ошінмо тепер мінімальне і максимальне значення  $y_n(\tilde{T})$  на інтервалі  $n \in [1, \tilde{T}]$ , тобто, знайдемо оцінки

$$y_{\min}(\tilde{T}) = \min_{n \in [1, \tilde{T}]} \{y_n(\tilde{T})\}, \quad (10)$$

$$y_{\max}(\tilde{T}) = \max_{n \in [1, \tilde{T}]} \{y_n(\tilde{T})\}.$$

Для складової  $\bar{x}_n(\tilde{T})$  кожне її значення на інтервалі  $n \in [1, \tilde{T}]$  є середнім арифметичним значенням відповідної числової послідовності виду (7) на інтервалі ширину  $T$ . Тому

$$m_h(\tilde{N}) \leq \bar{x}_n(\tilde{T}) \leq m_b(\tilde{N}), \quad n \in [1, \tilde{T}], \quad (11)$$

тобто мінімальне і максимальне значення  $\bar{x}_n(\tilde{T})$  мало залежати від  $\tilde{T}$  і, згідно з (6), ці значення наближаються до нуля при достатньо великих  $\tilde{N}$ .

З іншого боку, для складової  $\bar{f}_n(\tilde{T})$  характерна істотна залежність її мінімального і максимального значень від  $\tilde{T}$  на інтервалі  $n \in [1, \tilde{T}]$ . Дійсно, при  $\tilde{T} = T$  маємо відповідно до (4)

$$f_{\min} \leq \bar{f}_n(T) \leq f_{\max}, \quad n \in [1, \tilde{T}], \quad (12)$$

причому на зазначеному інтервалі вона досягає своїх крайніх значень у деяких точках. Те ж буде і для  $\tilde{T} = kT$ , де  $k > 0$  — деяке ціле число, тобто на інтервалах, кратних періоду  $T$ . Звідси випливає, що

$$\begin{aligned} f_{\min} + m_h(\tilde{N}) &\leq \\ \leq y_{\min}(\tilde{T}) &\leq y_n(\tilde{T}) \leq y_{\max}(\tilde{T}) \leq f_{\max} + m_b(\tilde{N}), \end{aligned}$$

$$n \in [1, \tilde{T}], \quad \tilde{T} = kT \quad (k = 1, 2, \dots).$$

Для  $\tilde{T}$  близьких, але не рівних  $T$ , і достатньо великих  $\tilde{N}$  одержимо, що кожна точка  $f_n(\tilde{T})$  на зазначеному інтервалі являє собою середнє арифметичне значення деякої кількості різних точок періодичного процесу  $f_n$ . Це забезпечує зближення обмежень зверху і знизу у порівнянні з (12). При цьому верхня межа зменшується, а нижня — збільшується, тобто повинна мати місце «резонансна» залежність від  $\tilde{T}$ , причому на графіку оцінки максимального значення на інтервалі  $n \in [1, \tilde{T}]$  мають бути «резонанси», а на графіку оцінки мінімального значення — «антрезонанси». Теоретично точки «резонансів» і «антрезонансів» повинні бути при значеннях  $\tilde{T} = kT$  ( $k = 1, 2, \dots$ ). Проте, у силу хаотичності складової  $\bar{x}_n(\tilde{T})$  і не обов'язкового збігу точок її екстремальних значень на інтервалі  $n \in [1, \tilde{T}]$  з точками екстремуму  $\bar{f}_n(\tilde{T})$  — резонансні криві  $y_{\min}(\tilde{T})$  і  $y_{\max}(\tilde{T})$  будуть мати хаотичну добавку, а тому їхні графіки будуть дещо «деформовані».

Звідси також випливає, що достатньо впевнено може бути виділена тільки така періодична складова в (3), період якої достатньо багато разів повторюється на оброблюваній послідовності даних довжиною  $M$ . З іншого боку, можливість нестационарного «дрейфу» характеристик обмежує вибір надто великої кількості даних для обробки при визначенні відносно швидко змінних періодичних складових.

Обчислюючи оцінки виду (13) для різних частин оброблюваної послідовності даних однакової довжини, одержимо послідовність оцінок періоду  $T$ , на основі якої можна виділити деяке середнє його значення, а також його інтервальну оцінку (знизу і зверху).

Зазначена методика цілком поширюється на раніше обумовлені циклічні хаотичні процеси, які не можна представити у вигляді (3), але які мають аналогічні властивості. Більш того, це дозволяє ввести строгое означення поняття такого процесу.

**Означення 2.** Хаотичний не строго стаціонарний процес  $x_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) будемо називати циклічним, якщо його характеристики виду (10), отримані на основі (9), мають «резонанси» на графіку  $y_{\max}(\tilde{T})$  і «антрезонанси» на графіку  $y_{\min}(\tilde{T})$  в околі близьких до кратних деякому  $T$

«резонансних» точках.

Методика вирахування середнього періоду циклічних складових базується на наступних основних правилах:

1) потрібно обробляти частину даних на такій довжині інтервалу часу, де вона кратна передбачуваному періоду з достатньо великим коефіцієнтом кратності;

2) довжина інтервалу дискретності за часом числових даних має бути кратною з достатню ступенем точності періоду циклу, що визначається;

3) для точнішого оцінювання слід спочатку здійснити розділення швидких і повільних складових циклічного процесу;

4) для циклічної послідовності  $z_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) вираховують процес

$$y_n(\tilde{T}) = \frac{1}{\tilde{N}} \sum_{j=0}^{\tilde{N}} z_{n+j},$$

де  $\tilde{N} > 0$  — деяке ціле число, що визначає кількість відрізків вихідного процесу довжиною  $\tilde{T} > 0$ , що сумуються;

5) визначаються оцінки

$$y_{\min}(\tilde{T}) = \min_{n \in [1, \tilde{T}]} \{y_n(\tilde{T})\} \text{ та } y_{\max}(\tilde{T}) = \max_{n \in [1, \tilde{T}]} \{y_n(\tilde{T})\}.$$

При наявності циклічної складової у послідовності має місце «резонансна» залежність оцінок від  $\tilde{T}$  — «резонанс» на оцінці зверху (max) і «антирезонанс» на оцінці знизу (min). Для оцінювання періоду циклічності  $T$  вибираємо найбільш чітко виражену залежність.

### ВИЗНАЧЕННЯ СЕРЕДНІХ ПЕРІОДІВ ТА ЇХНІХ ІНТЕРВАЛЬНИХ ОЦІНOK ДЛЯ ЦИКЛІЧНИХ СКЛАДОВИХ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

Розглянемо ритміку чисел Вольфа протягом з січня 1853 р. по березень 2007 р. На рис. 6 побудовано графік «резонансів» для можливих середніх періодів ритміки на інтервалі 6500—12500 діб. Для отримання характеристик даного циклічного процесу використовувались дані про середньодобові значення чисел Вольфа, тобто проводився аналіз дискретної послідовності довжиною 56338 значень.

В табл. 2 наведено інтервальні оцінки середніх періодів відповідних циклічних складових індексу  $W$  на інтервалі 3400—6500 діб та їхні значення і можливі відхилення. При цьому використовувались значення згладжених чисел

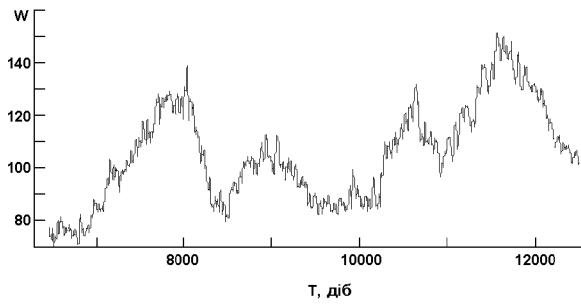


Рис. 6. Графік залежності від величини середнього періоду  $T$  максимального значення числа Вольфа  $W$  на усередненому циклі, рівному за тривалістю цьому періоду

Таблиця 2. Виділені інтервальні оцінки середніх періодів ритміки  $W$  на інтервалі 6500—12500 діб

№ п/п	Пошукові періоди,, діб	Інтервал середніх періодів (діб, роки)	Середні періоди, діб	Ширина інтервалу, діб	Середні періоди, роки	
1	11150—12425	11566—11909	31.69—32.63	11738	343	32.16
2	10270—11150	10653—10653	29.19—29.19	10653	1	29.19
3	10100—10270	10176—10176	27.88—27.88	10176	1	27.88
4	9800—10100	9944—9944	27.24—27.24	9944	1	27.24
5	9050—9745	9081—9298	24.88—24.88	9189.5	217	25.18
6	8730—9050	8952—8963	24.53—24.56	8957.5	11	24.54
7	8500—8730	8642—8642	23.68—23.68	8642	1	23.68
8	7300—8500	8066—8066	22.10—22.10	8066	1	22.10
9	6963—7300	7191—7191	19.70—19.70	7191	1	19.70
10	6880—6963	6897—6953	18.90—19.05	6925	44	18.97
11	6838—6880	6863—6865	18.80—18.81	6864	2	18.80
12	6500—6838	6635—6635	18.18—18.18	6635	1	18.18

Вольфа  $W$  поліноміальним вікном ширину 183 доби. Пошук проводився у вказаному околі середнього періоду, куди всередину попадали його оцінки, отримані під час обчислювальних експериментів, які формували свій інтервал значень, а також оцінка середнього періоду, що визначається як середнє арифметичне цих значень, та вираховувалась ширина оцінкового інтервалу. Для отримання графіка залежності, наведеного на рис. 6, було використано частину всієї ре-

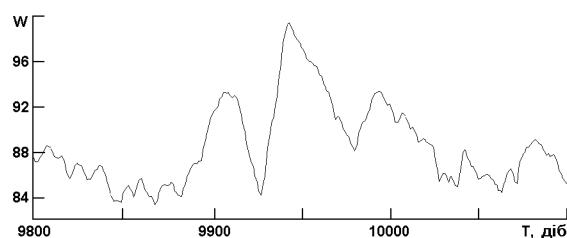


Рис. 7. Графік частини резонансної кривої при зміні періоду в інтервалі [10200; 11000] для одного із 121 обчислювальних експериментів

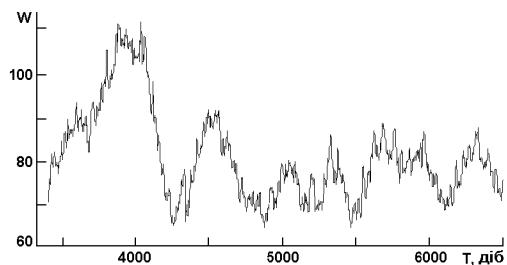


Рис. 8. Графік залежності від величини середнього періоду  $T$  максимального значення числа Вольфа  $W$  на усередненому циклі, рівному за тривалістю цьому періоду

лізації, яка починалась з 4092-ї точки і до кінцевої 56247-ї точки. Для аналізу резонансних залежностей у вузьких інтервалах періодів і отримання оцінки середнього періоду циклічної складової було проведено 121 обчислювальний експеримент, коли довжина частини реалізації, що використовувалась, залишалася незмінною, а випадковим чином на інтервалі 92—4092 діб зміщували її початок, тобто більш ніж на 10 років. Серед визначених 12 оцінок середніх періодів циклічних складових змін чисел Вольфа, на 8-й позиції маемо чіткий цикл Хейла з середнім періодом 22.1 року (два стандартних «11-річних» цикли), а на 1-й — середній період 32.16 роки (три цикли).

На графіку рис. 7 показано частину резонансної кривої при зміні періоду в інтервалі 9800—10100 діб для одного із 121 обчислювальних експериментів.

На рис. 8 побудовано графік «резонансів» для можливих середніх періодів ритміки на інтервалі 3400—6500 діб.

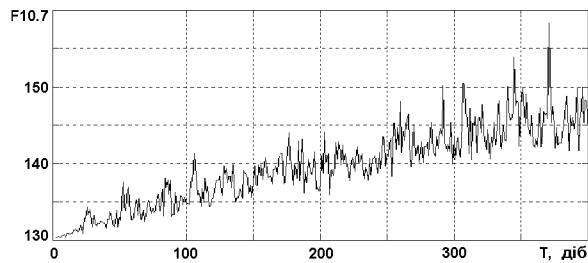


Рис. 9. Графік залежності від величини середнього періоду максимального значення рівня радіовипромінювання Сонця на хвилі 10.7 см. ( $F_{10.7}$ ) на усередненому циклі, тривалість якого дорівнює цьому періоду

Таблиця 3. Виділені інтервальні оцінки середніх періодів ритміки  $W$  на інтервалі 3400; 6500 діб

№ п/п	Пошукові періоди, діб	Інтервал середніх періодів (доби, роки)	Середні періоди, діб	Ширина інтервалу, діб	Середні періоди, роки	
13	6020—6380	6161—6358	16.88—17.42	6337.9	197	17.36
14	5734—6020	5825—5825	15.96—15.96	5825	1	15.96
16	5460—5734	5709—5709	15.64—15.64	5709	1	15.64
17	5265—5460	5397—5441	14.745—15.02	5419	44	14.85
18	5175—5265	5183—5211	14.20—14.28	5185.6	28	14.21
19	4960—5175	5054—5160	13.85—11.06	5095.4	106	13.96
20	4780—4960	4835—4907	13.25—13.44	4873	72	13.35
21	4400—4700	4423—4428	12.11—12.13	4425.6	5	12.12
22	3690—4400	3741—3973	10.25—10.88	3910.8	232	10.71
23	3400—3690	3671—3680	10.06—10.08	3671.5	9	10.06

Таблиця 4. Виділені інтервальні оцінки середніх періодів ритміки F10.7 на інтервалі 5; 400 діб

№ п/п	Інтервал значень пошукового періоду, діб	Інтервал значень середнього періоду, діб	Середній період, діб
1	360—380	371—372	371.03
2	341—349	344—347	345
3	301—315	307—310	307.488
4	284—295	289—294	291.38
5	255—264	256—260	259.512
6	200—210	203—206	203.620
7	173—180	176—179	177.025
8	155—164	156—163	143.678
9	140—150	143—145	130.554
10	123—140	126—135	130.554
11	100—110	106—107	106.008
12	80—90	82—88	85.182
13	50—60	53—53	53
14	38—46	41—44	42.306
15	20—35	24—28	26.265
16	15—19	16—18	17.107
17	5—10	7—9	8.68

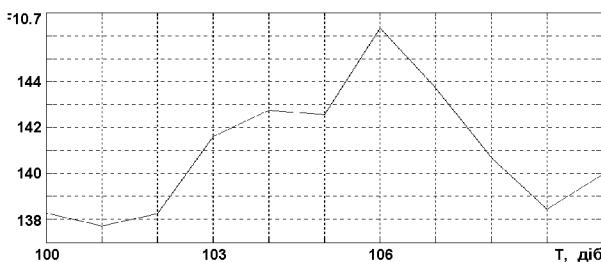


Рис. 10. Графік частини резонансної кривої при зміні періоду в інтервалі 100; 110 діб

В табл. 3 наведені інтервальні оцінки (та їхня ширина) середніх періодів відповідних циклічних складових індексу  $W$  на інтервалі 3400—6500 діб та їхні значення.

Методика аналізу залишалась тією ж, як і для інтервалу періодів 6500—12500 діб, але частина реалізації, що використовувалась, була коротшою, бо спершу її початок було встановлено з 26133-ї точки, а потім в ході 121 обчислювального експерименту він випадковим чином вибрався на інтервалі 22133—26133, тобто з тим же максимальним зміщенням більш ніж 10 років. При цьому середній період вираховувався як середньоарифметичне від знайдених в ході обчислювальних експериментів 121 значень.

Розглянемо ритміку радіовипромінювання Сонця на хвилі 10.7 см (індексу F10.7) протягом

02.1984—07.2003 рр. На рис. 9 побудовано графік «резонансів» для можливих середніх періодів ритміки на інтервалі 5—400 діб.

В табл. 4 наведені інтервальні оцінки середніх періодів відповідних циклічних складових індексу F10.7 на інтервалі 5—400 діб. Методика аналізу залишалась тією ж, як і для індексу  $W$ , тільки щоденні значення F10.7 розглядаються на значно коротшій реалізації і не згладжуються, бо розглядаються мінімальної тривалості періоди (в цілих добах), тобто аналізуються відносно високочастотні циклічні складові змін даного індексу.

На графіку рис. 10 показана частина резонансної кривої при зміні періоду в інтервалах 100—110 діб для одного із 121 обчислювальних експериментів.

Як видно з отриманих оцінок, на 17-й позиції є циклічна складова із середнім періодом в межах [7, 9] діб, хоча для неї і для складової на 16-й позиції точність отриманих оцінок низька. А от інтервальна оцінка на 15-й позиції 24—28 діб більш точна, бо її отримано шляхом пошуку на ширшому інтервалі 20—35 діб. Дано циклічна складова явно пов'язана з періодом обертання Сонця навколо власної осі. Найточніше визначився середній період в 53 доби (на 13-й позиції), тобто фактично приблизно подвійний оборот Сонця (бо період обертання речовини на різних широтах Сонця змінний, як для рідкого тіла, тому значення каррінгтонівського періоду обертання є лише справедливим для екваторіальної зони) і також удвічі більший (106—107 діб). Можливо, в цьому є певний фізичний зміст.

#### ВИЗНАЧЕННЯ СЕРЕДНІХ ПЕРІОДІВ ТА ЇХНІХ ІНТЕРВАЛЬНИХ ОЦІНОК ДЛЯ ЦИКЛІЧНИХ СКЛАДОВИХ ЗМІНИ ІНДЕКСУ ГЕОМАГНІТНОЇ АКТИВНОСТІ $D_{st}$

Розглянемо ритміку середньодобового геомагнітного індексу  $D_{st}$  протягом лютого 1984 р.—липня 2003 р. На рис. 11 приведено графік «резонансів» для можливих середніх періодів ритміки на інтервалі 5—400 діб. Проводилася обробка середньодобових незгладжених значень геомагнітного індексу  $D_{st}$  на дискретній послідовності довжиною 6000 значень (біля 16.5 ро-

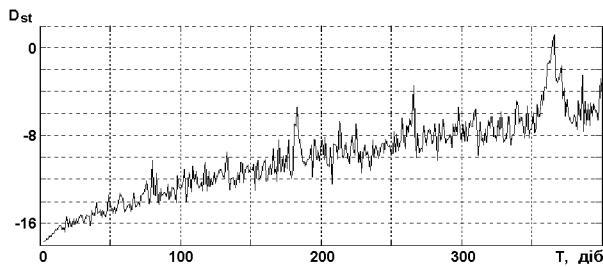


Рис. 11. Графік залежності від величини середнього періоду максимальної значення середньодобового числа  $D_{st}$  на усередненому циклі, тривалість якого дорівнює цьому середньому періоду

Таблиця 5. Оцінки середніх періодів ритміки  $D_{st}$  на інтервалі 10—400 діб

№ п/п	Інтервал значень пошукового періоду діб	Інтервал значень середнього періоду діб	Середній період, діб
1	355—375	365—366	365.570
2	260—275	266—266	266.000
3	170—190	181—183	182.438
4	127—140	133—133	133.000
5	114—123	117—121	118.504
6	70—90	76—83	79.603
7	30—47	37—40	39.107
8	15—22	18—21	19.504

ків) при її випадковому зсуві від початку на максимально можливий інтервал в 1000 точок, тобто майже на три роки, за тією ж методикою, що для  $W$  і  $F10.7$ . При цьому були виділені інтервальні оцінки середніх періодів ритміки на інтервалі 10—400 діб.

В табл. 5 наведені інтервальні оцінки середніх періодів відповідних циклічних складових індексу  $D_{st}$ .

Для більш точної оцінки малих періодів циклічних складових проведено аналіз погодинних значень планетарного геомагнітного індексу  $D_{st}$  за той же період. Побудовано графік «резонансів» для можливих середніх періодів ритміки щоденногого геомагнітного індексу  $D_{st}$  протягом того ж періоду 02.1984—07.2003 рр. на інтервалі 5—720 год, приведений на рис. 12.

Проводилася обробка щоденних не згладжених значень геомагнітного індексу  $D_{st}$  на дискретній послідовності довжиною 150000 значень (біля 17 років) при її випадковому зсуву від початку на максимально можливий інтервал в 20000 точок (більше двох років).

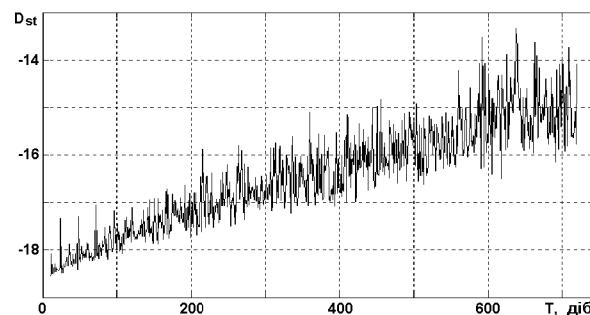


Рис. 12. Графік залежності від величини середнього періоду максимальної щоденної значення числа  $D_{st}$  на середньому циклі, тривалість якого рівна цьому періоду

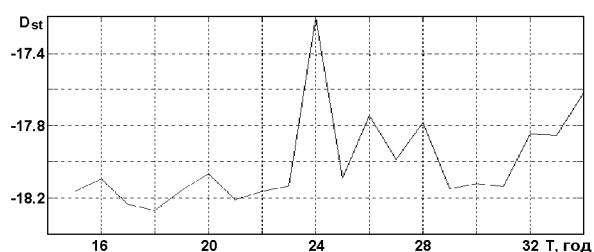


Рис. 13. Графік частини резонансної кривої при зміні періоду в інтервалі 15; 34 год для одного з 121 обчислювальних експериментів

На рис. 13 приведено зміну частини графіка на рис. 12 при зміні середнього періоду в інтервалі 15—34 год, коли випадковим чином зміщується в заданих межах розміщення вибрації для аналізу частини всієї реалізації.

В табл. 6 наведено інтервальні оцінки середніх періодів циклічних складових. Як видно, найбільш точно визначаються періоди високочастотних циклічних складових: 12 год (півд доби), 24 год (дoba), 168 год (7 діб), 215 год (9 діб), 264 год (11 діб), 360 год (15 діб). На рис. 12 також достатньо чітко вирізняються піки, кратні добовим (48 год, 72 год, 96 год). Наявність добового періоду достатньо очевидна, бо це період обертання Землі навколо власної осі. Півд добовий період напевно пов'язаний з нахилом осі обертання Землі до екваторіальної площини Сонця. Дуже характерною є наявність періодів 7 і 9 діб, які фактично проявлялися і у циклічності змін сонячної активності (за індексом  $F10.7$ ), але за рахунок меншої роздільної здатності для середньодобових значень, там було зафіксовано лише інтервальну оцінку 7—9 діб.

Таблиця 6. Оцінки середніх періодів ритміки  $D_{st}$  на інтервалі 5; 720 год

№ п/п	Інтервал значень шуканого періоду (в год.)	Інтервал значень середнього періоду, (год, діб)	Середній період, (год, діб)
9	705—718	708—711	29.5—29.625
10	656—674	662—670	27.583—27.916
11	630—648	636—641	26.5—26.708
12	580—600	582—592	24.25—24.667
13	545—575	552—565	23—23.542
14	446—465	450—456	18.75—19
15	400—419	411—415	17.125—17.291
16	388—406	396—403	16.5—16.792
17	346—370	360—360	15—15
18	255—276	264—264	11—11
19	207—230	212—221	8.833—9.208
20	160—174	163—170	6.792—7.083
21	15—34	24—24	1—1
22	5—18	12—12	0.5—0.5

**ВИСНОВКИ.** Показано циклічність змін космічних факторів та зумовлених ними геофізичних ефектів (в тому числі змін середньої температури поверхні Землі). На основі представлення цих змін як циклічних хаотичних процесів, розроблена методика їхнього аналізу та прогнозування. Вона передбачає здійснення прогнозу на основі ідеї повторюваності з певною точністю процесів змін в межах тих чи інших циклів.

Зокрема, на основі аналізу циклічності змін температури поверхні Землі за минулі 400 тис. років, зроблено прогноз про відносно невелике зниження температури, приблизно 1 К до кінця поточного сторіччя, якщо не буде суттєво збільшуватись потік енергії від Сонця. Проте протягом наступних 8 тис. років прогнозується пониження температури на більш ніж 6 К, що загрожує сучасній цивілізації наступом «льодовикових періодів» на Землі.

На основі аналізу так званих вікових циклів сонячної активності показано циклічність змін інтегральної інтенсивності потоку енергії від Сонця в напрямку Землі, яка привела до його суттєвого підвищення протягом останніх 70—100 років, порівняно з попереднім відрізком 200—230 років. Напевно, це служить найбільш вагомою причиною глобального потепління на Землі, яке спостерігається за останні при найміні п'ятдесят років. Явища, зумовлені антропогенним фактором, можливо, лише підсилюють ефект потепління. Даний висновок підтверджується аналогічним підвищенням середньої температури поверхні Марса, що спостерігається останні 20 років [15]. За цей час вона виросяла

на 0.65 К, тобто вона збільшувалась навіть швидше, ніж на Землі, хоча на Марсі на неї не впливав антропогенний фактор.

Був попередньо зроблений (вересень 2006 р.) за допомогою вказаної методики на основі повторюваності з 20-м циклом, прогноз завершення 23-го циклу сонячної активності. Момент такого завершення передбачався приблизно в січні — серпні 2007 р., що підтверджується з достатньою точністю.

Розроблено методику визначення середніх періодів та їхніх інтервальних оцінок для окремих циклічних складових. На її основі визначені інтервальні оцінки середніх періодів відносно повільних циклічних складових змін середньодобових значень такого індексу сонячної активності, як числа Вольфа  $W$ , починаючи з січня 1853 р. по березень 2007 р. Отримано 23 оцінки середніх періодів на інтервалі 3400—12500 діб (тобто приблизно від 10 до 33 років). Серед них цикл з середнім періодом близько 10.7 року, тобто стандартний «11-річний» цикл, цикл Хейла з середнім періодом 22.1 року (близько двох стандартних 11-річних циклів), а також середній період 32.04 роки (приблизно три 11-річних цикли).

На основі аналізу середньодобових значень рівня радіовипромінювання Сонця на хвилі 10.7 см (індексу  $F10.7$ ) протягом лютого 1984 р. — червня 2003 р. отримано 17 оцінок середніх періодів на інтервалі 5—400 діб. Серед них оцінка на інтервалі 20—35 діб, яка очевидно пов’язана з періодом обертання Сонця навколо власної осі. Також є період 53 доби, тобто приблизно подвійний оборот Сонця і також по-

двійний від нього на інтервалі 106—107 діб.

На основі аналізу середньодобових значень індексу  $D_{st}$  протягом лютого 1984 р. — червня 2003 р. отримано вісім оцінок середніх періодів на інтервали 5—400 діб. Серед них інтервальні оцінки річного та піврічного циклу: 365—366 та 182—183 доби, а також майже точно визначився період в 133 доби та подвійний до нього 266 діб. окремо вирізняється інтервальна оцінка 37—40 діб (середній період приблизно 39 діб), причому є також оцінки половинного, подвійного і по-трійного періодів (18—21, 76—83 і 117—121 діб відповідно). Для точнішої оцінки малих періодів циклічних складових проведено аналіз погодинних значень планетарного геомагнітного індексу  $D_{st}$  за той же період. Отримано ще 14 оцінок середніх періодів на інтервалі 5—720 год (до 30 діб). Серед них найбільш точно визначаються періоди високочастотних циклічних складових: 12 год (півдоби), 24 год (дoba), 168 год (7 діб), 215 год (9 діб), 264 год (11 діб), 360 год (15 діб). Характерною є наявність періодів 7 і 9 діб, які фактично проявлялись і у циклічності змін сонячної активності (за індексом  $F10.7$ ). Виділення окремо тижневого періоду ставить проблему, чи пов'язаний тиждень, установлений в соціальному житті людей, все-таки з космічними факторами. Крім того, маємо інтервальні оцінки періодів 636—641 год (26.5—26.708 діб) і 662—670 год (27.583—27.916 діб), що вказують на зв'язок з періодом обертання Сонця навколо власної осі. Інтервальна оцінка періоду 708—711 год (29.5—29.625 діб) теж може бути віднесена за рахунок диференційованого обертання різних частин Сонця, але можливо тут вже проявляється вплив періодичного обертання Місяця навколо Землі [18].

- Большаков В. А. Теория М. Милановича — новая концепция // Изв. АН России. Сер. географ.—2000.—№ 1.—С. 20—30.
- Василик П. В., Лычак М. М. О циклах влияния космических факторов на климат и биосферу Земли // Пробл. упр. и информ.—2005.—№ 6.—С. 48—56.
- Владимирский Б. М., Темурьянц Н. А., Мартинок В. С. Космическая погода и наша жизнь. — Фрязино: «Век-2», 2004.—224 с.—(Наука для всех).
- Дьяконов В. П. Компьютерная математика. Теория и практика. — М.: Нолидж, 2001.—1295 с.
- Ишков В. Н. Геоэффективная активность Солнца: от краткосрочного прогноза вспышечных явлений до долгосрочного прогноза солнечных циклов // Биологические эффекты солнечной активности. Междисциплинарный семинар. 6–9 апреля 2004 г., Пущино-на-Оке. — Г.: Ротапринт ИКИ РАН, 2004.—С. 8—9.

- Котляков В. М., Лориус К. Четыре климатических цикла по данным ледяного керна из глубокой скважины на станции Восток в Антарктиде // Изв. АН России. Сер. географ.—2000.—№ 1.—С. 7—19.
- Личак М. М. Теория хаотичності і її застосування до обробки даних // Третя Українська конференція по перспективним косміческим исследованиям: Сб. тез. — Кацивели, Крим, 2003.—С. 161.
- Личак М. М. Циклічні хаотичні процеси і виявлення в даних «прихованіх» періодичностей // П'ята Українська конференція по перспективним косміческим исследованиям: Сб. тез. — Київ: ІКИ НАНУ-НКАУ, 2005.—С. 189.
- Личак М. М., Царук Н. П. Тенденції змін рівня сонячної активності // Наук. вісті НТУУ КПІ.—2006.—№ 6.—С. 119—124.
- Личак М. М., Царук Н. П., Шевченко В. М. Дослідження тенденцій зміни та оцінювання взаємозв'язку факторів сонячної та геомагнітної активності // Шеста Українська конференція по перспективним косміческим исследованиям: Сб. тез. — Київ: ІКИ НАНУ-НКАУ, 2006.—С. 159.
- Лычак М. М. Исследование и прогнозирование солнечной активности // Биологические эффекты солнечной активности. Междисциплинарный семинар. 6—9 апреля 2004 г., Пущино-на-Оке. — Г.: Ротапринт ИКИ РАН, 2004.—С. 40—41.
- Лычак М. М. Интервальные характеристики хаотических последовательностей // Кибернет. и систем. анализ.—2004.—№ 5.—С. 58—71.
- Лычак М. М. Анализ циклических процессов солнечной активности // Пробл. упр. и информ.—2006.—№ 1—2.—С. 248—259.
- Лычак М. М., Бобко Н. А., Зельк Я. И. и др. Первая очередь банка синхронных данных для анализа влияния солнечной активности на состояние здоровья населения // Пробл. упр. и информ.—2006.—№ 4.—С. 108—121.
- На Марсе — глобальное потепление // Вселенная, пространство, время.—2007.—№ 5.—С. 19.
- Николис Дж. Динамика иерархических систем. Эволюционное представление. — М.: Мир, 1989.—486 с.
- Хакен Г. Синергетика: иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. — М.: Мир, 1985.—423 с.
- Хьюз В. Принцип Маха и эксперименты по анизотропии массы // Гравитация и относительность / Под ред. Х. Цзю, В. Гоффмана. — М.: Мир, 1965.—С. 202—220.

---

#### CYCLES OF SOLAR ACTIVITY AND OF GEOPHYSICAL EFFECTS CAUSED BY IT. ANALYSIS AND FORECASTING OF THE CYCLES

*M. M. Lychak*

We show the cyclicity of changes of space factors and of geophysical effects caused by them (including changes in average temperature of the Earth's surface). The procedure of analysis and forecasting of these changes is developed on the basis of representing them as cyclic chaotic processes. This methodology implies making forecasts using the concept of repetitiveness of volatility processes with certain accuracy during one or another cycle.

УДК 523.9

Н. Г. Щукина, Н. Н. Кондрашова, Е. В. Хоменко,  
Р. И. Костык, С. Н. Чорногор, К. В. Аликаева,  
В. Л. Ольшевский, С. Н. Осипов, А. В. Андриенко

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

# Построение динамических моделей фотосферных и хромосферных слоев вспышек с целью изучения условий их возникновения и развития

*Надійшла до редакції 14.12.08*

Проведено спектрополяриметричні спостереження активних і спокійних областей на поверхні Сонця. Досліджено фізичні процеси, що відбуваються перед і під час сонячних спалахів у хромосферних і фотосферних шарах активних областей. Створено напівемпіричні моделі спалахів і активних областей, що описують еволюцію поля швидкостей, магнітного поля і температури. Досліджено основні динамічні процеси (грануляцію і дрібномасштабні магнітні поля) у незбурений фотосфері, що визнають її основні властивості і сприяють переносу непроменістості енергії в зовнішні шари — хромосферу і корону. Отримано функції розподілу дрібномасштабних полів поза хромосферною сіткою. Оцінено потік енергії, породжуваний цими полями. Визначено параметри конвективної складової грануляційного поля швидкостей і поля яскравості; досліджений їхній взаємозв'язок у діапазоні висот від рівня формування континуума до температурного мінімуму. Проведено моделювання поширення МГД-хвиль в атмосфері Сонця й у неоднорідних сонячних структурах з магнітним полем. Досліджено трансформацію і перенос енергії цими хвилями. Розроблено діагностичні методи і створено програмне забезпечення для інтерпретації спектрополяриметричних спостережень, які приймають до уваги неоднорідну структуру атмосфери Сонця і наявність дрібномасштабних магнітних полів. Результати даних досліджень отримано в рамках теми «Побудова динамічних моделей фотосферних та хромосферних шарів спалахів для вивчення умов їхнього виникнення та розвитку», що входить у програму фундаментальних досліджень НАНУ «Розробка теорії, методів та інформаційних технологій комплексного вивчення сонячно-земних зв'язків як основи прогнозування «космічної погоди».

## ВВЕДЕНИЕ

Космическая погода — область науки, которая изучает влияние солнечных явлений на Землю, т.е. совокупность явлений, которые происходят в верхних слоях земной атмосферы, в ионосфере

и околоземном космическом пространстве. Если ограничиться временными масштабами от нескольких минут до нескольких суток, то основными солнечными факторами, которые определяют состояние космической погоды, являются эруптивные протуберанцы, солнечные вспышки,

выбросы корональной массы и корональные дыры. Солнечная вспышка — мощнейшее из всех проявлений активности Солнца. Они оказывают сильное влияние на атмосферу Солнца, межпланетное пространство, околоземное космическое пространство, магнитосферу и атмосферу Земли. Изучение вспышек необходимо для понимания причин циклов солнечной активности, получения научно обоснованного, надежного прогноза радиационной ситуации в ближнем космосе и на Земле.

К настоящему времени все большее число данных свидетельствуют о том, что реалистичные модели вспышек должны основываться на комплексе наблюдений, охватывающих все уровни вспышечной атмосферы от короны до основания фотосферы. Важную роль в этом моделировании играет исследование не только предвспышечной области фотосферы, но и динамического состояния спокойной (невозмущенной) фотосферы. Наблюдения фотосферы с высоким спектральным, временным и пространственным разрешениями свидетельствуют о существовании большого количества разномасштабных структур, которые изменяются со временем. Особый интерес в этом плане представляют грануляции, мелкомасштабные (турбулентные) магнитные поля в фотосфере, вызванные конвективными движениями, магнитные пятна, а также колебания, наблюдаемые в спокойной солнечной фотосфере и пятнах. Именно эти динамические явления определяют основные свойства солнечной фотосферы и способствуют переносу энергии из фотосферы во внешние слои — хромосферу и корону, тем самым играя важную роль в развитии вспышечного процесса.

Цель данной статьи — изложить основные результаты, полученные за последние годы в отделе физики Солнца Главной астрономической обсерватории Национальной академии наук Украины при исследовании активных областей, вспышек, пятен, грануляции, турбулентных магнитных полей фотосферы, и МГД-колебаний. Данные результаты получены в рамках темы «Побудова динамічних моделей фотосферних та хромосферних шарів спалахів для вивчення умов їх виникнення та розвитку», входящей в программу фундаментальных исследований НАНУ «Розробка теорії, методів та інформаційних технологій комплексного вивчення со-

нячно-земних зв'язків як основи прогнозування «космічної погоди».

## НАБЛЮДЕНИЯ

Наши исследования основаны в первую очередь на наблюдениях, полученных с высоким спектральным разрешением (500 000) на монохроматоре двойной дифракции, установленном на солнечном горизонтальном телескопе АЦУ-5 ГАО (Голосеев, Киев) и на спектрографе (разрешение 370 000) телескопа АЦУ-26 (п. Терскол, Северный Кавказ). В последнее десятилетие благодаря успешному сотрудничеству с Институтом Астрофизики (ИАС) на Канарских островах (о. Тенерифе, Испания) стало возможным вести спектрополяриметрические наблюдения с высоким спектральным, временным и пространственными разрешениями на немецком вакуумном башенном телескопе (VTT) и на французско-итальянском телескопе THEMIS. Кроме того, в наших исследованиях мы используем опубликованный недавно Атлас Второго Солнечного спектра Гандорфера [16—18], в котором приведены наблюдения параметров Стокса  $I$  и  $Q$ , выполненные с помощью цюрихского поляриметра ZIMPOL (Zurich Imaging Polarimeter). При интерпретации наблюдений активных образований были привлечены также  $H_{\alpha}$ -изображения активных областей, космические наблюдения в ультрафиолетовом (УФ) и рентгеновском диапазонах солнечного спектра, полученные на космических аппаратах SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), TRACE (Transition Region and Coronal Explorer), RHESSI (Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager), GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) и КОРОНАС-Ф.

## ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ФОТОСФЕРНЫХ И ХРОМОСФЕРНЫХ СЛОЕВ ВСПЫШЕК

С появлением данных о микроволновом, рентгеновском и ультрафиолетовом излучении с высоким временным и пространственным разрешением и развитием теоретических исследований представления о пространственной структуре солнечной вспышки и процессах, которые про-

исходят в ней, существенно расширились. В наше время вспышка рассматривается как динамическое явление, во время которого происходят перестройка структуры магнитного поля, быстрые движения плазмы, ускорение заряженных частиц и генерация ударных волн.

Солнечные вспышки доступны всестороннему исследованию практически во всем электромагнитном диапазоне — от километровых радиоволн до жесткого гамма-излучения. Современные космические наблюдения с помощью приборов, установленных на борту космических аппаратов SOHO, TRACE, RHESSI и КОРОНАС-Ф, позволяют видеть, как появляются и развиваются солнечные вспышки в УФ- и рентгеновских лучах с высокой пространственной, временной и спектральной разрешающей способностью.

Эти наблюдения показали, что освобождение энергии вспышек происходит в короне в результате магнитных пересоединений. Но на начальной стадии зарождения и возникновения вспышек важную роль могут играть процессы в фотосфере. Об этом свидетельствуют значительные изменения фраунгофера спектра за несколько часов перед вспышками, а также существенные изменения фотосферного магнитного поля в начале вспышек. С приближением начала вспышек возрастает скорость восходящих движений фотосферного вещества. Эти изменения могут быть обусловлены тем, что через фотосферу из конвективной зоны Солнца выносится магнитный поток, который приводит к магнитным пересоединениям и вспышкам. Условия выхода новых магнитных потоков имеют важное значение для всего развития вспышек. Для выявления механизмов возникновения вспышек необходимо изучение физического состояния солнечной атмосферы перед и в начале вспышек.

Цель данного раздела — изложить результаты, полученные за последние годы в отделе физики Солнца ГАО НАНУ при многоволновых исследованиях вспышек на основе как наземных, так и космических наблюдений. Итогом этих исследований стало получение моделей, охватывающих все уровни вспышечной атмосферы от короны до основания фотосферы.

**Исследование низкотемпературного вещества в разных участках вспышечных петель вспышек, наблюдавшихся 3 сентября 1990 г.**

*и 16 мая 1981 г.* Рассматриваемая вспышка возникла вблизи сложного пятна с несколькими ядрами S-полярности и вкраплениями N-полярности. Основой для анализа физического состояния вспышки стали наблюдения спектральных линий в интервале длин волн  $\lambda\lambda = 655\dots658$  нм, полученные на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-26;  $H_{\alpha}$ -изображения активной области; данные GOES о рентгеновском излучении; карта фотосферного магнитного поля исследуемой активной области за несколько часов до вспышки.

*Поле лучевых скоростей в  $H_{\alpha}$ -петлях вспышек.* Имеющийся наблюдательный материал позволил выполнить анализ поля лучевых скоростей на хромосферном и фотосферном уровнях во вспышечных  $H_{\alpha}$ -петлях в процессе развития вспышки 3 сентября 1990 г. Такой анализ, особенно в низкотемпературных слоях фотосферы, имеет важное значение для понимания процессов распространения возмущения из области первичного освобождения энергии, возникающего в результате магнитных пересоединений во вспышках разных типов. Основные результаты, полученные Чорногор и др. [9], сводятся к следующему.

- Мощную продолжительную вспышку (балл 1b/M2.2) нужно рассматривать как последовательность элементарных вспышек вдоль аркады петель.
- Некоторые свойства  $H_{\alpha}$ -петель тождественны характеристикам петель, видимых в мягком рентгеновском излучении SXR. К ним, в частности, относятся: расположение системы  $H_{\alpha}$ -петель вдоль границ супергранул; последовательное возбуждение петель в аркаде; практически одновременное усиление интенсивности в рентгене, в вершине и основании  $H_{\alpha}$ -петель; данные, указывающие на то, что основания  $H_{\alpha}$  петель всегда ярче, чем вершины.
- Расположение аркады вспышечных  $H_{\alpha}$ -петель вдоль границ супергранул над нейтральной линией магнитного поля активной области указывает на связь процессов в хромосфере и фотосфере. В то же время синхронность поярчаний в рентгене и  $H_{\alpha}$ -петлях есть следствие магнитных пересоединений в верхних слоях атмосферы АО. В начальной фазе рентгеновского всплеска и в максимуме могут действовать

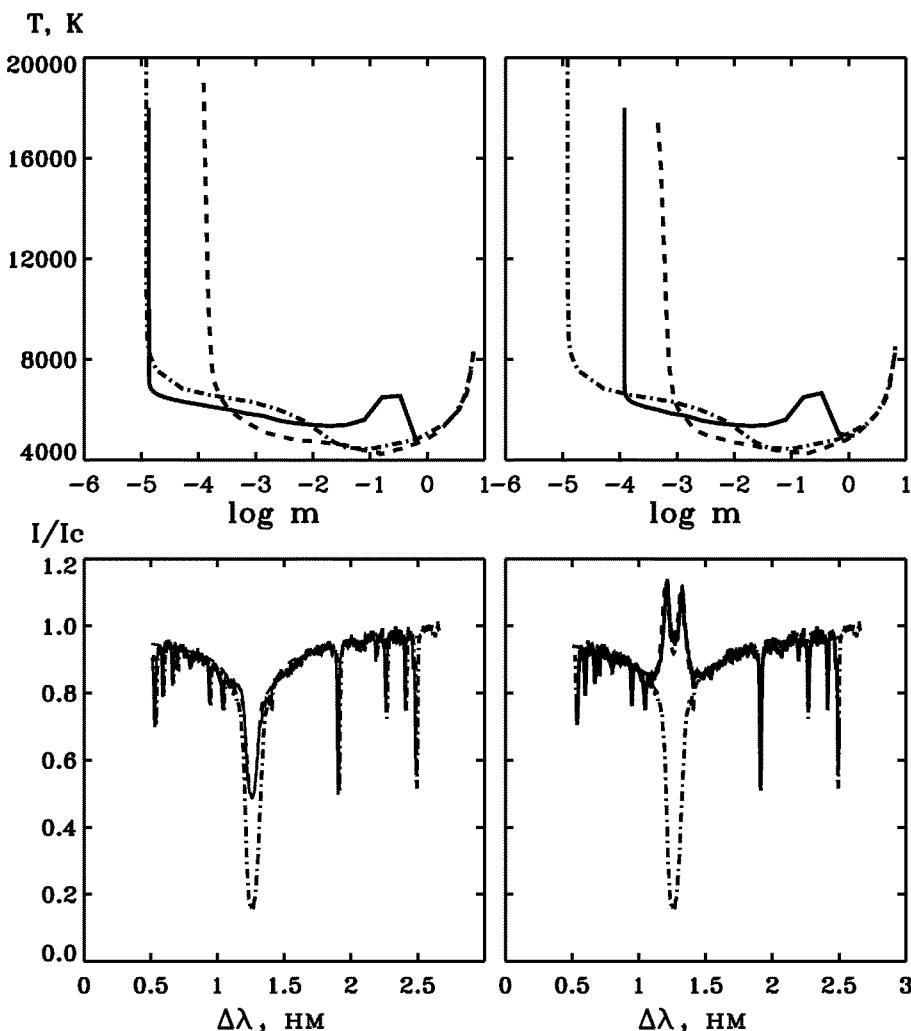


Рис. 1. Распределение с высотой температуры (верхние панели: сплошная и штриховая линия — два компонента модели, описывающей хромосферную и фотосферную составляющую вспышки, штрих-пунктирная линия — модель флоккула VAL-F) и  $H_{\alpha}$ -профили (нижние панели: сплошная линия — наблюденный профиль, пунктирная линия — профиль, рассчитанный путем моделирования, штрих-пунктирная линия — невозмущенный профиль) для вершины (слева) и основания (справа) одной из двух петель вспышки (1b/M2.2), наблюдавшейся 3 сентября 1990 г. в момент максимального ее появления (09:45:19 UT). Обе петли располагались по обе стороны от линии раздела полярностей. Рассматриваемая петля была значительно ярче в  $H_{\alpha}$ , чем другая. Это дает основание предположить, что именно она связана с первичным актом магнитного пересоединения и высвобождения энергии

вать различные механизмы, приводящие к наблюдаемой картине движений на фотосферном и хромосферном уровнях.

Поле лучевых скоростей в  $H_{\alpha}$ -петлях другой вспышки (16 мая 1981 г.) изучалось Кондрашовой и Прокудиной [2] на основе спектрограмм и

$H_{\alpha}$ -фильтрограмм. Полученные данные о лучевых скоростях во вспышечных узлах были сопоставлены с временными профилями интенсивности жесткого рентгеновского излучения и радиоизлучения в длине волны 6 см. Проведенный анализ показал, что перед максимумами и в

максимумах всплесков во вспышечных узлах преобладали нисходящие потоки хромосферного вещества.

*Моделирование физических условий во вспышке 3 сентября 1990 г.* было выполнено Чорногор и др. [9] для двух  $H_{\alpha}$ -петель (А и Б) и для двух моментов вспышки. Первый момент (09:45:19 UT) совпал с максимумом  $H_{\alpha}$ -интенсивности петли А. Второй момент (09:46:03 UT) соответствовал минимуму поярчания в  $H_{\alpha}$ -петли А и началу поярчания петли Б. Рентгеновское излучение в этот момент также пошло на спад. В процессе моделирования низкотемпературной части обоих вспышечных петель, стало очевидным, что объяснить эмиссию в линии  $H_{\alpha}$  только изменениями физических условий в хромосфере невозможно. Оказалось, что нагрев в фотосфере существенно влияет на формирование крыльев профилей  $H_{\alpha}$ . Поэтому использовались многокомпонентные модели, описывающие как хромосферную, так и фотосферную составляющую вспышки. Это связано с тем, что на луч зрения накладываются не только детали самих петель, а также окружающая их среда, нагретая вследствие вспышки. В частности, модели для вершины петель представляют собой совокупное действие собственно петли и вещества под ней.

Результаты моделирования показали, что имеет место сдвиг границы переходного слоя вглубь атмосферы и наличие нагретой области в фотосфере (рис. 1). Результаты моделирования свидетельствуют, что в процессе развития вспышки возмущение проникает значительно глубже области температурного минимума и достигает фотосфера, вплоть до ее основания. В итоге, происходит смещение границы переходного слоя фотосфера-хромосфера в глубь атмосферы и дополнительный нагрев фотосфера.

*Исследование изменений физического состояния фотосферных слоев во время ярких двухленточных вспышек 3 июня и 7 октября 1979 г.* Двухленточные вспышки занимают особое место среди проявлений солнечной активности. На изображениях, полученных с помощью  $H_{\alpha}$ -фильтра, они имеют вид ярких лент, расположенных вдоль темного волокна, по которому проходит нейтральная линия магнитного поля. Эти ленты — хромосферные основы аркады петель. Основой для данного исследования по-

служили спектры двухленточных вспышек балла 1B/C4 7 октября 1979 г. и 2N/M2 3 июня 1979 г., полученные на солнечном горизонтальном телескопе АЦУ-5. Одновременно со спектрами были получены  $H_{\alpha}$ -фильтограммы. Согласно данным Solar Geophysical Data начало  $H_{\alpha}$ -вспышки 7 октября — в 07:55 UT, максимум — в 08:10 UT и конец — в 08:15 UT. Вспышка 3 июня 1979 г. началась в 08:42 UT и закончилась в 11:13 UT. На полученных нами  $H_{\alpha}$ -фильтограммах видно, что вспышки возникли в арочных системах. Щель спектрографа пересекала яркие места вспышечных лент.

*Моделирование физического состояния данных вспышек* осуществлялось путем инверсии наблюдаемых профилей интенсивностей спектральных линий с помощью программного обеспечения SIR (Stokes Inversion based on Response functions), любезно предоставленного в наше распоряжение сотрудниками Института Астрофизики на Канарских островах.

При моделировании вспышки 7 октября 1979 г. были использованы линии с малым фактором Ланде в интервалах длин волн  $\lambda\lambda = 653...658, 612...618, 538...544, 523...529, 490...492$  нм. При этом в качестве исходной модели взята модель флоккула VAL-F [41]. Выбор линий с малым фактором Ланде позволил не учитывать при инверсии возможные изменения магнитного поля. Модели были получены для всех фаз развития этой вспышки. Одна из таких моделей показана на рис. 2.

Анализ вспышки 3 июня 1979 г. выполнялся с помощью спектральных линий с разным фактором Ланде. Для моделирования этой вспышки использованы спектры двух ярких узлов (А, Б) в области длин волн  $\lambda\lambda 588...593$  нм, соответствующие стадии предварительного нагрева в 08:09 UT и импульсной стадии вспышки в 08:52 UT. Узел Б расположен близко к волокну, лежащему между лентами. Полученные модели состоят из двух компонентов: магнитной силовой трубы и окружающей ее внешней среды.

Инверсия профилей спектральных линий позволила получить следующие параметры вспышек: температуру, газовое и электронное давление, лучевые скорости, напряженность магнитного поля (для вспышки 3 июня 1979 г.), макро- и микротурбулентные скорости и геометрические высоты. При расчетах мы добивались со-

гласования теоретических и наблюдаемых профилей линий в пределах погрешности наблюдений, составившей 1-2 % для центра линий, 1 пм для полуширины и 2-3 % для эквивалентной ширины.

Полуэмпирические модели, полученные Аликаевой, Кондрашовой и Чорногор [1, 3, 7, 8, 13—15], позволили проследить в динамике состояния вещества фотосферы на разных стадиях развития вспышек. Обе вспышки имели стадию предварительного нагрева, что проявилось в небольшом повышении интенсивности мягкого рентгеновского излучения перед началом импульсной фазы. Нижние слои атмосферы в этой фазе никем ранее не были исследованы. В результате нашего моделирования были выявлены существенные изменения в фотосфере: прогрев вещества, рост напряженности магнитного поля, уменьшение крупномасштабных движений. Эти изменения можно рассматривать как предвестники вспышек. Анализ временной последовательности вариаций температуры, плотности газа и других параметров показывает, что на стадии предварительного нагрева преобладают возмущения, распространяющиеся из глубоких, возможно, подфотосферных слоев.

В начале импульсной фазы вспышки 7 октября 1979 г. происходили быстрые изменения температуры и плотности газа (рис. 2). Постепенное смещение вниз границы области пониженной температуры в верхней фотосфере и ее прогрев при дальнейшем развитии вспышки свидетельствуют о том, что возмущение этого этапе распространялось из более высоких ярусов атмосферы. Это подтверждается и измерениями лучевых скоростей по смещениям линии  $H_{\alpha}$ , которые указывают на опускание вещества в хромосфере. Выявленные динамические особенности вспышечной фотосферы могут быть следствием прохождения холодной хромосферной конденсации, сопровождающейся волнами, из области основного пересоединения в верхней атмосфере. Из полученных нами моделей следует, что фотосфера и в конце этой вспышки все еще находилась в возбужденном состоянии. В течение всей вспышки крупно- и мелкомасштабные движения фотосферного вещества были подавлены.

Фотосферные модели вспышки 3 июня 1979 г. указывают на прогрев верхних и охлаждение нижних слоев трубок, значительные изменения

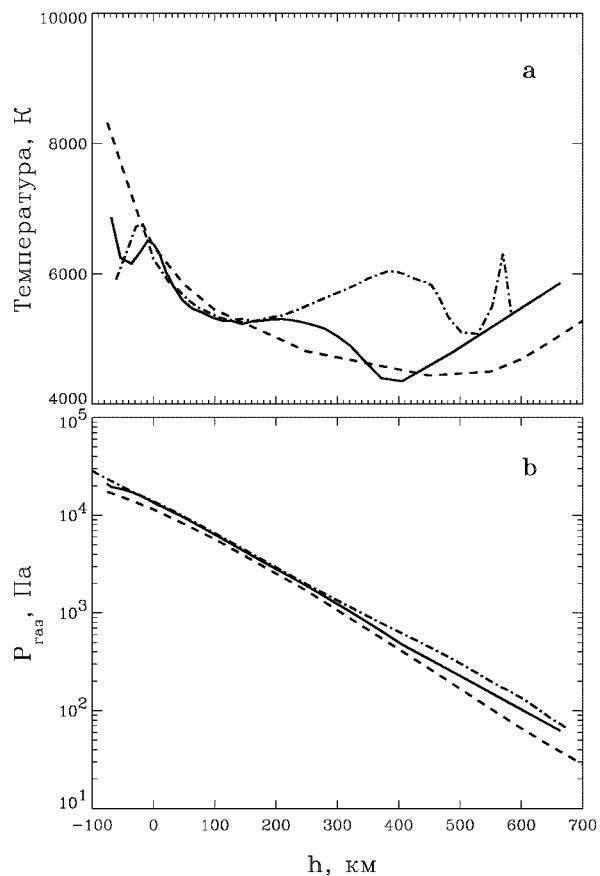


Рис. 2. Зависимости температуры и газового давления от высоты в моделях фотосферы вспышки 7 октября 1979 г., полученных для фазы предварительного нагрева в 08:00.4 (сплошная линия) и 08:00.9 UT (штрих-пунктирная линия). Штриховой линией нанесены температура и газовое давление из модели флоккула VAL-F [41]

распределений по высоте лучевой скорости и напряженности магнитного поля, рост площади магнитных элементов и полное подавление в них крупномасштабных движений в импульсной фазе вспышки. Сильно отличаются физические условия в разных узлах вспышки. Картина изменений физического состояния фотосферы на начальной стадии этой вспышки свидетельствует о возможном выходе нового магнитного потока.

Таким образом, представленные в этом разделе модели позволяют сделать вывод о том, что солнечную вспышку следует рассматривать как

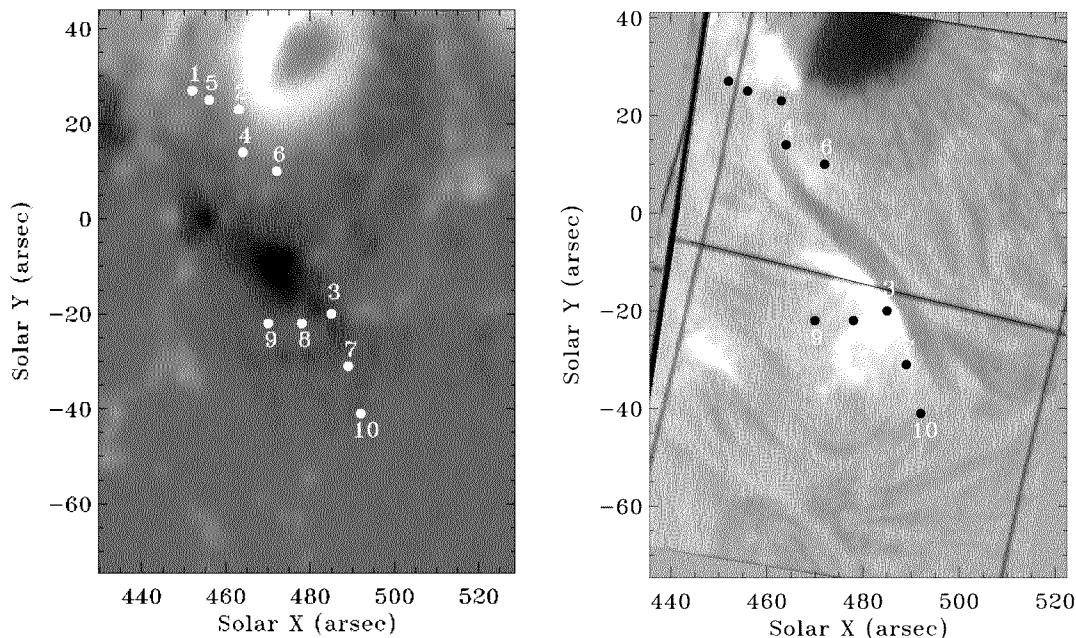


Рис. 3. Слева: SOHO/MDI магнитограмма в 13:04:02 UT. Красными точками отмечены положения  $H_{\alpha}$  ядер, возникшие во время вспышки 25 июля 2004 г. в следующие моменты: 1 — 13:38:38 UT; 2 — 13:38:44 UT; 3 — 13:38:49 UT; 4 — 13:38:55 UT; 5, 6, 7 — 13:40:06 UT; 8, 9 — 13:40:45 UT; 10 — 13:41:40 UT. Справа: те же  $H_{\alpha}$  ядра (синие точки) на  $H_{\alpha}$ -изображении, где местонахождение магнитной нейтральной линии было приблизительно определено темным флоккулом

глобальный процесс, в котором задействованы все слои атмосферы Солнца. Особенno важны процессы в нижних фотосферных слоях на ранней стадии возникновения вспышки. Эти процессы могут быть обусловлены выходом новых скрученных магнитных жгутов, распространением вверх волн из подфотосферных слоев и др. Именно на этой стадии формируются предпосылки для взрывного освобождения энергии в импульсной фазе. В максимуме вспышек и их главной фазе возмущение распространяется из области магнитного пересоединения и освобождения энергии в верхних ярусах солнечной атмосферы.

**Многоволновые наблюдения солнечной вспышки 25 июля 2004 г. с космических и наземной обсерваторий.** Исследование данной вспышки было проведено для большого диапазона высот солнечной атмосферы на основе данных наземных и космических наблюдений. Наземные наблюдения в линиях  $H_{\alpha}$ , Ca II K и белом свете были выполнены Андриенко, Оси-

овым и Хоменко на немецком вакуумном башенном телескопе VTT (Тенерифе, Испания).  $H_{\alpha}$  и Ca II K изображения регистрировались с высокой (5.5 с) временной разрешающей способностью перед и во время вспышки балла M2.2 (АО 10652). Вспышка началась 25 июля 2004 в 13:37 UT, достигла максимума в 13:49 UT и закончилась в 13:55 UT (согласно данным GOES). Оптические наблюдения проводились с 13:24:26 до 14:17:52, что позволило исследовать предвспышечную фазу и весь процесс развития вспышки. Одновременно с ними велись космические наблюдения жесткого рентгеновского излучения на RHESSI и ультрафиолетовой радиации на TRACE. Анализ структуры магнитного поля был проведен с использованием магнитограмм, полученных с помощью MDI (Michelson Doppler Imager) на солнечной гелиосферной обсерватории SOHO.

Интерпретация данных наблюдений позволяет отнести вспышку 25 июля 2004 г. к классу двухленточных вспышек. Было найдено 10  $H_{\alpha}$ -

ядер, в трех из которых (ядра 1, 2, 3 на рис. 3) быстрые изменения  $H_{\alpha}$  интенсивности хорошо коррелировали со всплесками жесткого рентгена (HXR), в то время как в остальных (ядра 4—10 на рис. 3)  $H_{\alpha}$ -эмиссия появилась с задержкой более 10 с. HXR- и  $H_{\alpha}$ -источники расположены по обе стороны от нейтральной линии магнитного поля. Самы источники указывают на места, где петли погружаются в фотосферу. Например, на рис. 3 это ядра 1 и 3 (первая петля) и 4 и 7 (вторая петля) и т. д.

Исследования, проведенные Чорногор, Жарковой, Кашаповой, Андриенко и др. [6, 10, 11, 12, 43, 44, 46], позволили выяснить, как те или иные механизмы возбуждения и ионизации атомов водорода влияют на величину эмиссии в линии  $H_{\alpha}$ . Данная эмиссия была рассчитана в рамках НЛТР-приближения для модели атома водорода, включающей пять уровней плюс континуум. Процессами, контролирующими заселение уровней, были излучение, тепловое возбуждение, вызванное неупругими столкновениями с окружающими электронами и атомами, и нетепловое возбуждение, обусловленное инжеекцией пучка электронов. Предполагалось, что продолжительность этой инжеекции составила 10 с. Параметры пучка электронов (спектральные индексы и начальные потоки энергии) оценивались на основе данных о жестком рентгеновском излучении, которое наблюдалось во время вспышки в диапазоне 12—25 и 25—50 кэВ.

Помимо нетеплового возбуждения атомов водорода, нагрев хромосферной плазмы пучками электронов и ее охлаждение через излучение ведет к изменению гидродинамических характеристик атмосферы. Теоретические гидродинамические модели, рассчитанные с учетом такого нагрева, показывают умеренное увеличение температуры и плотности на хромосферных уровнях, которым можно объяснить лишь постепенную фазу в  $H_{\alpha}$ -эмиссии. Первый же пик  $H_{\alpha}$ -эмиссии в ядрах (1, 3) одной из петель (рис. 4, верхняя панель), хорошо коррелирующий со всплесками жесткого рентгена, можно воспроизвести только, если при НЛТР моделировании линии  $H_{\alpha}$  ввести нетепловое возбуждение пучками электронов. Задержка более чем на 10 с  $H_{\alpha}$ -поярчаний (см. рис. 4, нижняя панель) в ядрах (4 и 7) другой петли, вероятно, указывает

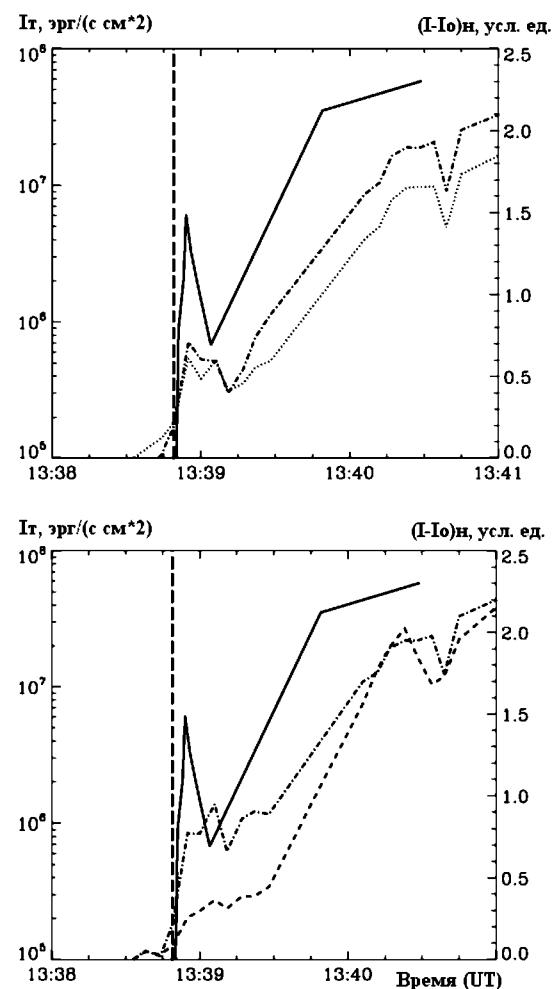


Рис. 4. Вариации со временем  $I_m$  — интенсивности  $H_{\alpha}$  линии, рассчитанной для атмосферы, нагретой пучком электронов (сплошная кривая), и  $(I - I_0)_n$  — наблюдаемой  $H_{\alpha}$  интенсивности в ядрах, где доминируют электроны (1 — пунктирная линия и 3 — штрих-пунктирная линия) (верхняя панель) и в ядрах, где доминируют протоны (4 — штрих-пунктирная линия и 7 — штриховая линия) (нижняя панель).  $I_0$  — начальная интенсивность ядра до начала вспышки. Вертикальной штриховой линией указан момент быстрого роста  $H_{\alpha}$ -эмиссии, вызванный пучком электронов (13:38:49 UT, импульсная фаза вспышки 25 июля 2004 г. балла M2.2)

на появление новых источников нетеплового возбуждения — протонов, высывающих в основание этой петли при пересоединении с петлей ядер 1 и 3. Эти результаты хорошо согласовываются с моделью Жарковой и Гордовского [45],

описывающей ускорение частиц в пересоединяющемся токовом слое с последующим разделением протонов и электронов в противоположные основания петли.

### МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СПОКОЙНОЙ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

В современной физике Солнца под мелкомасштабными, или т. н. турбулентными магнитными полями, подразумевают поля, удовлетворяющие следующим условиям:

- На каждой оптической глубине  $\tau_L$  магнитное поле имеет изотропное распределение по направлениям.
- Направление поля на данной глубине  $\tau_L$  не коррелирует с направлением на другой оптической глубине  $\tau_U$ , как бы близко в пространстве не были расположены эти две точки.

Основное внимание в этом разделе мы уделим мелкомасштабным магнитным полям внутри хромосферной сетки. Исследование этих полей — одно из актуальнейших задач в современной гелиофизике (см., например, обзор по этой проблеме, сделанный в 2006 г. Хоменко [20] на международной конференции «Солнечная магнитогидродинамика: теория и наблюдения», а также обзор Хоменко и Костыка [28]). Еще совсем недавно предполагалось, что подобные мелкомасштабные поля, в отличии от магнитных полей в пятнах и активных областях, не оказывают существенного влияния на динамику спокойной солнечной атмосферы и на энергетическую взаимосвязь фотосфера с хромосферой. Однако работы последних лет убедительно продемонстрировали ошибочность такого рода представлений. Так, исследования мелкомасштабных магнитных полей, участие в которых принимали авторы данной статьи [39], показывают, что энергии турбулентных полей в спокойной фотосфере вполне хватает для компенсации потерь энергии в хромосфере.

Несмотря на резко возросший в последние годы объем публикаций по данной тематике, остается ряд важных нерешенных проблем. В частности, не решен вопрос о топологии микротурбулентных магнитных полей в фотосфере; в стадии дискуссии находится вопрос о величине энергии, запасенной этими полями; не до конца

понятно, почему при использовании разных спектральных линий одна и та же техника измерения магнитных полей, основанная на эффекте Зеемана, дает для внутрисеточных областей спокойного Солнца несовпадающие значения как напряженности магнитного поля  $B$ , так и его потока. Поиску ответа на эти вопросы и были посвящены исследования, проводимые в отделе физики Солнца НАНУ в последние годы.

*Диагностика полей, основанная на эффекте Зеемана. Интерпретации спектрополяриметрических наблюдений.* При диагностике мелкомасштабных магнитных полей, основанной на эффекте Зеемана, важным источником информации о структуре и величине этого поля на разных высотах в атмосфере Солнца являются четыре параметра Стокса  $I$ ,  $Q$ ,  $V$ ,  $U$ . При этом наиболее часто используемыми спектральными линиями являются линии Fe I 524.7 и 525.0, 630.1, 630.2, 1564.8, 1565.2 нм (1.56 мкм) отличающиеся разной чувствительностью к магнитному полю.

Интерпретация спектрополяриметрических наблюдений, выполненных с высоким пространственным разрешением с помощью инфракрасного поляриметра, установленного на телескопе VTT, позволила Хоменко и др. [27] получить несколько интересных результатов. Наиболее важным из них является распределение магнитного поля, найденное для внутрисеточных магнитных элементов. Напряженность поля для большей части этих элементов оказалась существенно ниже килогауссовых значений, при этом сама функция распределения (PDF), близкая к максвелловской, достигает максимума в области 350 Гс и имеет полуширину около 300 Гс. Другой интересный результат — корреляция поля с грануляционной структурой, при этом большая часть поля оказывается сосредоточенной в межгранульных промежутках.

*Моделирование параметров Стокса в трехмерных МГД-моделях.* Альтернативный подход при изучении турбулентных полей на основе эффекта Зеемана — моделирование образования параметров Стокса для центра солнечного диска в трехмерных МГД-моделях атмосферы Солнца. Последующее сравнение теоретических параметров с наблюдаемыми, полученными с высоким пространственным и времененным разрешениями, позволяет выбрать МГД-модель, наилуч-

шим образом описывающую структуру магнитного поля как во внутрисеточных областях, так и в хромосферной сетке. Результаты такого альтернативного подхода приведены в статьях, опубликованных Хоменко и др. [19, 29, 30]. Вкратце эти результаты сводятся к следующему. Для того, чтобы выяснить, как сложная структура магнитного поля во внутрисеточных областях влияет на эти параметры, были рассчитаны профили Стокса магниточувствительных линий Fe I 630.1, 630.2, 1564.8, 1565.2 нм для серии МГД-моделей с биполярной структурой магнитного поля со средними начальными значениями напряженности, меняющимися в пределах от  $\langle B \rangle = 10$  до  $\langle B \rangle = 140$  Гс. Отметим, что при этом во внимание не принимались эффекты горизонтального переноса излучения (т. е. рассматривалось т. н. 1.5D приближение) и не учитывалось отклонение от локального термодинамического равновесия (т. н. НЛТР). МГД-модели были получены Воглером и др. [42] при численном реалистичном моделировании солнечной МГД-конвекции с учетом сжимаемости, эффектов частичной ионизации и несерым переносом излучения. Для сравнения с наблюдениями теоретические профили были сглажены функциями пропускания телескопа и земной атмосферы. Подход, основанный на так называемом PCA-анализе (Principle Component Analysis), позволил классифицировать теоретические профили Стокса. Оказалось, что ряд их свойств близок к наблюдаемым как внутри, так и в самой хромосферной сетке. В частности:

- МГД-модели хорошо воспроизводят ширины и глубины наблюдаемых профилей Стокса *I*.
  - Моделирование подтверждает существование на уровне континуума ярких точек в интегральных с напряженностью магнитного поля как минимум 20–30 Гс.
  - Удаётся воспроизвести основные классы профилей Стокса *V*, их амплитуды и асимметрию площадей.
  - Амплитуды поляризационных сигналов для инфракрасных (ИК) линий Fe I 1.56 нм, наблюдаемых внутри хромосферной сетки, хорошо согласуются с теоретическими, рассчитанными для МГД-модели со средним начальным значением напряженности  $\langle B \rangle = 20$  Гс.
- МГД-моделирование позволяет более корректно интерпретировать наблюдения с ограниченным

пространственным разрешением. Теоретические расчеты показывают следующее.

- Формы профилей Стокса *V* для линий Fe I 1564.8 и 630.2 нм, наблюдаемых при одних и тех же атмосферных условиях, очень похожи. Таким образом, инфракрасная и видимая линии отслеживают одни и те же магнитные структуры. Если атмосферные условия при наблюдении этих линий сильно отличаются, (что соответствует одновременному наблюдению на разных телескопах одной и той же области на поверхности Солнца), тогда поляризационный сигнал будет иметь разный знак в инфракрасной и видимой длине волн.
- При наблюдениях с разрешением в 1" (одна секунда дуги — типичное разрешение при спектрополяриметрических наблюдениях) 2/3 наблюдаемого магнитного потока остается вне пределов измерений.

Важным итогом моделирования параметров Стокса с использованием трехмерных МГД-моделей солнечной атмосферы стало получение ответа на один из актуальнейших в современной физике Солнца вопрос: Почему техника измерения магнитных полей, основанная на эффекте Зеемана, при использовании разных спектральных линий дает для внутрисеточных областей спокойного Солнца несовпадающие значения напряженности магнитного поля  $B$  и его потока. Поиску ответа на этот вопрос было посвящено несколько публикаций Хоменко и др. [21, 23, 25, 26, 37]. В целом результаты этих исследований (см. рис. А на цветной вклейке) сводятся к следующему. Были проанализированы два основных метода измерения слабых магнитных полей, основанных на эффекте Зеемана, — т. н. метод отношения *V*-амплитуд пар линий и инверсионный подход. Особое внимание было удалено трем парам линий Fe I, наиболее часто используемым при магнитографических измерениях: 630.1–630.2; 524.7–525.0 и 1564.8–1565.2 нм. Синтезирование параметров Стокса *V* и *I* указанных линий проводилось для сетки трехмерных МГД-моделей Солнца Воглера и др. [42] с полями смешанной полярности, имеющими характерные для внутрисеточных областей Солнца значения  $\langle B \rangle$  между 10 и 30 Гс. Результаты расчетов сравнивались с наблюдениями, выполненных на телескопе VTT с помощью поляриметров TIP (область спектра 1.56 мкм),

POLIS (630.0 нм) и SPINOR (525.0 нм). Эти наблюдения имеют очень низкий уровень шума, что позволяет измерять сигнал с амплитудой вплоть до значения  $2 \cdot 10^{-4}$  — типичной величиной для 80—90 % наблюданной поверхности.

Оказалось, что отношение амплитуд параметров Стокса  $V$  для пар ИК-линий 1564.8—1565.2 нм коррелирует с напряженностью мелкомасштабного магнитного поля  $B$ , достигая максимума в областях с максимальной величиной  $B$ . Отношение  $V$ -амплитуд другой пары линий 524.7—525.0 нм также хорошо коррелирует с этой величиной. Однако с помощью данных линий вряд ли можно регистрировать килогауссовые внутрисеточные магнитные поля, поскольку они образуются в высоких фотосферных слоях, где из-за быстрого уменьшения с высотой магнитного поля такие значения поля просто нет. Для пары линий 630.1—630.3 нм корреляция с напряженностью магнитного поля  $B$  отсутствует. Причиной этому является большая разность высот образования линий 630.1 и 630.2 нм (об условиях образования этих линий см. подробнее [33, 34]). В силу различий вертикальных градиентов поля и горизонтальных флуктуаций температуры для линий 630.1 и 630.2 нм на этих высотах прямая зависимость между отношением  $V$ -амплитуд и напряженностью поля  $B$  нарушается.

Таким образом, метод отношения  $V$ -амплитуд пар линий дает надежные результаты при измерении внутрисеточных полей для большого диапазона значений  $B$  в первую очередь при использовании инфракрасных линий 1564.8—1565.2 нм. К результатам же измерения магнитных полей с помощью линий 630.1—630.3 нм следует относиться с большой осторожностью.

Анализ инверсионных методов показывает, что инверсия теоретических профилей Стокса  $V$ , соответствующих первоначальному разрешению трехмерной МГД-модели, почти идеально восстанавливает распределение мелкомасштабного магнитного поля по поверхности как для случая инфракрасных, так и видимых линий. Инверсионные же методы, основанные на применении одно- или двухкомпонентной идеализированной модели атмосферы Милна—Эддинтона, ведут к ошибочным результатам.

**Диагностика полей, основанная на эффекте Ханле.** Линия  $Sr\ I\ 470.7$  нм. Как правило,

диагностика магнитных полей, основанная на эффекте Зеемана, дает надежные значения мелкомасштабного поля для значений  $B$ , превышающих 100 Гс. Между тем такие поля на поверхности Солнца занимают менее 10 % всей поверхности Солнца. Для регистрации более слабых магнитных полей используют эффект Ханле, действие которого в избранной спектральной линии сводится к уменьшению с ростом напряженности поля  $B$  степени линейной поляризации рассеянного излучения (отношение параметров Стокса  $Q/I$ ). Сравнивая наблюданное пространственно усредненное отношение  $\langle Q/I \rangle$  с рассчитанным для разных значений напряженности магнитного поля, можно определить искомую величину  $B$ . Очень часто для этих целей используют линию  $Sr\ I\ 460.7$  нм, так как в спектре Солнца ее степень поляризации одна из наибольших — около 1 %. Во всех без исключения предыдущих работах при моделировании степени поляризации  $\langle Q/I \rangle$  использовались одномерные модели атмосферы Солнца. Величина полученного значения  $B$  колебалась в пределах 10—30 Гс. Оригинальность подхода Щукиной и Трухильо-Буэно [35] состоит в моделировании степени поляризации  $\langle Q/I \rangle$  солнечного рассеянного излучения в трехмерной слабозамагниченной атмосфере. При этом пространственно усредненные теоретические значения  $\langle Q/I \rangle$  сравнивались с пространственно усредненными наблюдаемыми значениями. Эти наблюдения были получены проф. Х. Трухильо-Буэно и проф. Я. Стенфло с помощью поляриметра, установленного на французско-итальянском телескопе THEMIS (Тенерифе, Испания), а также с помощью цюрихского поляриметра ZIMPOL, установленного на солнечном телескопе NSO в обсерватории Кит-Пик (США).

Анализ результатов одномерного и трехмерного моделирования степени поляризации  $Q/I$ , выполненный Щукиной, Трухильо-Буэно и Асенсио-Рамоса [35, 39] показывает, что одномерное моделирование ведет к занижению величины турбулентного магнитного поля в солнечной фотосфере. Из трехмерного моделирования параметров Стокса  $I$  и  $V$  следует, что согласия с пространственно усредненными наблюдениями можно добиться в трех случаях:

- Турбулентное поле имеет среднюю величину напряженности  $\langle B \rangle$  около 60 Г.

- Распределение мелкомасштабных магнитных элементов как для гранул, так и для межгранул можно описать экспоненциальной зависимостью  $1/B_0 \cdot \exp(-B/B_0)$  со значением  $B_0 \approx \approx 130$  Гс.
- Поле в гранулах существенно слабее поля межгранул. При этом распределение магнитных элементов в гранулах можно снова описать экспонентой, но со значением  $B_0$  меньшим на порядок. Для межгранул необходимо ввести максвелловское или гауссово распределение со значением  $B_0$ , превышающим несколько сотен Гс.

В пользу последнего случая говорят распределение полей в теоретических МГД-моделях, измерения магнитных полей, полученные на основе эффекта Зеемана, а также наблюдения линейной поляризации молекулярных линий  $C_2$  главным образом над гранулами, в то время как над межгранулами она отсутствует. Известно, что эффект Ханле разрушает линейную поляризацию в линиях  $C_2$  уже при значениях поля  $B_0 \sim 10$  Гс. Тот факт, что величина  $Q/I$  в этих линиях над гранулами отлична от нуля, может рассматриваться как убедительное доказательство существования в гранулах лишь слабых турбулентных полей.

Оценки энергии турбулентных магнитных полей показывают, что для всех трех случаев энергии, запасенной в невозмущенных областях фотосферы вполне достаточно для компенсации потерь энергии, вызванных ее диссипацией в хромосфере и короне.

Следует отметить, что исследования на основе Ханле дают в три раза меньшее среднее значение  $\langle B \rangle$ , чем полученное в случае эффекта Зеемана. К сожалению, объяснить эти разногласия пока не удается. Вероятнее всего, это связано с ненадежностью методов измерения полей, основанных на эффекте Зеемана, в области слабых полей.

Использование пространственно усредненных наблюдений степени линейной поляризации  $\langle Q/I \rangle$  не позволяет сделать однозначный выбор между тремя описанными функциями распределения PDF слабых мелкомасштабных магнитных полей фотосферы. Сделать это можно, лишь имея наблюдения с высоким пространственным, временным и спектральным разрешениями. К

сожалению, в настоящее время это технически нереализуемая задача. Однако трехмерное моделирование позволяет получить не только представление о том, как будут выглядеть вариации по поверхности степени поляризации  $Q/I$  при разных функциях распределения, но и выработать определенные рекомендации для такого рода будущих наблюдений. Расчеты Трухильо-Буэно и Щукиной [38] показывают, что в случае высокого пространственного разрешения (на шкалах меньше размеров гранул) можно будет наблюдать не только вариации параметра  $Q/I$ , но еще и другого параметра  $U/I$  (см. рис. Б на цветной вклейке). При этом данные вариации, вопреки общепринятым представлениям, будут наблюдаться даже в центре солнечного диска. Деполяризация вследствие эффекта Ханле ведет к уменьшению вариаций (см. рис. В на цветной вклейке), но величина сигнала остается достаточно большой (доли процента), и доступной для измерений современными спектрополяриметрами.

Линии  $Ti\ I$  являются другим источником информации о слабых мелкомасштабных магнитных полях. Щукина, Трухильо-Буэно и Асенсио-Рамос [36, 40] провели НЛТР-моделирование степени поляризации  $Q/I$  в этих линиях для случая трехмерной гидродинамической модели атмосферы Солнца. Для оценки эффектов неоднородности аналогичные расчеты были выполнены для нескольких одномерных моделей атмосферы. Подготовленная для данного моделирования модель атома  $Ti\ I$  — наиболее реалистичная из всех, известных в литературе. Она включает 396 уровней, 7895 радиативных связанных и 395 связанных-свободных переходов. Особое внимание было удалено синтезированию параметров Стокса  $Q$  и  $I$  для мультиплета 42, тринадцать линий которого характеризуются разной чувствительностью к магнитному полю.

Оказалось, что добиться согласия с наблюдениями можно лишь при учете грануляционной структуры атмосферы Солнца и использования реалистичных значений анизотропии излучения, находимых из трехмерного решения уравнений переноса излучения. В рамках этого подхода отсутствие линейной поляризации в двенадцати линиях мультиплета 42 и высокая степень поляризации в тринадцатой линии (453.6 нм), нечувствительной к магнитному по-

лю, можно однозначно интерпретировать как доказательство существования в фотосфере мелкомасштабных магнитных полей. Наши расчеты показывают, что линейная поляризация линий данного мультиплета разрушается при пространственно усредненных значениях напряженности поля  $\langle B \rangle$  меньше 30 Гс. Иными словами, значения напряженности мелко масштабного поля в фотосфере должны быть, по крайней мере не меньше этой величины.

#### ДИНАМИКА И СТРУКТУРА КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ

Согласно современным представлениям солнечную фотосферу можно разделить на две составляющие с разными физическими свойствами. В нижней фотосфере до высот  $H \sim 200$ –250 км энергия переносится конвективными элементами. Только большие гранулы с размерами больше 1000 км достигают высот около 200 км. Поле скоростей у в виде колончатых структур сохраняется лишь до высот 250 км, а поле яркости распадается еще раньше — на высоте около 100 км. В верхней фотосфере Солнца ( $H > 200$  км) основной вклад в перенос энергии вносят волны.

Исследования Костыка и Щукиной [4, 5, 31] говорят о том, что вышеописанное разделение фотосферы на две области является необоснованным. На самом деле в фотосфере Солнца на высотах  $H \approx 300$  км происходит не разрушение конвективных движений, как утверждалось ранее, а лишь изменение знака контраста и направления движения конвективных вихрей. В фотосфере, до температурного минимума и выше (до высот  $\sim 700$  км) конвективные движения могут сохранять свою колончатую структуру.

Данные выводы основаны на наблюдениях с высоким пространственным (в пределах 0.5 угловых секунд) и временными (7–10 с) разрешениями, полученных в 1996, 2001, 2005 гг. на немецком вакуумном башенном телескопе VTT в Иданье (о. Тенерифе, Испания). Наблюдения велись в линиях нейтрального и ионизованного железа Fe I 5324.418, Fe I 639.361, Fe II 523.462 нм и в линии ионизованного бария Ba II 455.4 нм вблизи центра солнечного диска велись в невозмущенной области.

#### МАГНИТО-АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

Как известно, современные спектрополяриметры позволяют регистрировать вариации магнитного поля в пятнах и активных областях с амплитудой всего лишь в несколько Гс. Высокая точность наблюдений требует соответствующей точности при интерпретации осцилляций интенсивности спектральных линий, вызванных колебаниями магнитного поля в замагниченных структурах Солнца. Такого рода интерпретация требует теоретического исследования распространения МГД-волн в солнечной атмосфере. Несмотря на то, что эта проблема активно обсуждается в литературе, ее решение сталкивается с серьезными трудностями (подробнее обсуждение этих трудностей можно найти в статьях [22, 24].

Здесь мы лишь напомним, что поведение волн, наблюдавшихся в таких солнечных магнитных структурах как пятна, магнитные трубы, поры, существенно зависит от размера этих структур, конфигурации магнитного поля, его величины, местоположения области трансформации волн в ударные и т. п. Конечная цель исследований, первые результаты которых представлены в данном разделе, — выполнить систематический анализ свойств волн в зависимости от вышеуказанных характеристик магнитных структур. Подобный анализ, основанный на численном решении МГД-уравнений, поможет интерпретировать наблюдения колебаний интенсивности и скорости спектральных линий, образующихся в замагниченной атмосфере, и выяснить роль волн при переносе энергии из фотосферы в хромосферу и корону.

Для реализации поставленной цели было создано программное обеспечение (код), позволяющее численно решать линеаризованные МГД-уравнения в трехмерной среде. Особое внимание было уделено граничным условиям, без правильного формулирования которых невозможно адекватное описание реальных физических процессов в замагниченной атмосфере. Разработанные граничные условия, основанные на методе PML (Perfectly Matched Layer), позволяют моделировать динамические процессы существенно большей продолжительности. В результате данный код можно использовать для случая сильно

стратифицированных сред, таких, как солнечная фотосфера и хромосфера, и магнитные структуры (трубки, тень и полутень солнечных пятен). До недавнего времени это считалось практически невыполнимой задачей.

Двумерное моделирование распространения магнито-акустических волн в солнечном пятне, выполненное Хоменко и Коладосом [22, 24] с помощью этого кода, показало, что типы генерируемых волн сильно зависят от начальных условий (горизонтальное или вертикальное направление начального возмущения скорости) и от местоположения этого возмущения. Данная зависимость обусловлена сильными вариациями наклона магнитного поля в пятне. Оказалось, что в большинстве случаев возникают две (быстрая и медленная) магнитоакустические моды. В областях, где отношение  $\beta$  газового давления к магнитному больше единицы ( $\beta > 1$ ), быстрые (акустические) волны распространяются вертикально вверх независимо от направления магнитного поля. На больших высотах, в области  $\beta < 1$ , происходит трансформация волн: преобразование энергии одних мод в другие. Эффективность такого преобразования зависит от угла атаки волнового фронта к магнитному полю. С уменьшением  $\beta$  быстрая (магнитная) волна испытывает рефракцию из-за вариаций альвеновской скорости и возвращается обратно в фотосферу. Медленная (акустическая) мода продолжает распространяться выше вдоль линий магнитного поля. Расчеты показывают, что из-за отражения большая часть энергии волн не переносится в хромосферу, а остается в фотосфере пятен. Подобное поведение характерно для волн разных периодов. Таким образом, вопреки общепринятыму мнению, волновой механизм переноса энергии из фотосферы в хромосферу через пятна не является эффективным.

Трехмерное моделирование, выполненное Ольшевским и др. [32], подтверждает результаты двухмерного моделирования.

Следующий шаг в МГД-моделировании волновых процессов в трехмерных солнечных структурах с магнитным полем — создание кода, позволяющего решать нелинейные МГД-уравнения в трехмерной среде. В настоящее время реализована версия кода для случая двухмерной атмосферы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вкратце основные итоги работ, выполненных за последние годы в отделе физики Солнца ГАО НАНУ при изучении вспышек, грануляции, турбулентных магнитных полей фотосферы и МГД-колебаний в пятнах, можно сформулировать следующим образом.

1. Многоволновые исследования солнечных вспышек позволили сделать выводы о взаимодействии процессов на всех уровнях солнечной атмосферы. Особое внимание было уделено малоизученным процессам в фотосферных слоях. Впервые установлено, что на начальной стадии вспышек происходят значительные изменения физического состояния вещества самых нижних слоев фотосферы, обусловленные выходом новых магнитных потоков. Процессы на фотосферном уровне являются предвестниками освобождения энергии в верхних слоях атмосферы — хромосфере и короне. В дальнейшем возмущение распространяется из этих слоев вглубь вплоть до основания фотосферы. Вследствие пересоединения магнитных силовых линий в короне ускоренные протоны и электроны переносятся в противоположные основы вспышечных петель. Это хорошо согласуется с теоретической моделью [45], описывающей ускорение частиц в пересоединяющемся токовом слое.

2. Исследование динамики и структуры конвективных движений позволило определить параметры конвективной составляющей грануляционного поля скоростей и поля яркости. Оказалось, что в фотосфере на высотах около 300 км происходит не разрушение конвективных движений, а лишь изменение знака контраста и направления движения конвективных вихрей. Конвективные движения могут сохранять свою колончатую структуру вплоть до температурного минимума и выше ( $\sim 700$  км).

3. На основе наблюдений с высоким спектральным, времененным, пространственным разрешениями и моделирования переноса поляризованного излучения в одно- и трехмерных замагниченных средах удалось получить новые данные о топологии и энергии маломасштабных магнитных полей в фотосферных слоях на Солнце. Еще недавно считалось, что мелкомасштабные поля, в отличие от магнитных полей в

пятнах и активных областях, не оказывают существенного влияния на структуру и динамику атмосферы. Результаты исследований, представленные в данной работе, убедительно свидетельствуют об ошибочности такого рода представлений. Было показано, что магнитное поле коррелирует с грануляционной структурой фотосфера, причем большая его часть сосредоточена в межгранульных промежутках. Эти результаты имеют важное значение для решения таких глобальных проблем физики Солнца, как проблема энергетической взаимосвязи трех составляющих солнечной атмосферы (фотосфера — хромосфера — корона), поскольку показывают, что энергии турбулентных магнитных полей в невозмущенных областях солнечной атмосферы вполне достаточно для компенсации потерь энергии в хромосфере и короне.

4. Сотрудники отдела заняли лидирующие позиции в области МГД-моделирования волновых процессов в многомерных солнечных структурах с магнитным полем. Моделирование распространения магнито-акустических волн в солнечном пятне показало, что, вопреки общепринятому мнению, волновой механизм переноса энергии из фотосферы в хромосферу через пятно, по всей видимости, неэффективен.

1. Аликаева К. В., Кондрашова Н. Н. Возмущение фотосферы в процессе развития солнечной двухленточной вспышки // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—22, № 3.—С. 163—172.
2. Кондрашова Н. Н., Прокудина В. С. Движения хромосферного вещества в мощной солнечной вспышке // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—22, № 4.—С. 271—282.
3. Кондрашова Н. Н., Чорногор С. Н. Физическое состояние фотосферы перед солнечной двухленточной вспышкой и в ее начале // Шестая укр. конф. по космич. исслед.: Тез. докл. — Евпатория, 2006.—С. 21.
4. Костик Р. И. Коливання та хвилі в атмосфері Сонця // Сьома міжнар. конф. «Relativistic astrophysics, Gravitation and Cosmology in honour of prof. O. F. Bogorodsky»: Тези доп. — Київ, 2007.—С. 38.
5. Костик Р. И., Щукина Н. Г. Тонкая структура конвективных движений в фотосфере Солнца: наблюдения и теория // Астрон. журн.—2004.—81, № 9.—С. 846—858.
6. Чорногор С. Н., Кашапова Л. К., Жаркова В. В., Андриенко А. В. Многоволновые наблюдения солнечной вспышки 25 июля 2004 г. с космических и наземной обсерваторий // Шестая укр. конф. по космич. исслед.: Тез. докл. — Евпатория, 2006.—С. 23

7. Чорногор С. Н., Кондрашова Н. Н. Особенности физического состояния фотосферы в начальной фазе развития солнечной двухленточной вспышки // Сьома міжнар. конф. «Relativistic astrophysics, Gravitation and Cosmology in honour of prof. O. F. Bogorodsky»: Тези доп. — Київ, 2007.—С. 22.
8. Alikoava K. V., Kondrashova N. N. Photospheric model transformation in the course of a solar two-ribbon flare // IAU XXVI<sup>th</sup> General Assembly Prague: Abstract Book. — 2006.—P. 277.
9. Chornogor S. N., Baranovsky E. A., Alikoava K. V. Simulation of the  $H_{\alpha}$  loops during bright solar flare // 11<sup>th</sup> European Solar Physics Meeting “The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations” (ESA SP-600)-SPM-11, Leuven, Belgium, 11—16 September 2005 / Publ. CDROM.—2006.—P. 114.1.
10. Chornogor S. N., Kashapova L. K., Andriyenko O. V. The evolution of H-alpha and Ca II K emission before and during the solar M-class flare on 25th July 2004 // Proceedings of the International Astronomical Union, Symp. 233 «Solar Activity and its Magnetic Origin», Cairo, Egypt, 31 March—4 April 2006) / Eds V. Bothmer, A. A. Hady. — 2006.—Vol. 2.—P. 122—123.
11. Chornogor S. N., Kashapova L. K., Sych R. A., Andriyenko O. V. Preflare HXR and chromospheric line emission in NOAA 0652 on 25th July 2004. // Proc. 11th European Solar Physics Meeting “The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations” (ESA SP-600) — SPM-11, Leuven, Belgium, 11–16 September 2005 / Publ. CDROM.—2006.—P. 115.1.
12. Chornogor S. N., Kashapova L. K., Sych R. A., Andriyenko O. V. The evolution of H-alpha and Ca II K emission before and during the solar M-class flare on 25th July 2004 // IAU Symp. 233 «Solar activity and its magnetic origin»: Abstract Book, Cairo, Egypt, 31 March — 4 April 2006. — 2006.—P. 49.
13. Chornogor S. N., Kondrashova N. N. Comparison of photospheric physical conditions before and in the onset of a solar two-ribbon flare // IAU XXVI th General Assembly, Prague, Czech Rep., August 14 — 25, 2006 / Abstract Book.—2006.—P. 277.
14. Chornogor S. N., Kondrashova N. N. Photospheric physical conditions before a two-ribbon solar flare // Proc. of the International Astronomical Union, Vol. 2, Symp. 233 «Solar Activity and its Magnetic Origin», Cairo, Egypt, 31 March — 4 April 2006) / Eds V. Bothmer, A. A. Hady. — 2006.—P. 381—382.
15. Chornogor S. N., Kondrashova N. N. Photospheric physical conditions before a two-ribbon solar flare // IAU Symp. 233 «Solar activity and its magnetic origin»: Abstract Book., Cairo, Egypt, 31 March — 4 April 2006. — 2006.—P. 142.
16. Gandorfer A. The Second Solar Spectrum. Vol. I: 4625 Å to 6995 Å. — Zurich: VdF, 2000.
17. Gandorfer A. The Second Solar Spectrum. Vol. II: 3910 Å to 4630 Å. — Zurich: VdF, 2002.
18. Gandorfer A. The Second Solar Spectrum. Vol. III: 3161 Å to 3913 Å. — Zurich: VdF, 2005.
19. Khomenko E. Magnetic flux in the inter-network quiet Sun

- // Boulder Workshop Proc. on Solar Polarization — 4 // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. / Eds R. Casini, B. Lites. — 2005.—P. 42—47.
20. Khomenko E. Diagnostics of Quiet-Sun Magnetism Solar MHD Theory and Observations: A High Spatial Resolution Perspective ASP Conference Series, Vol. 354 // Proceedings of the Conference Held 18—22 July, 2005, at the National Solar Observatory, Sacramento Peak, Sunspot, New Mexico, USA / Eds J. Leibacher, R. F. Stein, H. Uitenbroek. — San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2006.—P. 63.
21. Khomenko E., Collados M. On the Determination of Magnetic Field Strength and Flux in Inter-Network Solar Polarization 4 // ASP Conf. Ser.—2005.—358.—P. 42.—(Proceedings of the conference held 19—23 September, 2005, in Boulder, Colorado, USA / Eds R. Casini, B. W. Lites).
22. Khomenko E., Collados M. Simulations of Acoustic Waves in Sunspots // Proc. of the International Scientific Conference on Chromospheric and Coronal Magnetic Fields (ESA SP-596). 30 August — 2 September 2005, Katlenburg-Lindau, Germany / Eds D. E. Innes, A. Lagg, S. K. Solanki. — 2005.—Publ. on CDROM.—P. 40.1.
23. Khomenko E., Collados M. Magnetic field inversions from Stokes profiles generated by MHD simulations // Memorie della Soc. Astron. Italiana.—2006.—78.—P. 166.
24. Khomenko E. V., Collados M. Numerical modelling of MHD wave propagation and refraction in sunspots // Astrophys. J.—2006.—653, N 1.—P. 739—755.
25. Khomenko E., Collados M. On the Stokes *V* Amplitude Ratio as an Indicator of the Field Strength in the Solar Internetwork // Astrophys. J.—2007.—659, N 2.—P. 1726—1735.
26. Khomenko E., Collados M. Line ratio method applied to inter-network magnetic fields in Modern solar facilities — advanced solar science // Proc. of a Workshop held at Gottingen September 27—29, 2006. — Euros Published by Universitätsverlag Gottingen (<http://univerlag.uni-goettingen.de>) The online edition (PDF, 12 MB) is available free of charge at: [http://webdoc.sub.gwdg.de/univerlag/2007/solar\\_science\\_book.pdf](http://webdoc.sub.gwdg.de/univerlag/2007/solar_science_book.pdf), p. 303
27. Khomenko E. V., Collados M., Solanki S. K., et al. Quiet-Sun inter-network magnetic fields observed in the infrared // Astron. and Astrophys.—2003.—408.—P. 1115—1135.
28. Khomenko E., Kostik R. Studying the magnetism of the quiet Sun: diagnostic techniques and results // J. Phys. Studies.—2006.—10, N 4.—P. 381—391.
29. Khomenko E. V., Martinez Gonzalez M. J., Collados M., et al. Magnetic flux in the internetwork quiet Sun // Astron. and Astrophys.—2005.—436, N 2.—P. L27—L30.
30. Khomenko E. V., Shelyag S., Solanki S. K., Vogler A. Stokes diagnostics of simulations of magnetoconvection of mixed-polarity quiet-Sun regions // Astron. and Astrophys.—2005—442, N 3.—P. 1059—1078.
31. Kostik R. I. Fine structure of convective motions in the solar photosphere // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl.—2005.—N 5.—P. 134—137.
32. Olshevsky V., Khomenko E., Collados M. Numerical modeling of MHD wave propagation in sunspots: a 3D case // Modern solar facilities — advanced solar science: Proc. of a Workshop held at Gottingen September 27—29, 2006. — Universitätsverlag Gottingen, 2007.—P. 347—351.
33. Shchukina N. G., Trujillo Bueno J. The impact of non-LTE effects and granulation inhomogeneities on the derived iron and oxygen abundances in metal-poor halo stars // Astrophys. J.—2005.—618.—P. 939—952.
34. Shchukina N. G., Trujillo Bueno J. The iron line formation problem in three-dimensional hydrodynamical models of solar-like photospheres // Astrophys. J.—2001.—550.—P. 950—970.
35. Shchukina N. G., Trujillo Bueno J. The magnetic fields of the quiet solar photosphere // Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity: Proc. IAU Symp. N. 223 / Eds A. V. Stepanov, E. E. Benevolenskaya, A. G. Kosovichev. — Cambridge: Univ. Press, 2004.—P. 483—484.
36. Shchukina N. G., Trujillo Bueno J. Modelling the second solar spectrum of TiI // Workshop on Solar Polarization — 4: Abstract book.—2005.—P. 325.
37. Socas-Navarro H., Borrero J., Asensio Ramos A., et al. Multi-line quiet Sun spectro-polarimetry at 5250 and 6302 Å // Astrophys. J.—2007.
38. Trujillo Bueno J., Shchukina N. G. The scattering polarization of the Sr I 4607 line at the diffraction limit resolution of a 1 m telescope // Astrophys. J.—2007.—664.—P. L135—L138.
39. Trujillo Bueno J., Shchukina N., Asensio Ramos A. A substantial amount of hidden magnetic energy of the quiet Sun // Nature—2004.—430—P. 326—329.
40. Trujillo Bueno J., Shchukina N., Asensio Ramos A. The Hanle effect in atomic and molecular lines: A new look at the Sun's hidden magnetism // Solar Polarization 4: ASO Conf. Ser.—2006.—358—P. 269—292.
41. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1981.—45, N 4.—P. 635—725.
42. Vogler A., Shelyag S., Schössler M., Cattaneo F., Emonet T., Linde T. Simulation of magneto-convection in the solar photosphere. Equations, methods, and results of the MURaM code // Astron. and Astrophys.—2005.—429—P. 335—351.
43. Zharkova V. V., Andriyenko O. V., Chornogor S. N., Kashapova L. K. The multi-wavelength study of the effect of energetic particle beams on the chromospheric emission in the 25<sup>th</sup> July 2004 solar flares // Adv. Space Res.—2007—39, N 9.—P. 1483—1490.
44. Zharkova V. V., Andriyenko O. V., Chornogor S. N., et al. The multi-wavelength study of the effect of energetic particle beams on the chromospheric emission in the 20th and 25th July 2004 solar flares // 36<sup>th</sup> COSPAR Scientific Assembly Beijing, China, 16—23 July 2006 / E2.3/D2.6/E3.6 Energetic Particles and Magnetic Reconnection on the Sun and in the Heliosphere: Abstract Book.—2006.—P. 2256.
45. Zharkova V. V., Gordovskyy M. Particle acceleration asymmetry in a reconnecting nonneutral current sheet // Astrophys. J.—2004.—604.—P. 884—891.

46. Zharkova V. V., Kashapova L. K., Chornogor S. N., et al. Signatures of high energy particle beams in the chromospheric events prior the 25 July 2004 flare onset // XXVI<sup>th</sup> General Assembly in Prague, Czech Republic, August 14—25, 2006: Abstract Book.—2006.—P. 47.

**CONSTRUCTION OF DYNAMIC MODELS OF THE PHOTOSPHERIC AND CHROMOSPHERIC LAYERS OF SOLAR FLARES FOR STUDYING THE CONDITIONS OF THEIR APPEARANCE AND EVOLUTION**

*N. G. Shchukina, N. M. Kondrashova, O. V. Khomenko,  
R. I. Kostyk, S. M. Chornogor, K. V. Alikayeva,  
V. L. Olshevsky, S. M. Osipov, O. V. Andriyenko*

Spectropolarimetric observations of quiet and active regions of the solar surface have been carried out. Physical processes which take place in photospheric and chromospheric layers of active regions before and during the flare were investigated. A set of semi-empirical models of flares and active regions which describe evolution of velocity field, magnetic field, and temperature with

time has been created. Dynamical processes in the quiet photosphere, such as granulation and small-scale magnetic fields were studied. These processes define major photospheric properties and stimulate non-radiative energy transfer into the upper layers — chromosphere and corona. Probability Distribution Functions of the small-scale magnetic fields in the internetwork were obtained. Energy flux produced by such fields was estimated. The parameters of the convective component of granulation velocity field and intensity field were found. Their correlation was studied at heights from the continuum formation level to the temperature minimum. MHD-wave propagation in the solar atmosphere in non-uniform structures with magnetic field have been modeled. Wave transformation and energy transport was also studied. New diagnostic and software tools for interpretation of spectropolarimetric observations were developed. These tools account for anisotropic structure of the solar atmosphere and small-scale magnetic fields. These results were obtained as a part of research project: “Construction of dynamic models of the photospheric and chromospheric layers of solar flares for studying the conditions of their appearance and evolution”. This project is a part of basic research program of NASU: “Construction of theory, methods, and informational technologies for complex study of Sun-Earth relations as a basis of space-weather forecasts”.

В. І. Лялько, А. І. Воробйов, В. І. Шульга

ДУ «Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАН України», Київ

## Можливості короткострокового прогнозу землетрусів на основі супутникового моніторингу лінійних аномалій хмарності

Надійшла до редакції 31.01.08

На основі попередніх робіт з довгострокового прогнозу землетрусів встановлено, що у наш час відбувається міграція області сейсмічної активності з Північного Кавказу у бік південних регіонів України, і в першу чергу Керченського і Кримського півостровів. Через 10—15 років у цих районах України очікується значне підвищення сейсмічної активності. Про це свідчить і підвищення частоти землетрусів, які відбуваються поблизу південних районів України (Північний Кавказ). Тому дослідження з проблеми прогнозу землетрусів є актуальним для України. У статті на основі аналізу супутниковых зображень сенсора MODIS, зареєстрованих перед Анапським (відбувся 9 листопада 2002 р.) і Терсько-Сунженським (відбувся 12 жовтня 2006 р.) землетрусів обґрутовується можливість короткострокового прогнозу землетрусів магнітудою 4-5 і більше балів (за шкалою Ріхтера) на основі супутникового моніторингу лінійних аномалій хмарності.

Південні області України, включаючи Одеську, Херсонську, Донецьку, а також Крим, перебувають у сейсмічно небезпечних регіонах Землі. Про можливість землетрусів у Кримському і Керченському півостровах свідчать катастрофічний Понтиканейський землетрус, який відбувся у 63 році нашої ери у східній частині Керченського півострова, а також Ялтинський землетрус (магнітуда близько 7 за шкалою Ріхтера), який відбувся у 1927 р. [5]. Геодинамічний стан геологічного середовища Кримсько-Чорноморського регіону залежить від сучасних тектонічних процесів, які відбуваються не тільки у межах цього району, а і на границях сусідніх з Західно-Чорноморською і Східно-Чорноморською тектонічними мікроплитами плит-інденторів, які чинять тиск на них з півдня (Аравійська плита) і з заходу (Панонська плита) та Східно-Європейською платформою. Проявами змін геодинамічного стану геологічного середовища Землі є землетруси, які відбуваються в районах зіткнення тектонічних плит (див. рис. Г на кольоровій вклейці).

Видно, що південні регіони України знаходяться поблизу областей високої сейсмічної активності. Це і регіон Малої Азії, у якій відбулися катастрофічні землетруси (одне з них відбулось у місті Ізміт 17 серпня 1999 р. з магнітудою 7.6 балів за шкалою Ріхтера), і регіон Північного Кавказу, де досить часто мають місце землетруси з магнітудами 4-5 балів (за шкалою Ріхтера) [5]. Про можливість сейсмічної небезпеки у Кримсько-Чорноморському регіоні свідчать і результати досліджень В. І. Уломова та його колег з Інституту фізики Землі РАН [5]. На основі довгострокового прогнозу ці вчені прийшли до висновку, що зараз відбувається міграція області сейсмічної активності з Північного Кавказу у бік південних регіонів України, і в першу чергу Керченського і Кримського півостровів. Через 10—15 років тут очікується значне підвищення сейсмічної активності [5]. Тому дослідження з проблеми прогнозу землетрусів є актуальними для України.

У Науковому центрі аерокосмічних досліджень Землі виконуються дослідження з оцінки

можливостей довгострокового і короткострокового методів прогнозу землетрусів. Для довгострокового прогнозу використовується метод просторово-часового аналізу даних сейсмічних каталогів. Цей метод дозволяє визначати напрямки і швидкості міграції областей підвищення сейсмічної активізації в залежності від часу. Від похибок у визначенні напрямку і швидкості міграції залежить точність прогнозу місця і часу прояву катастрофічних землетрусів. Для вирішення задачі короткострокового прогнозу використовуються супутникові методи.

Результати досліджень атмосферних, гідро-геологічних та інших процесів на земній поверхні свідчать про те, що перед землетрусами спостерігаються підвищення температури води, ґрунтів і повітря на великих площах, а також концентрації газів у приземному шарі атмосфери, різкі зміни погоди, бурі та грози, падіння атмосферного тиску, електромагнітні явища у атмосфері, лінійні аномалії хмарності [4]. Значні можливості для моніторингових спостережень цих явищ мають космічні методи. Встановлення зв'язків між процесами у літосфері і атмосфері до і після землетрусів взагалі становить важливу задачу, яка може вирішуватись з використанням космічних методів спостережень атмосфери і поверхні Землі.

З точки зору використання космічного моніторингу для прогнозу землетрусів перспективним є використання методу аналізу лінійних аномалій хмарності (ЛАХ), який запропонований у роботах [2, 3]. Цей метод використовує ефект впливу активізації сейсмічності у регіоні на утворення аномалій хмарності у атмосфері (до висоти тропосфери близько 16 км) над розломами у земній корі. За даними космічних зйомок у роботах [2, 3] показано, що лінійні аномалії хмарності над розломами спостерігались за кілька діб — кілька годин перед землетрусом.

Високе статистичне підтвердження зв'язку між лінійними аномаліями хмарності і катастрофічними землетрусами, а також те, що аномалії передують цим подіям, свідчить про можливість використання космічних методів для прогнозу землетрусів [2, 4]. Малий період обертання супутника NOAA (всього 5 год) дозволяє реалізувати завчасне попередження про очікуваний землетрус.

На основі багаторічних досліджень [2] встановлено існування тісних зв'язків між літосферою і атмосферою, які проявляються у розкритті розломних зон під час тектонічних напруг перед землетрусами і виході геофлюїдів із глибинних шарів Землі у атмосферу. Глибинні флюїди підіймаються у атмосфері на значну висоту і впливають на хмарність. Одним з ефектів цього впливу є утворення розривів у хмарності (каньйонів за термінологією Л. І. Морозової), які можуть виявлятись за космічними зображеннями.

Можливості супутниковых методів з точки зору покриття зйомками значних територій Землі дозволяють проводити моніторинг лінійних аномалій хмарності і використовувати їх для прогнозу землетрусів [1—3]. Утворення над тектонічними розломами лінійних аномалій хмарності (ЛАХ) у вигляді гряд хмарності, різких лінійних границь полів хмарності та вузьких безхмарних зон розмивання (каньйонів) у областях хмарності протяжністю в сотні кілометрів становить значний інтерес для прогнозу землетрусів.

Поява лінійних аномалій хмарності за період часу з кількох діб до кількох годин дозволяє використовувати їх у якості критерію короткострокового прогнозу землетрусів. Розмивання хмар над розломами — найчастіше спостерігається над суходолом і морем до верхніх рівнів тропосфери. У більшості випадків появі ЛАХ протягом перших діб є короткостроковим передвісником землетрусів. Л. І. Морозова вважає [2], що причиною появі ЛАХ є електромагнітне випромінювання Землі, на користь якого свідчать наявність ЛАХ під час несейсмічного періоду і їхній максимум перед землетрусом, імпульсний характер збурювання атмосфери, прояви ЛАХ на відстанях від десятків до тисяч кілометрів від епіцентрів та появі їх перед землетрусом від кількох годин до кількох діб. При дослідженнях можливостей використання ЛАХ для прогнозу землетрусів у Кримсько-Чорноморському регіоні і Кавказі використовувались зображення супутника MODIS.

Полігоном для досліджень було взято регіон Північного Кавказу. 12 жовтня 2006 р. (285-й день 2006 р.) у Терсько-Сунженському районі (близько 50 км на північ від м. Грозного) відбувся землетрус з магнітудою 4.5 і глибиною

Рис. 1. Супутникові зображення сенсора MODIS, зареєстровані перед Анапським землетрусом, який відбувся 9 листопада 2002 року. Положення епіцентру показано квадратиком

гіпоцентр — 150 км. Для виявлення ЛАХ були проаналізовані зображення супутника MODIS за жовтень 2006 року. На рис. Д (кольорова вклейка) наведено шість фрагментів зображень цього супутника за шість днів зйомок (з 279 по 284 день 2006 р.). Їхній аналіз свідчить про досить швидку зміну хмарності. Видно, що у 280 день 2006 р. — за п'ять днів до Терсько-Сунженського землетрусу — в районі епіцентру утворилася локальна хмара субмеридіонального простягання, яка на час зйомок у своїй південній частині дотикалась до епіцентру землетрусу. Ми вважаємо, що ця локальна хмара утворилася за рахунок прориву геофлюїдів із глибинних шарів Землі. За чотири дні до землетрусу (у 281 день року) на космічних зображеннях зареєстровано лінійну хмарність, яка спрямована на місце епіцентру землетрусу. За два дні до землетрусу (283 день року) зареєстровано вузькі лінійні каньйони (смуги відсутності хмарності). Спроба вивчення спектральних характеристик цієї хмарності не вдалась, бо низька якість інформації на краю зображення MODIS не забезпечувала достатньої точності обчислень.

Дослідження проявів лінійних аномалій хмарності проведено також перед землетрусом 9 листопада 2002 р. (313 день року) в районі міста Анапа (Росія) з магнітудою 5.7. Для виявлення аномалій хмарності були використані супутникові зображення сенсора MODIS, зареєстровані за три (310 день року) і два дні (311 день року) перед землетрусом. На рис. 1 наведено два географічно прив'язаних фрагменти зображень сенсора MODIS, на які внесено положення епіцентру Анапського землетрусу. На зображені 7 листопада 2002 р. (за дві доби перед землетрусом) спостерігаються кілька лінійних аномалій розмивання хмарності, простягання найбільшої з яких спрямоване у місце положення епіцентру Анапського землетрусу.

На сьогоднішній день виконано значну кількість досліджень, які можуть слугувати основою для розробки методики прогнозу за ЛАХ землетрусів, які спостерігаються в Кримсько-Чорноморському регіоні. Результати наведених досліджень підтверджують результати попередників про утворення лінійних аномалій хмарності перед землетрусами. На основі цього можна зробити висновок, що метод виявлення аномалій

хмарності на основі космічного моніторингу Землі може використовуватись для прогнозу катастрофічних землетрусів. Необхідною інформацією для використання цього методу є матеріали зйомок із високим часовим розрізненням (малим періодом обертання космічних апаратів), наприклад супутників NOAA і MODIS, а також знання тектонічної будови регіону, в тому числі положення глибинних розломів і систем розривних порушень різного рангу (за глибинністю і протяжністю).

- Лялько В. І., Воробйов А. І., Шульга В. І. Особливості використання матеріалів космічних зйомок для прогнозування землетрусів // Доп. НАН України.—2005.—№ 9.—С. 107—113.
- Морозова Л. І. Спутниковый мониторинг. — Владивосток: Дальнаука, 2005.—136 с.
- Морозова Л. І. Опыт использования предвестников на спутниковых снимках в анализе землетрясений. Альбом спутниковых съемок. — Владивосток: Дальнаука, 2007.—132 с.
- Тронин А. А. Космические методы исследования землетрясений. Современное состояние и перспективы // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Сб. докл., Москва, 10—12 ноября 2003 г. — М.: Полиграф сервис, 2003.—С. 33—38.
- Уломов В. І., Данилова Т. І., Медведева Н. С. и др. К оценке сейсмической опасности на Северном Кавказе // Физика Земли.—2007.—№ 7.—С. 31—45.

---

#### CAPABILITIES OF A SHORT FORECAST OF EARTHQUAKES ON THE BASIS OF SATELLITE MONITORING OF CLOUD COVER LINEAR ANOMALIES

*V. I. Lyalko, A. I. Vorobiev, V. I. Shulga*

On the basis of precursor activities on a long-range forecasting of earthquakes, it is established that at present the migration of seismic activity area from the Northern Caucasus in the direction of southern regions of Ukraine, and first of all in the direction of Kerch and Crimean peninsulas. Within 10—15 years a considerable increase of seismic activity is expected in these regions. An increase of incidence of earthquakes nearby southern regions of Ukraine (the Northern Caucasus) points to this as well. Therefore, researches on the problem of the earthquake forecast are actual for Ukraine. We confirm the possibility of short forecast of earthquakes with magnitudes of 4-5 and more balls (on the Richter's scale) on the basis of satellite monitoring of linear anomalies of cloud cover. This conclusion was made from the analysis of the satellite sensor MODIS images registered before Anapskiy (9 November 2002) and Tersko-Sungenskiy (12 October 2006) earthquakes.

УДК 551.510.528:523.98

С. О. Сорока, В. П. Мезенцев,  
Л. М. Карапаєва, О. С. Сорока

Львівський центр Інституту космічних досліджень НАНУ—НКАУ

## Інфразвук космічного походження та його вплив на земні процеси

*Надійшла до редакції 23.01.08*

Робота присвячена виявленню змін в атмосферному інфразвукі після сонячних спалахів і під час метеорних потоків. Також проведено моделювання впливу інфразвуку на типові елементи біосфери. В якості типових елементів вибрано капіляри та водні розчини. Виявлено вплив інфразвуку на електропровідність та в'язкість водних розчинів солей. Отримані результати підтверджують факт космічного впливу на атмосферний інфразвук і дають можливість стверджувати про реальність акустичного каналу сонячно-земних зв'язків.

### ВСТУП

Земля як відкрита система знаходиться в постійному енергомасообміні з космічними об'єктами та процесами. Часові зміни космічних процесів (космічна погода) в значній мірі визначають динаміку атмосферних процесів (земну погоду). Мірою інтенсивності динамічних процесів в атмосфері може бути інфразвук. Інфразвукові хвилі, породжені космічними факторами, можуть впливати на земні процеси на великих територіях. Цьому сприяє їхня властивість розповсюджуватись на великі віддалі без значного загасання. Фактично пропонується розглядати космофізичний вплив на земні процеси за такою схемою: космічні фактори (електромагнітні хвилі, потоки частинок) → перетворення в атмосферний інфразвук → вплив інфразвуку на земні процеси різної природи, включаючи і біосферні процеси.

Слід зауважити, що атмосферний інфразвук може бути породжений і дією «знизу» земних явищ — землетрусів, вулканів, ураганів та інших високоенергетичних явищ. Експеримен-

тальні дослідження підтвердили зв'язок атмосферного інфразвуку з сейсмічною активністю.

Таким чином, виникає задача виділення із земного інфразвукового шуму атмосфери інфразвуку космічного походження.

Основними факторами космічного впливу на атмосферний інфразвук є сонячна активність (СА), сонячні космічні промені (СКП), галактичні космічні промені (ГКП) та метеорні потоки. Ці фактори і є елементами «космічної погоди».

Метою роботи було виявлення змін атмосферного інфразвуку (AI) після сонячних спалахів, під час метеорних потоків та моделювання впливу інфразвуку на типові елементи біосфери. В якості типових елементів вибрано капіляри та водні розчини солей.

Дослідження атмосферного інфразвуку проводилась на основі банку цифрових записів інфразвуку за період 1997—2000 рр. в діапазоні 0.003—0.2 Гц. Записи проводились в точці з координатами 48°41' N, 26°30' E в Західному регіональному центрі спеціального контролю НКАУ.

### 1. ЗАГАЛЬНА СХЕМА ЗВ'ЯЗКУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ ТА АТМОСФЕРНОГО ІНФРАЗВУКУ

Сонячна активність зв'язана з атмосферним інфразвуком через механізми іонізації та утворення аерозолів в атмосфері. Загальна схема впливу СА на атмосферний інфразвук показана на рис. 1. Згідно із запропонованою схемою зміни сонячної активності є керівним сигналом для просторово-часової модуляції утворення іонів та аерозолів в атмосфері.

При низьких рівнях сонячної активності іонізація в атмосфері визначається ГКП. Галактичні космічні промені проникають до найнижчих шарів атмосфери, іонізуючи повітря на всіх висотах. Ріст СА зменшує інтенсивність ГКП і, відповідно, іонізацію. Подальший ріст СА приводить до значного зменшення інтенсивності ГКП, і іонізація в атмосфері вже визначається сонячними частинками. Іони стають центрами утворення кластерів та конденсації води. Таким чином, темп утворення аерозольних частинок буде якісно визначатись графіком, показаним на рис. 2.

При низькій СА кількість аерозольних частинок залежить від ГКП (ділянка *AB* на рис. 2), а при високій — від потоків сонячних частинок (ділянка *BC*). Сонячні частинки утворюють аерозолі у верхній атмосфері внаслідок їхньої малої проникної здатності, а ГКП — по всій товщі атмосфери.

Наявність в атмосфері аерозольних частинок буде призводити до просторово нерівномірного прогрівання атмосфери. Останнє може відбуватись за рахунок кількох механізмів: поглинання аерозолями сонячної енергії, затінення, конденсація парів води на аерозолях та іонах, кластеризація молекул води, зміни темпів хімічних реакцій в атмосфері. Тільки при конденсації води виділяється 150 кал/г [3]. Таким чином, мізерна енергія ГКП та СКП може приводити до значного виділення в атмосферу прихованої енергії. Просторово-неоднорідний нагрів атмосфери породжує об'ємні сили:

$$F_{\text{об}}(\mathbf{r}, t) = -k\nabla T(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

де  $k$  — коефіцієнт об'ємного розширення,  $T(\mathbf{r}, t)$  — температура. Вираз (1) складає основу акусто-теплового ефекту в газовому середовищі. Внаслідок дії об'ємної сили  $F_{\text{об}}$  в атмосфері

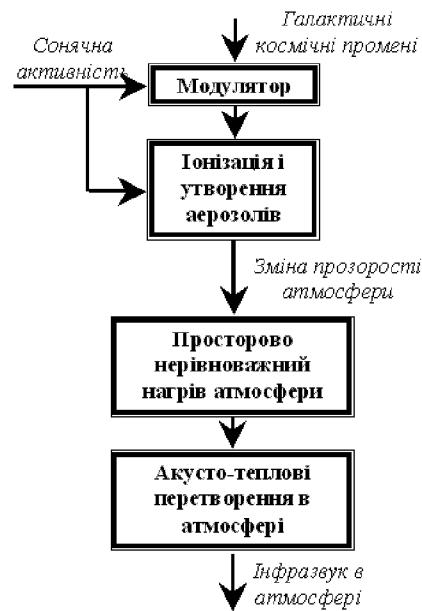


Рис. 1. Схема впливу сонячної активності на атмосферний інфразвук

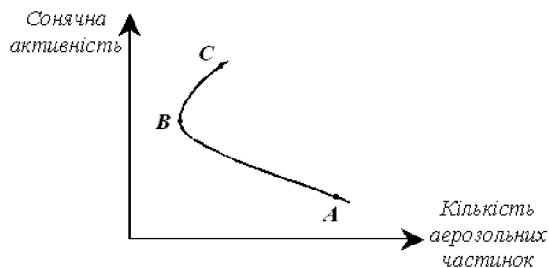


Рис. 2. Залежність кількості аерозольних частинок від сонячної активності

з'являються інфразвукові хвилі.

Згідно з описаною концепцією в атмосферному інфразвукі повинні відображатись ефекти впливу ГКП та сонячної активності. Підтвердженням справедливості цих ефектів може бути спільній аналіз змін атмосферного інфразвуку та ГКП. На рис. 3 показано спектральну густину огибаючої атмосферного інфразвуку за період 1997—2000 рр. та даних нейтронного монітора. Добрий збіг основних піків в спектрі обох характеристик підтверджує вплив ГКП на інфразвук.

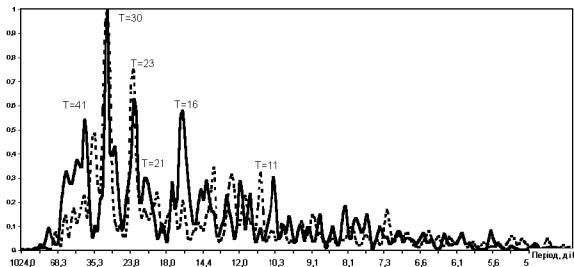


Рис. 3. Спектральні густини огинаючої інфразвуку (пунктирна крива) за добовими відліками і добових даних нейтронного монітора (сувільна крива) за 1997—2000 рр.

Ще одним джерелом аерозолів в атмосфері є метеори. За добу в атмосферу попадає величезна кількість мікрометеорів. Їхня загальна маса оцінюється до 10 т/добу [1]. При розмірах 0.1—70 мкм вони створюють хмари, що суттєво впливає на сонячну радіацію і генерацію атмосферного інфразвуку. Крупні метеори самі можуть створювати звуки, що прослуховуються на поверхні Землі. Однак це рідкісні явища. Слід очікувати, що на інфразвук будуть впливати інтенсивні метеорні потоки.

## 2. ВПЛИВ СОНЯЧНИХ СПАЛАХІВ НА АТМОСФЕРНИЙ ІНФРАЗВУК

Взаємодія сонячного вітру та ударних хвиль після сонячних спалахів з магнітосферою Землі приводить до виникнення різних процесів в іоносфері та атмосфері. Відомо, що по динаміці геомагнітного поля можна судити про збуреність магнітосфери та іоносфери, так і по динаміці змін характеристик інфразвуку можна судити про реакції нижньої нейтральної атмосфери та сонячні спалахи. Методика досліджень полягала в аналізі інфразвуку до і після сонячного спалаху. Сонячні спалахи — складне фізичне явище, яке має декілька різних фаз. Розглянемо коротко основні фази розвитку спалаху.

Сонячний спалах починається з різкого зростання електромагнітного випромінювання. Випромінювання зростає практично у всіх діапазонах спектру, але в різних ділянках спектру в різне число разів, і це співвідношення змінюється для кожного спалаху. Після електро-

магнітного спалаху починається зростаючий в часі викид плазмової речовини. Час початку викиду корпускулярного потоку і досягнення максимального значення потоку індивідуальні для кожного спалаху. Швидкість цих частинок — до 1200 км/с, час прольоту до Землі 1–2 доби. При русі у міжпланетному просторі, який заповнений плазмою відносно повільного спокійного сонячного вітру, високошвидкісний потік захоплює цю плазму, в результаті чого перед його фронтом утворюється ударна хвиля. Ударна хвиля несе перед собою також підсилене сонячне магнітне поле, яке не дозволяє зарядженим частинкам проникати всередину високошвидкісного потоку. Тому протягом перших годин після початку спалаху потік сонячних космічних променів може зменшуватись і тільки після цього починає зростати, а швидкість частинок потоку повільно зменшується. Слід очікувати, що інфразвукова реакція на різні фази спалаху буде різною.

Дані про сонячні спалахи взято з джерела інформації (U. S. Dept. of Commerce, NOAA, Space Environment Center, [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA)) та [5] наведені в таблиці.

14 листопада 1998 р. о 8:18 розпочався протонний сонячний спалах. Інтенсивний викид частинок сонячної маси розпочався об 11:10 LT і досягнув максимуму о 15:40 LT. Електромагнітний спалах характеризувався потоком енергії 1 мкВт/м<sup>2</sup>. Добові реалізації інфразвуку, представлені на рис. 4, характеризують реакцію інфразвуку на цей спалах.

Реалізація за 13 листопада 1998 р. (рис. 4, a) демонструє спокійний характер коливань інфра-

### Дата і час сонячних спалахів, дослідженіх в роботі

Час випромінювання частинок (LT)	Час електромагнітного випромінювання (LT)	
	початок	максимум
14.XI.1998 11:10	14.XI.1998 15:40	14.XI.1998 08:18
23.I.1999 14:05	23.I.1999 14:35	20.I.1999 23:04
04.I.2000 23:55	05.IV.2000 12:30	04.IV.2000 18:41
26.X.2003 21:25	27.X.2003 01:35	26.X.2003 21:19
27.X.2003 12:21		
27.X.2003 15:27		
28.X.2003 12:51		
28.X.2003 15:15	29.X.2003 09:15	28.X.2003 14:10
29.X.2003 23:37		

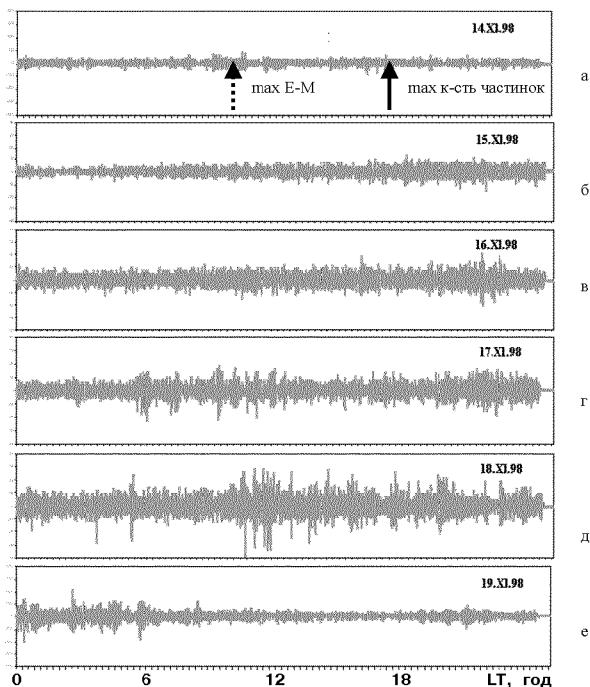


Рис. 4. Добові реалізації інфразвуку за період 14—19 листопада 1998 р. Пунктирна стрілка вказує на максимальне електромагнітне випромінювання спалаху, сувільна — на максимальну кількість частинок

звуку за добу, яка передує сонячному спалаху.

Запис інфразвуку за 14 листопада (рис. 4, б) також демонструє відсутність змін в розмаху коливань. Однак, як показують графіки відрізків реалізації за 2 години перед спалахом та після його початку (рис. 5), характер коливань після спалаху дещо змінюється.

Спалах 14 листопада характеризується інтенсивним викидом сонячних протонів дуже високої енергії, які за декілька годин приходять в магнітосферу Землі. Цим пояснюється помітний ріст розмаху коливань інфразвуку протягом доби (рис. 4, б). Відмінність цього спалаху полягає у відсутності спаду інтенсивності викиду частинок протягом декількох діб. Це пояснює і розмах коливань інфразвуку, який відбувається 15—17 листопада (рис. 4, в—д). І тільки 19 листопада відбувається поступове зменшення розмаху коливань інфразвуку (рис. 4, е) до величини, характерної для незбурених коливань.

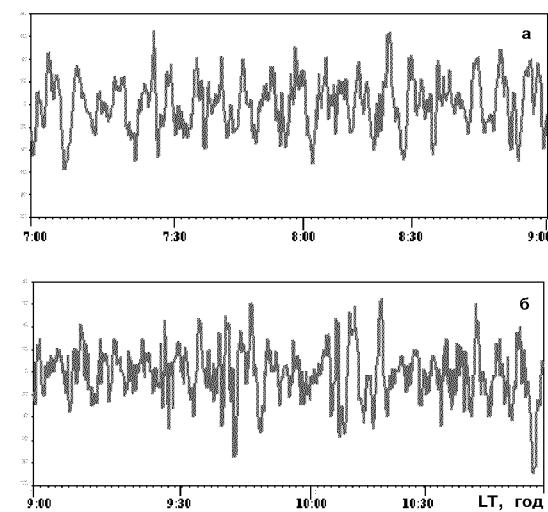


Рис. 5. Відрізки реалізацій інфразвуку 14 листопада 1998 р. з 7:00 до 9:00 LT (а) та з 9:00 до 11:00 LT (б)

Сонячний спалах 20 січня 1999 р. помітно відрізняється від спалаху 14 листопада 1998 р. Спалах розпочався в 23:04 LT електромагнітним випромінюванням із значно більшою густинорою потоку енергії рентгенівського випромінювання  $50 \text{ мкВт}/\text{м}^2$ . Інтенсивний викид частинок розпочався тільки 23 січня з 14:05 LT і протягом півгодини досягнув максимуму густини потоку частинок з енергією понад 10 MeV.

Відповідно з цими особливостями відбувалися і зміни в інфразвукових коливаннях (рис. 6). Збільшення розмаху коливань інфразвуку не відбулося ні в кінці 20 січня, ні на початку 21 січня. Спокійним залишився інфразвук і 22—23 січня. Це повністю узгоджується із тим, що інтенсивний викид частинок почався тільки 23 січня і характеризувався малою густинорою потоку енергії частинок, отже їхньою відносно малою швидкістю. Тому збурення коливань інфразвуку починається тільки 24 січня і стає максимальним 25 і 26 січня. З другої половини доби 27 січня розмах коливань інфразвуку зменшується, а 28 січня ці коливання вже повністю спокійні. Таким чином, як і при спалаху 14 листопада 1998 р., і більш потужний електромагнітний спалах не призводить до збільшення розмаху коливань інфразвуку.

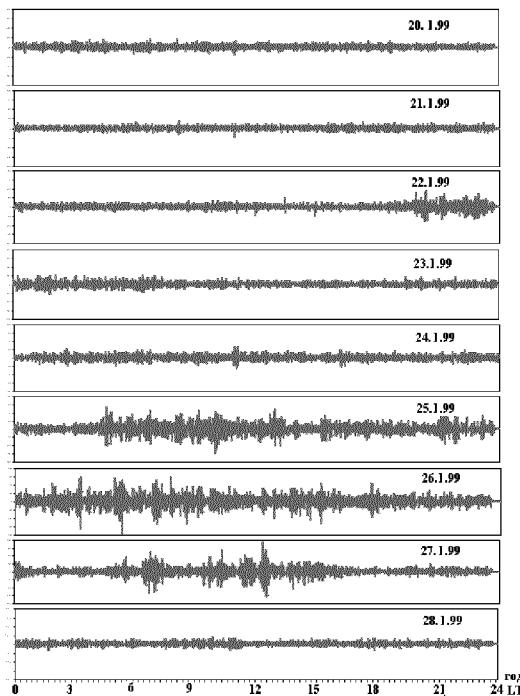


Рис. 6. Добові реалізації інфразвуку за період 20—28 січня 1999 р. Пунктирна стрілка вказує на максимальне електромагнітне випромінювання спалаху, суцільна — на максимальну кількість частинок

Сонячний спалах 4 квітня 2000 р. (рис. 7) спостерігався на фоні дещо підвищеного сонячного вітру, що і обумовило легкі збурення коливань інфразвуку порівняно зі спокійними коливаннями. Спалах розпочався о 19:41 LT електромагнітним випромінюванням з густинou потоку енергii в рентгенiвському дiапазонi 9 мВт/м<sup>2</sup>. Інтенсивне корпукулярне випромiнювання почалось 5 квітня в 0:55 LT i досягнуло максимуму o 13:30 LT. Вже через пiвдоби цi частинки досягли магнiтосфери Землi i викликали збурення в геомагнiтному полi i нейтральнiй атмосферi, про що можна зробити висновок зi зростаючих збурень в коливанях інфразвуку 5 квітня (рис. 7, б). Про нерiвномiрнiсть iнтенсивностi викиду сонячних протонiв можна судити з реалiзацiї коливань інфразвуку 6 квітня. Розмах коливань в першу половину доби значно зменшується, мало вiдрiзняється вiд незбурених коливань, а в другу — рiзко зростає i залишається таким i 7 квітня. Далi, 8 квітня спo-

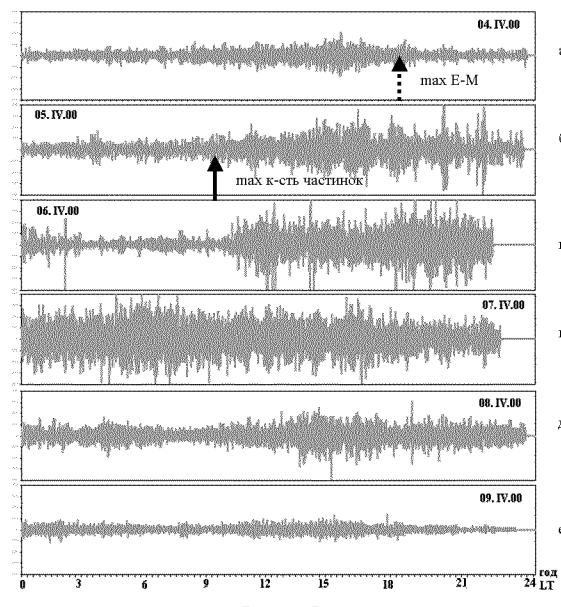


Рис. 7. Добовi реалiзацiї інфразвуку за перiод 4—9 вересня 2000 р. Пунктирна стрiлка вказує на максимальне електромагнiтне випромiнювання спалаху, суцiльна — на максимальну кiлькiсть частинок

стерiгається поступовий спад збурень атмосfери, викликаних сонячним спалахом. 9 квiтня характеризується переходом до спокiйних коливань інфразвуку. Як i у попереднiх випадках, у даного сонячного спалаху немає збiльшення розмаху коливань інфразвуку пiд дiєю електромагнiтного випромiнювання. Тут не слiд було чекати iншого результатu, оскiльки електромагнiтний спалах спостерiгався на фонi легкого збурення атмосферного інфразвуку. Можливо, цe затухаючи вiдголоси збурення інфразвуку, якi викликанi щорiчним метеорним потоком Bigrinidi 1. Максимум цiого потоку припадає на 1 квiтня.

Порiвнюючи стан інфразвуку 1 квiтня 2000 р. (рис. 8) i, наприклад, 7 квiтня 2000 р. (рис. 7, г), можна припустити, що акустична реакцiя атмосfери на сонячний спалах помiтно перевищує ефект дiї метеорного потоку.

У жовтнi — листопадi 2003 р. пiд час рiзкого зростання сонячної активностi вiдбулись декiлька потужних сонячних спалахiв. В двох з них (28 жовтня i 2 листопадa) вiдбулося прискорення протонiв до енергii, вищої за 1 ГeВ, яке зареєстроване штучним супутником Землi серiї

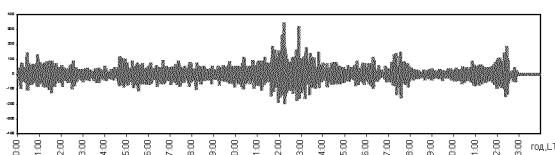


Рис. 8. Добова реалізація інфразвуку за 1 квітня 2000 р.

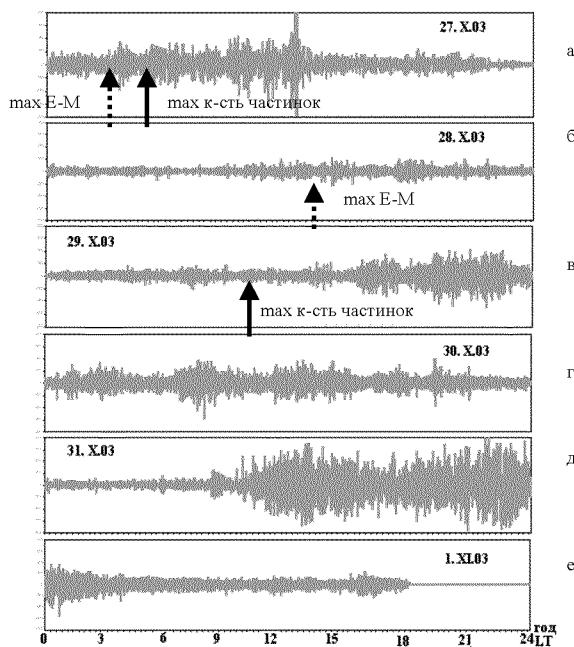


Рисунок 9

Рис. 9. Добові реалізації інфразвуку з 27 жовтня по 1 листопада 2003 р. Пунктирна стрілка вказує на максимальне електромагнітне випромінювання спалаху, сувільна — на максимальну кількість частинок

GOES і мережею наземних нейтронних моніторів [11]. Ці спалахи примітні також небувалим зростанням інтенсивності електромагнітного випромінювання. На рис. 9 продемонстрована реакція інфразвуку на ці спалахи. 26 жовтня 2003 р. о 22:19 LT розпочався електромагнітний сонячний спалах з густиною потоку енергії  $100 \text{ мкВт}/\text{м}^2$ . Відразу після цього, о 22:25 LT, розпочався викид частинок сонячної речовини. Потік цих частинок досягнув свого максимуму о 2:35 LT 27 жовтня. Як видно з рис. 9, а, першу

половину доби 27 жовтня коливання інфразвуку були збуреними, їхній розмах збільшений. Цей факт важко пояснити. Він пов'язаний, мабуть, із збуренням магнітосфери, яке викликаним підсиленням сонячним вітром ще до цього спалаху. Друга половина доби 27 жовтня відзначена заспокоєнням коливань інфразвуку. Спад коливань продовжується приблизно до 9:00 LT 28 жовтня (рис. 9, б). Цей спад викликаний зменшенням потоку сонячних космічних променів, які надходять в магнітосферу Землі. Можна припустити, що зменшення потоку сонячних космічних променів відбувається під дією ударної хвилі, яка після сонячного спалаху прямує до Землі. Після досягнення ударною хвилею Землі розпочинаються збурення в магнітосфері та іоносфері, які призводять до збурень в нейтральній атмосфері, про що свідчать збільшення розмаху коливань інфразвуку після 9:00 LT 28 жовтня.

28 жовтня о 15:10 LT розпочався один з найпотужніших спалахів за всю історію спостережень. Густина потоку електромагнітної енергії цього спалаху  $1700 \text{ мкВт}/\text{м}^2$ . В той же день о 16:15 LT починається інтенсивний викид частинок, який досягає максимуму 29 жовтня о 10:15 LT. З початком електромагнітного спалаху починається викид релятивістських сонячних протонів. Потік цих протонів був практично незмінний до 10:00 LT 29 жовтня [11], тобто, до часу приходу ударної хвилі до Землі.

Аналізуючи графік коливань інфразвуку за 28 жовтня, бачимо, що в інфразвуці не спостерігається зміни розмаху коливань у відповідь на дуже потужний електромагнітний спалах і на прихід релятивістських сонячних протонів. Більш того, з початком 29 жовтня спостерігається заспокоєння коливань інфразвуку і поступове зростання їхнього розмаху тільки після приходу до Землі ударної хвилі (після 10:00 LT). Кінець доби 29 жовтня — це час наближення до Землі підсиленого після сонячного спалаху сонячного вітру. Швидкість цього вітру значно менша за швидкість початкових протонів, але густина потоку частинок вітру на декілька порядків вища за густину потоку початкових частинок високої енергії. Тому цей сонячний вітер викликає значно більші збурення магнітосфери Землі, які через ланцюг різноманітних процесів призводять до більш значних збурень нейтраль-

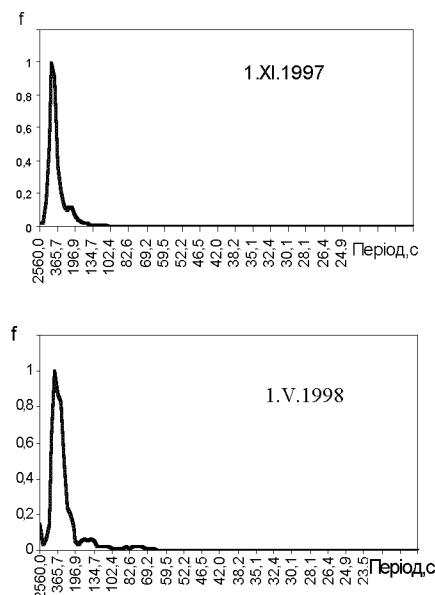


Рис. 10. Графіки типового вигляду спектральної густини незбуреного інфразвуку

ної атмосфери, про що можна судити за суттєво збуреними коливаннями інфразвуку 30 і 31 жовтня. По графіку реалізації інфразвуку за 1 листопада можна спостерігати за процесом заспокоєння коливань після магнітної бурі і, як наслідок, установлення звичайного незбуреного рівня сонячного вітру.

Таким чином, реакція інфразвуку (збільшення розмаху коливань) на один з найпотужніших сонячних спалахів суттєво не відрізняється від реакції на сонячні спалахи значно меншої потужності.

Помітне збільшення розмаху коливань інфразвуку спостерігається через 1—3 доби після початку сонячного спалаху і є, очевидно, результатом процесів, викликаних магнітною бурею після приходу в магнітосферу Землі дуже посиленого сонячного вітру та впливу потоку частинок на нейтральну атмосферу. Не знайдено збільшення коливань інфразвуку під дією електромагнітного випромінювання сонячного спалаху і приходу початкових релятивістських протонів.

Відсутність змін розмаху коливань ще не означає, що реакції інфразвуку на спалахові процеси на Сонці немає. В цьому переконують

зміни спектрального складу інфразвуку під час спалаху і після нього. Спектральні характеристики більш чутливі до зміни умов існування інфразвукових коливань, ніж величина розмаху коливань. На рис. 10 представлено графіки типового вигляду спектральної густини інфразвуку при відсутності його збурення. Це крива з одним піком відносно вузької ширини.

На рис. 11 показано оцінки спектральної густини інфразвуку у проміжках часу впродовж всіх фаз сонячного спалаху, який почався 14 листопада 1998 р. о 8:18 LT. Спектральна густина коливань практично незмінна від початку доби і до моменту початку спалаху (рис. 11, а, б). Але з 9:00 до 11:00 LT (рис. 11, в) характер оцінки різко змінюється: з'являються нові піки, які були відсутні при незбурених коливаннях. Таким чином, якщо на графіку реалізації інфразвуку (рис. 4, б) після початку спалаху з 9:00 до 11:00 LT відсутні будь-які значні зміни, то оцінка спектральної густини дозволяє виявити реакцію інфразвуку на електромагнітний спалах на Сонці. Після електромагнітного збурення атмосфери коливання інфразвуку згідно з рис. 11, в стають більш хаотичними, з'являються високочастотні складові, яких не було при незбуреному інфразвуці. До вечора 14 листопада інфразвук повертається до спокійних коливань (рис. 11, г) і залишається таким наступну добу (рис. 11, д). Зростання сонячного вітру досягло магнітосфери Землі 16 листопада. Цьому відповідає і збурена спектральна густина інфразвуку (рис. 11, е) і особливо після 17 листопада (рис. 11, ж). Ці дні відзначенні, згідно з рис. 4, г, д, і найбільшим розмахом коливань. Після 19 листопада атмосфера повертається у спокійний стан. Про це свідчить вид оцінки спектральної густини інфразвуку на рис. 11, з.

Як вже було зазначено, сонячний спалах 20 січня 1999 р. характеризувався відносно великою густину енергії електромагнітного випромінювання. Також цей спалах відмічений порівняно малою густину потоку протонів з енергією понад 10 MeV, які спостерігались після електромагнітного випромінювання. У відповідності з двома цими особливостями динаміка зміни спектральної густини інфразвуку перед цим спалахом і після нього має характерний вигляд, який показано на рис. 12.

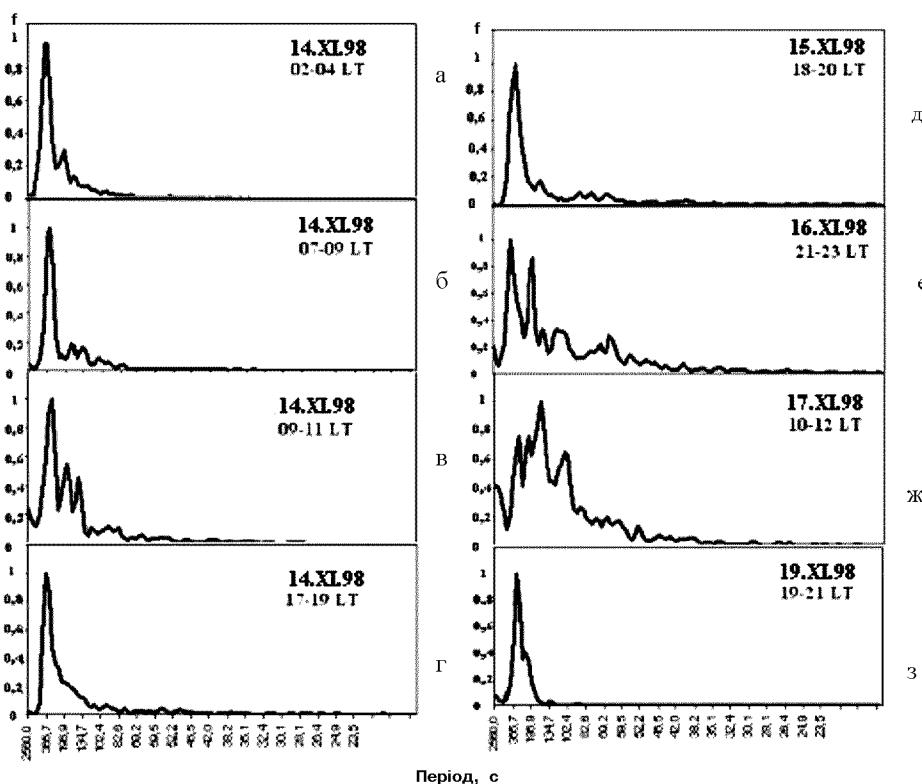


Рис. 11. Оцінки спектральної густини інфразвуку за двогодинними відрізками реалізацій у період 14—19 листопада 1998 р.

Спалах розпочався 20 січня о 23:04 LT. Безпосередньо перед спалахом оцінка спектральної густини інфразвуку має вигляд, близький до вигляду оцінки спектральної густини незбурених коливань (рис. 12, а). А вже на графіку спектральної густини після спалаху (рис. 12, б) виявляється реакція інфразвуку на електромагнітне випромінювання спалаху. Ця реакція полягає у виникненні трьох сумірних за інтенсивністю піків. До 12:00 LT 21 січня збурення, які викликані електромагнітним спалахом, згаєють. Про що свідчить вигляд графіка спектральної густини з одним чітко вираженим піком (рис. 12, в). Згідно з рис. 6 зростання коливань інфразвуку починається тільки 24 січня, стають максимальними 25, 26 січня, а з другої половини доби 27 січня починають спадати. Це відповідає часу приходу сонячного вітру, який помітно зриє після спалаху. Тому 22 і 23 січня — це час спокійних коливань інфразвуку, що підтверджують графіки на рис. 12, г, д. Однак

вигляд графіків оцінок спектральних густин інфразвуку 24—27 січня (рис. 12, е—і) не відрізняється, або мало відрізняється від спектральних густин незбурених коливань і виявляє незначні зміни спектру. Це, безумовно, зв'язано з малою густиною потоку протонів з високою енергією. Таким чином, суттєві спектральні зміни коливань інфразвуку відбуваються під дією сонячного спалаху з відносно високою густиною потоку високосенергетичних протонів, а збільшення розмаху коливань інфразвуку відбувається і в результаті відносно слабких сонячних спалахів, але при наявності магнітної бурі. Крім того, оцінка спектральної густини дозволяє виявити і реакцію інфразвуку на електромагнітне випромінювання сонячного спалаху, в той час як зміни розмаху коливань при цьому не спостерігаються.

Повертаючись до реакції інфразвуку на сонячний спалах 20 січня, робимо висновок, що згідно з рис. 6 і рис. 12, к 28 січня ця реакція спадає,

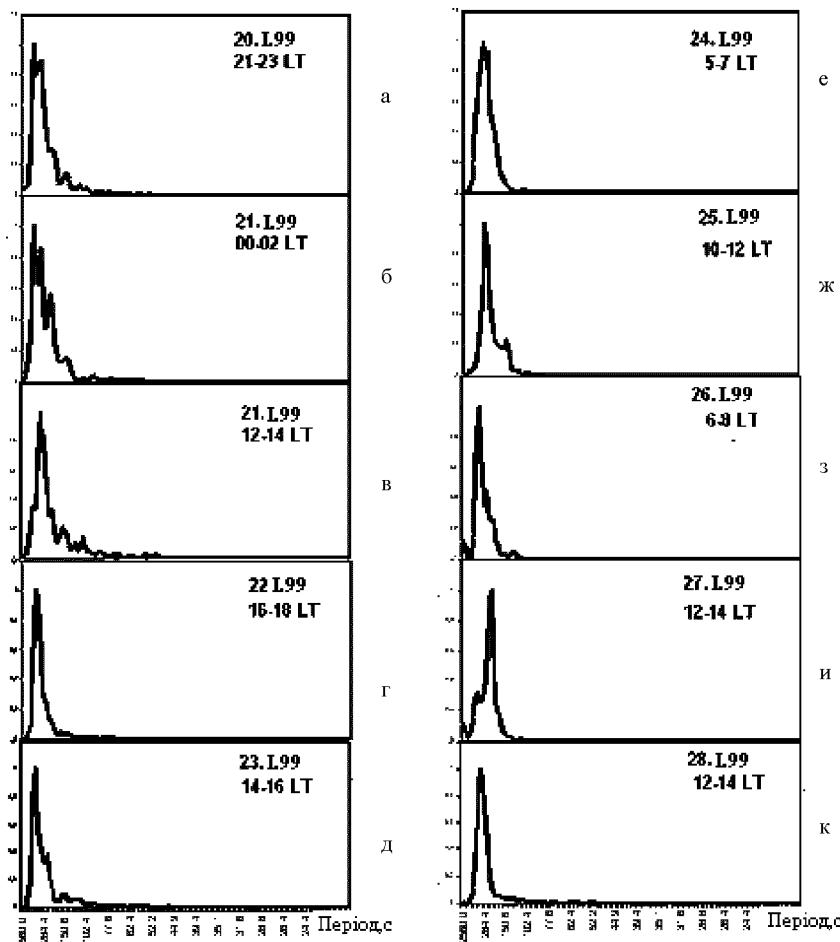


Рис. 12. Оцінки спектральної густини інфразвуку за двогодинними відрізками реалізацій в період 20—28 січня 1999 р.

коливання інфразвуку відбуваються з порівняно малим протягом доби постійним розмахом і характеризуються тільки одним вузьким піком спектральної густини.

Закономірності реакції інфразвуку на сонячні спалахи проявляються в кожному окремому випадку індивідуальними особливостями, які визначаються в основному відмінністю характеристик окремих сонячних спалахів. Наприклад, для спалахів з низькою густиною потоку енергії електромагнітного випромінювання в оцінках спектральної густини інфразвуку не виявлено реакції на електромагнітне випромінювання спалаху. В реакціях на більш потужні спалахи є

особливості, яких немає для менш потужних сонячних спалахів. Оцінка спектральної густини інфразвуку після одного з найпотужніших сонячних спалахів 28 жовтня 2003 (рис. 13) характеризується збуреннями по всій осі частот, що для інших спалахів не спостерігалось.

### 3. ІНФРАЗВУКОВА РЕАКЦІЯ АТМОСФЕРИ НА МЕТЕОРНІ ПОТОКИ

Одним із джерел атмосферного інфразвуку другого типу є метеорні потоки. Болідні явища викликають акустичні збурення, які можна чути

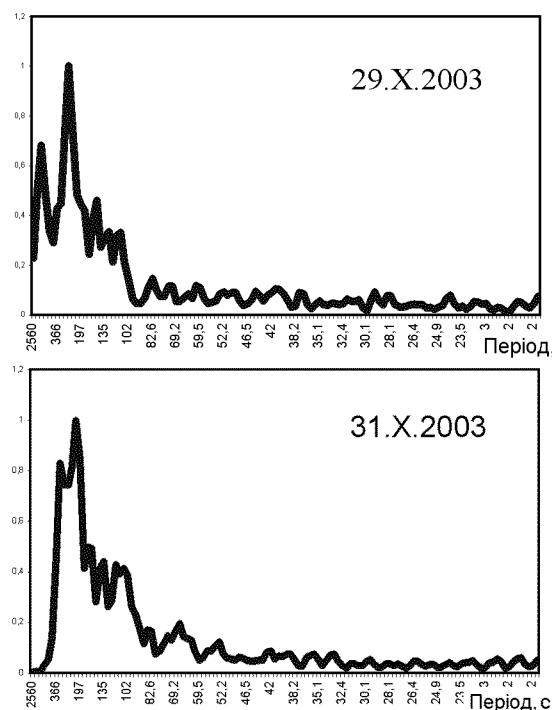


Рис. 13. Оцінки спектральної густини інфразвуку за двогодинними відрізками реалізацій за 29 та 31 жовтня 2003 р.

на поверхні Землі [13]. Існує гіпотеза, що і потоки дрібних метеорів генерують інфразвуки, які досягають поверхні Землі.

Проникнення метеорної речовини в атмосферу є однією із сторін матеріального обміну між Землею і Космосом. Завдяки великій швидкості метеорна частинка може розвивати потужність в десятки і сотні кіловат [1].

Висота, на яку проникає метеор, залежить від швидкості, маси, густини метеорного тіла і нахилу його траекторії до горизонту. В основному метеори проникають на висоти від 120 до 60 км від поверхні Землі. Швидкості руху метеорних тіл різні — від 11 до 75 км/с. Чим більша швидкість метеорного тіла, тим більша висота початку його руйнування і світіння метеора. Метеор з більшою швидкістю набагато частіше стикається з частинками повітря. При одній і тій же швидкості глибина, на яку проникає метеор в атмосферу, залежить від його маси і густини.

Що більша маса і густина, то глибше він проникає в атмосферу Землі [2].

Для розуміння процесів, які протікають в атмосфері при прольоті метеора, потрібно розглянути основні явища, пов'язані з цим.

На висотах 60—120 км атмосфера в основному складається із азоту і кисню, приблизно в такій ж пропорції, як у приземному шарі. Густина і тиск повітря в метеорній зоні в сотні мільйонів раз менша, ніж на поверхні Землі. Коли метеорне тіло входить в цю розріджену атмосферу, воно піддається інтенсивному бомбардуванню молекулами і атомами повітря, які при пружних зіткненнях відштовхуються або з силою втискаються в кристалічну гратку метеора. Чим глибше в земну атмосферу проникає метеор, тим більша стає густина повітря, і метеорне тіло більше піддається бомбардуванню молекулами повітря. Внаслідок зростаючого опору атмосфери метеор гальмується, нагрівається, криється, плавиться і випаровується.

При русі метеорного тіла в атмосферному середовищі його швидкість і маса безперервно зменшуються. Якщо знемахувати силою притягання Землі (оскільки вона значно менша, ніж сила опору повітря), то рух метеорного тіла описується рівнянням [2]

$$M \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho v^2, \quad (2)$$

де  $M$  — маса метеорного тіла в даний момент,  $v$  — його швидкість,  $\Gamma$  — коефіцієнт лобового опору (у більшості випадків  $0.5 \leq \Gamma \leq 1.0$ ),  $S$  — площа поперечного перерізу метеора,  $\rho$  — густина повітря, а  $dv/dt$  — гальмування метеора. Рівняння (2) є основою для розрахунку енерговиділення метеора.

Частково кінетична енергія метеора перетворюється в акустичні хвилі [9]. Більшість метеорів згорає на великих висотах. Згідно з розрахунками збурення тиску на поверхні Землі при прольоті метеора з початковою масою 1 кг складає  $250 \text{ мкН/см}^2$  [9]. Максимальна амплітуда тиску спостерігається у площині, перпендикулярній до осі сліду метеорита. Великі метеорити з'являються рідко, проте акустичні збурення, викликані ними, значні [15].

В роботі [10] показано, що під час метеорних потоків на висотах 70—130 км формуються на-но- і мікромасштабні частинки. Підтвердженням

цьому явищу можуть служити спостереження стійких «пилових» електромагнітних ліній на фоні радіошумів іоносфери [12], які є результатом модуляційної взаємодії електромагнітних хвиль з пиловими звуковими хвилями. В [10] показано, що наявність низькочастотних пилових звукових збурень може приводити до генерації інфразвукових коливань. Також порушенні питання можливості спостереження цих збурень на поверхні Землі поряд з флюктуаціями шумів іоносфери під час метеорних потоків.

Після прольоту метеора з надзвуковою швидкістю створюється ударна хвиля. На фронті ударної хвилі скачком зростає тиск, густина і температура набігаючого газу. Ударна хвиля породжує акустичну, яка починає розширюватись, розходитьсь у всі сторони, в тому числі і до земної поверхні.

При поширенні вниз акустична хвиля зустрічає все густіші шари повітря, в рух доводиться заливати (в тому ж об'ємі) все більше молекул, тому акустична хвиля, яка поширяється вниз, втрачає енергію і швидкість сильніше, ніж хвиля, яка поширяється догори [4].

З таких міркувань передача хвильової енергії зверху вниз затруднена. Амплітуда коливань при поширенні вниз має падати по експоненті  $\exp(-z/2H)$ , де  $H$  — висота однорідної атмосфери. Акустичні коливання від метеорів виникають на великих висотах, і при поширенні до поверхні Землі загасають. При цьому ніякого впливу на земні процеси не має виявиться. Рішення парадоксу можливе шляхом введення атмосферних підсилювачів хвильових процесів, причому, коефіцієнт підсилення має задовільнити умову  $k > \exp(-z/2H)$ .

Для реалізації підсилення акустичних збурень в середовищі, в якому поширяється хвиля, має бути приховано енергія. При поширенні хвилі в такому середовищі приховано енергія перекачується із середовища у хвилю. Можна виділити декілька значних атмосферних резервуарів енергії: енергія внутрішніх станів нерівноважно розігрітих газів, енергія хімічних реакцій, енергія фазових переходів води, електростатична енергія. На рис. 14 схематично показані області, де розміщені резервуари прихованої енергії.

На висотах від 40 до 80 км створюються умови для нерівноважного розігріву газу. Під дією сонячної радіації температура внутрішніх станів

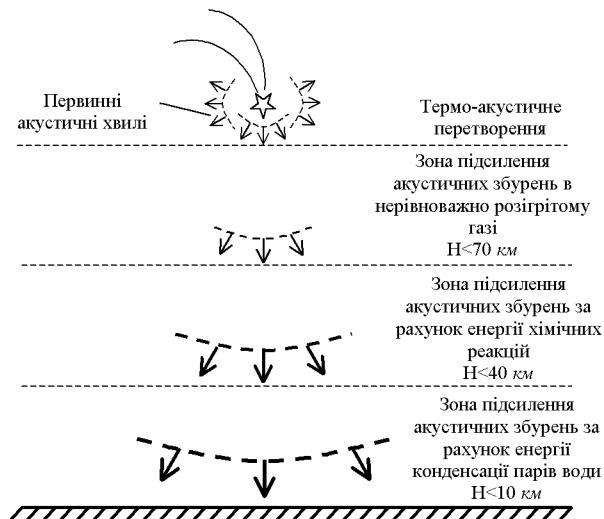


Рис. 14. Схема можливих механізмів підсилення акустичних збурень, які викликані проходженням метеорів

молекул (коливних, обертових) може перевищувати температуру поступальних рухів. Акустична нестійкість в таких середовищах пов'язана з виконанням критерію Релея: в максимумі хвилі тепловиділення збільшується за рахунок внутрішньої енергії молекул. При цьому буде зростати різниця тисків між областями стиску і розрідження у звуковій хвилі.

В лабораторних умовах ефект підсилення акустичних збурень відомий [8]. Нерівноважний стан газового середовища в реальній атмосferі створюється ультрафіолетовою радіацією Сонця.

На менших висотах (10—40 км) підсилення акустичних збурень може відбуватись за рахунок енергії хімічних реакцій. Умови підсилення в цьому випадку практично такі ж, як і в нерівноважних газах. В фазі стиску акустичної хвилі має виділятись додаткове тепло хімічної реакції. Можна припустити, що такою реакцією може виступати цикл Чепмена утворення і руйнування атмосферного озону. Проте ця гіпотеза потребує детальніших теоретичних і експериментальних досліджень.

Можливо, найбільш потужний підсилювач газодинамічних збурень реалізується в тропосфері. Джерелом прихованої енергії є енергія фазових переходів води. В даному випадку необхідно враховувати три складові — газ, пара і краплі.

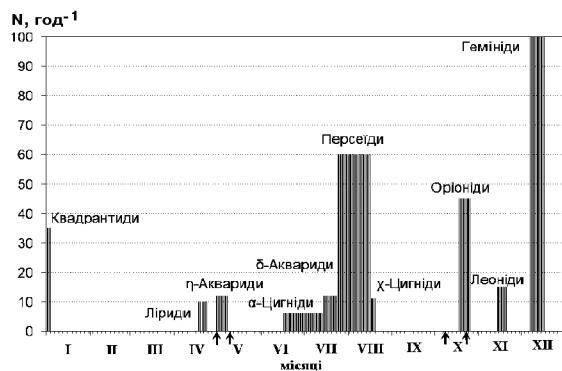
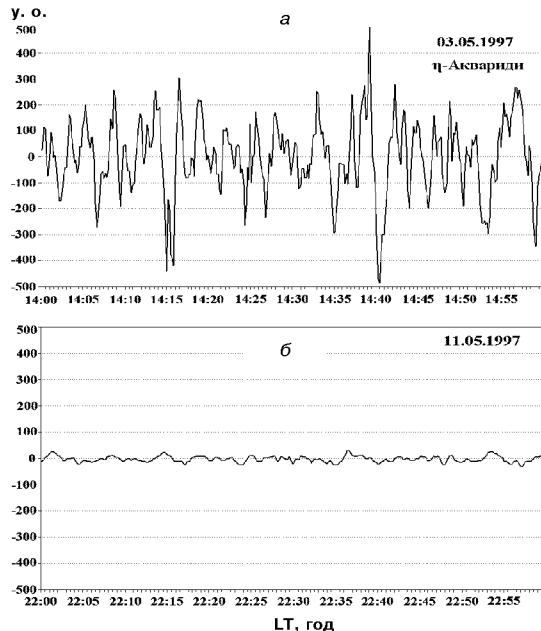


Рис. 15. Основні щорічні метеорні потоки

Рис. 16. Реалізації інфразвуку під час метеорного потоку  $\eta$ -Аквариди (а) і коли його немає (б)

В такому середовищі може бути декілька режимів підсилення інфразвуку — когерентний, некогерентний, некогерентний з додатковими джерелами енергії.

Активність метеорних потоків в різні роки різна. Бувають роки, коли кількість метеорів, які належать потоку, дуже мала, а в інші роки (які повторюються, як правило, з визначеним періодом) настільки велика, що саме явище

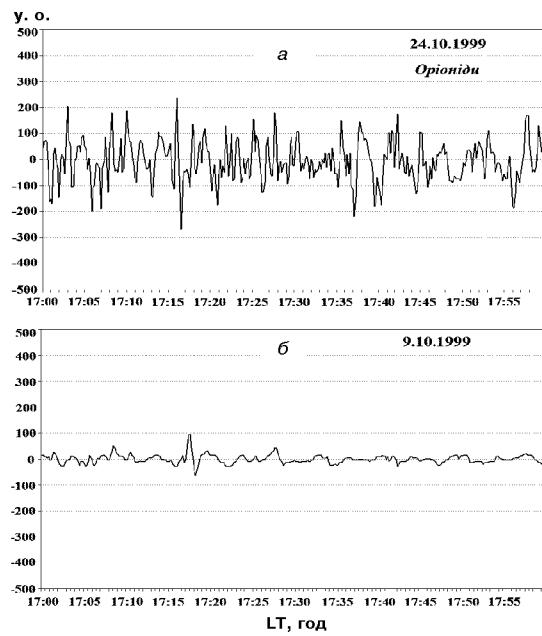


Рис. 17. Реалізації інфразвуку під час метеорного потоку Оріоніди (а) і коли його немає (б)

отримало назив зоряного дощу. Зміна активності метеорних потоків пояснюється тим, що метеорні частинки в потоках нерівномірно розподілені вздовж еліптичної орбіти, яка перетинає земну орбіту.

На рис. 15 показано інтенсивність і період активності основних щорічних метеорних потоків. Дані про метеорні потоки бралися зі щорічних астрономічних календарів.

Для якісного аналізу рівня інфразвуку під час метеорного потоку і без нього були побудовані графіки 10-секундних відліків реалізацій інфразвуку за одну годину (рис. 16, 17). Стрілками на рис. 15 позначені дні, взяті для аналізу (при наявності метеорного потоку і без нього). На рис. 16, а) представлена дані реалізацій інфразвуку за 3 травня 1997 р. (з 14:00 до 15:00), під час активності метеорного потоку  $\eta$ -Аквариди, а на рис. 16, б) — коли його немає, 11 травня 1997 р. з 22:00 до 23:00 LT. Такі ж графіки побудовано і для метеорного потоку Оріоніди (рис. 17, а) за 22 жовтня 1999 р. з 17:00 до 18:00 LT, і для періоду, коли його немає (рис. 17, б)

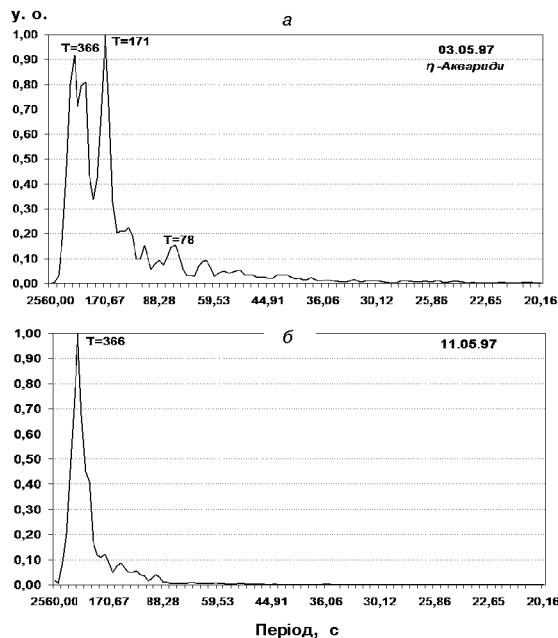


Рис. 18. Спектральна густинна інфразвуку метеорного потоку  $\eta$ -Аквариди (а) і коли його немає (б)

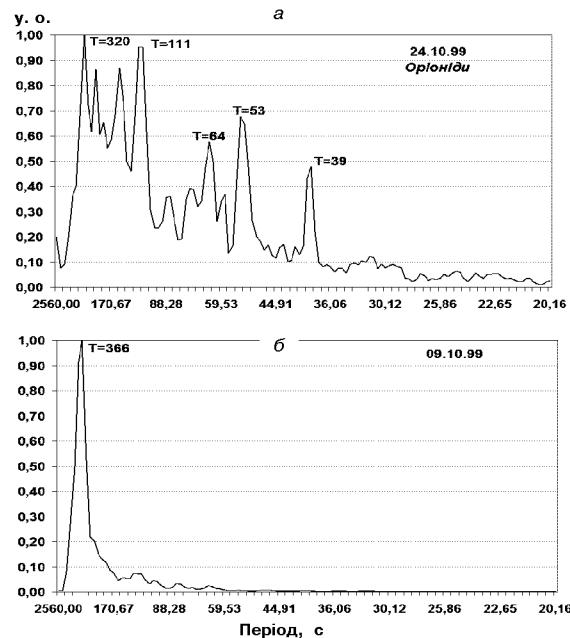


Рис. 19. Спектральна густинна інфразвуку метеорного потоку Оріоніди (а) і коли його немає (б)

за 9 жовтня 1999 р. з 17:00 до 18:00 LT. Видно, що розмахи коливань і динаміка змін інфразвуку в дні, коли є метеорний потік, і коли його немає, відрізняються.

На рис. 18, а та 19, а показані спектральні характеристики інфразвуку у дні, коли є метеорний потік, а на рис. 18, б і 19, б — коли його немає. Видно, що під час метеорного потоку спектр інфразвуку розширяється, і з'являються додаткові максимуми на малих періодах.

Число метеорів, які реєструються за одну годину, змінюється протягом доби. Часове число метеорів є мінімальним близько 18 години місцевого часу і максимальним у ранішні часи (блізько 6 години). Виявляється, що після півночі метеорів у середньому в два рази більше, ніж у вечірні години [9].

Як змінюються спектральні густини характеристики інфразвуку протягом дня під час метеорного потоку і без нього, показано на рис. 20, 21. Із рис. 20 видно, що під час метеорного потоку  $\eta$ -Акварид спектральні густини інфразвуку відрізняються в залежності від години, і спектр багатопіковий, тобто з'являються максимуми на малих періодах. Коли метеорного пото-

ку немає (рис. 21) характер спектру суттєво відрізняється (спектр однопіковий).

#### 4. ОСНОВНІ МІШЕНІ ВПЛИВУ ІНФРАЗВУКУ. МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ ІНФРАЗВУКУ

Важливим розділом досліджень сонячно-земних зв'язків є пошук найбільш чутливих до даного фізичного носія зв'язку об'єктів та процесів. В даному випадку це об'єкти та процеси, чутливі до інфразвуку. Найбільше досліджень в цьому напрямку присвячено магнітним полям. Лише в роботі Б. М. Володимирського [6] вказувалось на необхідність досліджень інфразвуку як фактору, що передає вплив сонячної активності на біосферу.

Чутливими до акустичних хвиль є як макро-процеси навколошнього середовища, так і мікропроцеси всередині окремих організмів.

Лабораторні експерименти в спеціальному боксі показали вплив інфразвуку на провідність та в'язкість водних розчинів солей (рис. 22). Причому електропровідність змінюється в протифазі до в'язкості. Таким чином, слід було

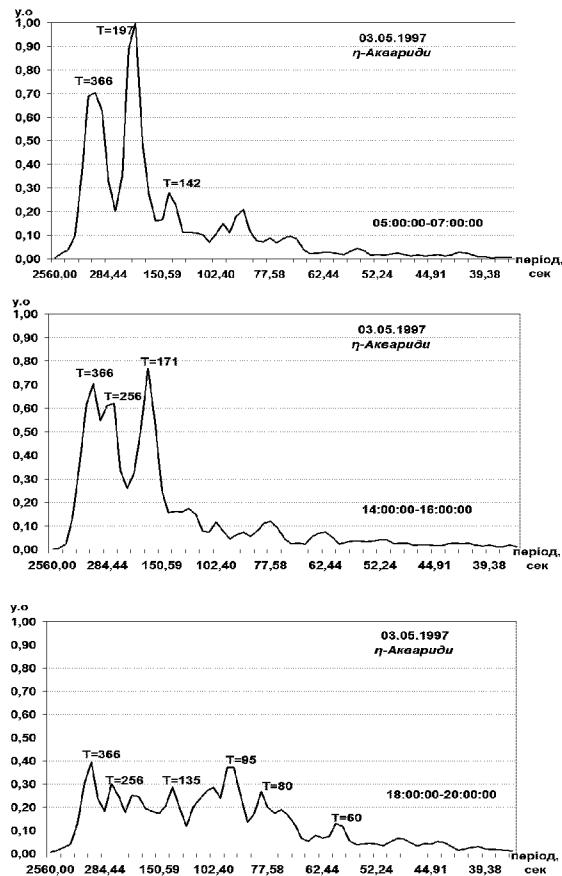


Рис. 20. Спектральні густини інфразвуку протягом дня під час метеорного потоку  $\eta$ -Аквариди

очікувати впливу інфразвуку на рух рідин в капілярних системах. Експерименти підтвердили цей факт [14]. Враховуючи, що практично всі біооб'єкти є капілярними системами, заповненими рідиною, вплив інфразвуку може мати глобальні наслідки.

Чутливими до дії акустичних хвиль є атмосферні тумани, опади. На основі цього ефекту вже створені акустичні засоби розгону туманів атмосфери [7]. Експериментально виявлено вплив акустичних збурень на локальні зміни швидкості вітру. На рис. 23 показано зміни швидкості вітру після короткочасного акустичного ( $\sim 1$  хв) збурення атмосфери параметричним акустичним випромінювачем на різницевій частоті 20 Гц.

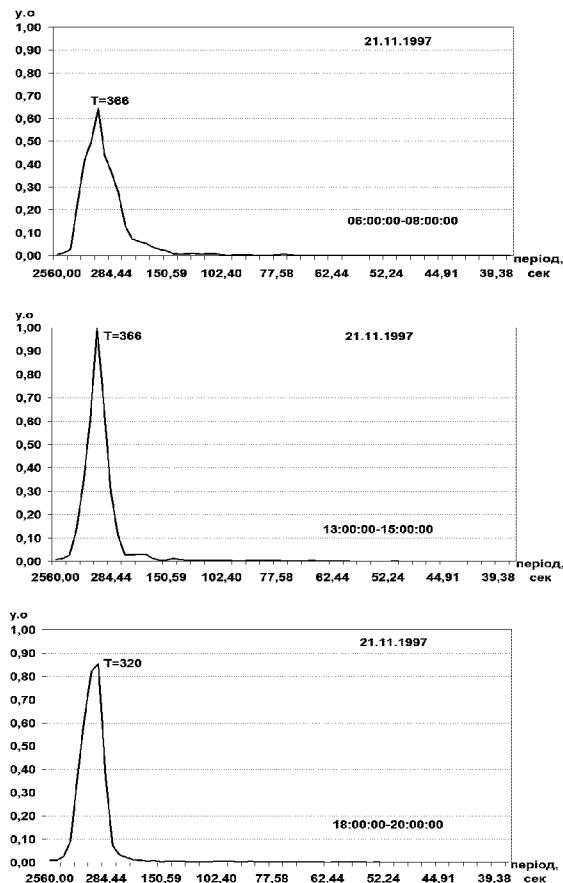


Рис. 21. Спектральні густини інфразвуку протягом дня, коли немає метеорного потоку

Як показали експериментальні дослідження штучні акустичні збурення впливають на електромагнітні поля в різних діапазонах. На рис. 24 показано зміни геомагнітних варіацій в діапазоні 1—40 Гц після штучного акустичного збурення протягом 1 хв.

## ВИСНОВКИ

1. Експериментально виявлено реакцію атмосферного інфразвуку на сонячні спалахи. Після спалаху відбувається збільшення розмаху коливань інфразвуку і появі нових піків у спектральній густині (в рамках моделі стаціонарного випадкового процесу) в діапазоні періодів 40—

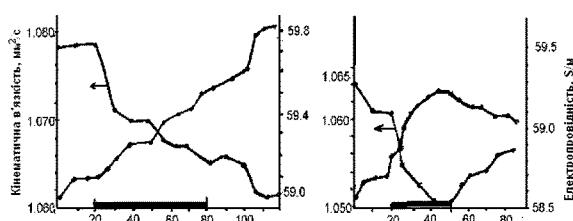


Рис. 22. Зміна в'язкості і електропровідності розчинів: *a* — частота 0.08 Гц,  $\Delta P = 75$  Па,  $T = 19$  °С,  $P_{\text{атм}} = 0.995 \cdot 10^5$  Па; *б* — частота 0.08 Гц,  $\Delta P = 65 \dots 75$  Па,  $T = 19.5$  °С,  $P_{\text{атм}} = 0.992 \cdot 10^5$  Па

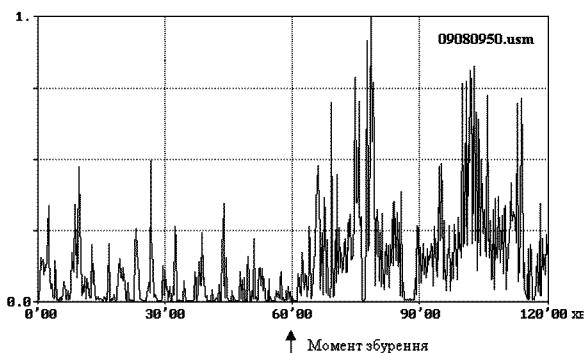


Рис. 24. Зміни геомагнітних варіацій в діапазоні 1—40 Гц після штучного акустичного збурення протягом 1 хв

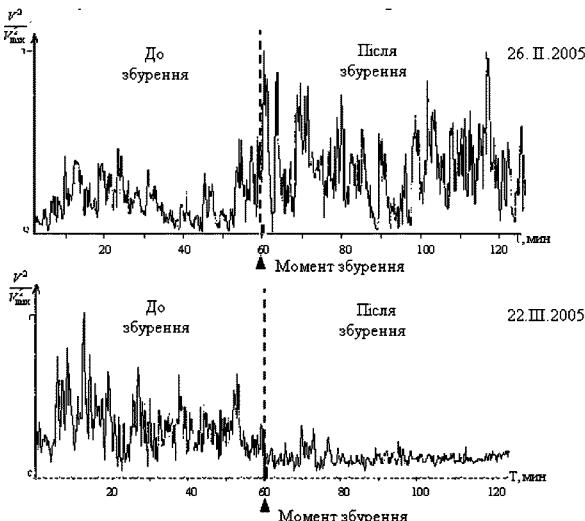


Рис. 23. Характерні зміни швидкості вітру після акустичного збурення протягом 1 хв

200 с. Незбурений інфразвук має один спектральний пік на частоті, що має період приблизно 360 с. Аналогічні зміни спостерігались і після дії метеорних потоків з дещо вищою частотою.

2. Проведено модельні експерименти із впливу інфразвуку на атмосферні процеси. Виявлено вплив інфразвуку на електропровідність та в'язкість водних розчинів солей.

3. Отримані результати підтверджують факт космічного впливу на атмосферний інфразвук і реальність акустичного каналу сонячно-земних зв'язків.

Робота проводилась в рамках програми НАН України «Розробка теорії, методів та інформаційних технологій комплексного вивчення сонячно-земних зв'язків як основа прогнозування «космічної погоди».

1. Астапович И. С. Метеорные явления в атмосфере Земли. — М.: Физматгиз, 1958.—640 с.
2. Бабаджанов П. Б. Метеоры и их наблюдение. — М.: Наука, 1987.—178 с.
3. Богданов М. Б., Сурков А. Н., Федоренко А. В. Влияние космических лучей на атмосферное давление в высокогорных условиях // Геомагнетизм и аэрономия.—2006.—46, № 2.—С. 268—274.
4. Бронштэн В. А. Метеоры, метеориты, метеороиды. — М.: Наука, 1987.—173 с.
5. Веселовский И. С., Панасюк М. И., Авдюшин С. И. и др. Солнечные и гелиосферные явления в октябре—ноябре 2003 г.: причины и следствия // Космич. исслед.—2004.—42, № 5.—С. 453—508.
6. Владимирский Б. М. Атмосферный инфразвук как возможный фактор, передающий влияние солнечной активности на биосферу // Проблемы космической биологии / Под ред. В. М. Черниговского. — М.: Наука, 1982.—Т. 43.—С. 230.
7. Галечан Г. А. К вопросу стимулирования осадков акустическими волнами // Журн. техн. физ.—2005.—75, вып. 9.—С. 85—88.
8. Галечян Г. А., Даванян Э. Г., Мкртычан А. Р. Усиление звука в плазме // Акустический журнал.—1990.—36, № 2.—С. 20—27.
9. Голицин Н. Д., Гуревич А. В. Излучение акусто-гравитационных волн при движении метеоров в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1977.—13, № 9.—С. 926—935.
10. Коннин С. И., Попель С. И. Генерация инфразвуковых колебаний во время метеорных потоков // 49-я науч. конф. — М.: МФТИ, 2006. [http://mipt.ru/nauka/conf49/z49/faki/program/kopnin\\_tezy.pdf](http://mipt.ru/nauka/conf49/z49/faki/program/kopnin_tezy.pdf)

11. Кузнецов С. Н., Юшков Б. Ю., Кудела К. Измерение спектра релятивистских протонов от солнечных вспышек 28 октября и 2 ноября 2003 г. на ИСЗ КОРОНАС-Ф // Космич. исслед.—2007.—45, № 4.—С. 397—400.
12. Мусатенко С. І., Мусатенко Ю. С., Курочка Є. В. та ін. Спостережні параметри пилової плазмової лінії під час високошвидкісних метеорних потоків // Четвертая Українська конференція по косміческим исследованиям: Сб. тез. — Крим, Понизовка, 2004.—С. 96.
13. Ольховатов А. Ю. Аналіз механізмів генерації електрофонних звуків, сопровождаючих болідні явища // Геомагнетизм і аерономія.—1993.—№ 2.—С. 154—155.
14. Сорока С. А., Каратаєва Л. М., Мезенцев В. П. Атмосферний інфразвук косміческого проходження іого вплив на біосферу // VII Міжнарод. крым. конф. «Космос і біосфера», Крим, Судак, 1—6 октября 2007 г.
15. Шумилов О. І., Касаткина Е. А., Терещенко Е. Д. и др. Регистрация инфразвука от Витимского болида 24 сентября 2002 г. // Письма в ЖЕТФ.—77, вып. 2.—С. 121—123.
- 
- INFRASOUND OF SPACE ORIGIN AND IT INFLUENCE ON TERRESTRIAL PROCESSES**
- S. A. Soroka, V. P. Mezentsev,  
L. M. Karataeva, O. S. Soroka*
- The present work is devoted to atmospheric infrasound changes detection after solar flares and during star shows. Also, modeling of infrasound influence on typical biosphere elements was conducted. Capillars and water substances were chosen as typical elements. Infrasound influence on electrical conductivity and water saline solutions viscosity was detected. Obtained results confirmed the fact of space influence on atmospheric infrasound and give an opportunity to contend about acoustic channel solar-terrestrial relationship reality.

УДК 550.385.37: 550.388

Л. Ф. Черногор, М. А. Шамота

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна  
Leonid. F. Chernogor@univer.kharkov.ua

# Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов Мыс Канаверал и Куру

*Надійшла до редакції 31.03.08*

Проаналізовано результати спостережень варіацій геомагнітного поля в діапазоні періодів 1—1000 с, які супроводжували старти 11 систем «Space Shuttle» з космодрому Мис Канаверал та 15 ракет «Ariane-5» з космодрому Куру в 2002—2007 рр. Вимірювання виконано поблизу м. Харкова (віддалення від космодрому приблизно 10000 км). Для ракет «Ariane-5» спостерігались три групи збурень. Запізнення складали 28—88, 193—238 і 300—330 хв, а тривалості 30—70, 33—63 і 30—70 хв. У пульсacіях переважали періоди 12—14 хв. Для систем «Space Shuttle» виявлено також три групи збурень, що мали запізнення 13—58, 133—163 і 193—253 хв. Їхні тривалості складали 36—60, 54—90 і 63—93 хв відповідно. У геомагнітних пульсacіях переважали періоди 6—10 хв для першої групи та 10—14 хв для другої та третьої груп. Амплітуди цих пульсacій досягали 3—5 нТл.

## ВВЕДЕНИЕ

Старты и полеты ракет относятся к одним из самых мощных источников антропогенного воздействия на атмосферу и геокосмос. Степень воздействия ракет на околоземную среду определяется типом ракеты, мощностью двигателей и количеством запусков. В окрестности космического аппарата возникают возмущения концентрации электронов, электрического и магнитного полей, величиной 50÷100 %, 5÷50 нТл и 1÷5 мВ/м соответственно [2]. Эти возмущения могут перемещаться на значительные расстояния, т. е. локальные процессы могут привести к крупномасштабным возмущениям и даже иметь глобальный характер. Необходимо учесть тот факт, что система Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера (ЗАИМ) является открытой динамической нелинейной системой и в ней возможны триггерные механизмы высвобождения энергии [20—22]. Следовательно, эффекты стартов ракет (СР) могут иметь отклик во всех

подсистемах системы ЗАИМ, распространяться на большие расстояния и иметь определенные последствия не только вблизи места воздействия.

Исследованию вызванных СР возмущений ионосферы и геокосмоса посвящен ряд работ [1—11, 14—18, 23—27]. В основном анализу подвергались экспериментальные данные, полученные радиофизическими методами, и изучались ионосферные эффекты СР [1—10, 14—17, 25—27]. Исследований, посвященных эффектам стартов ракет в магнитном поле, к настоящему времени известно мало [11, 18, 23, 24].

В наших предыдущих работах [11, 23, 24] изложены результаты анализа временных вариаций магнитного поля Земли в диапазоне геомагнитных пульсаций, сопровождавших старты ракет с космодромов Плесецк, Байконур и КНР. Регистрация пульсаций осуществлялась вблизи г. Харькова (удаления около 1500, 2100 и 5000—6000 км соответственно). Практически всем рассмотренным стартам ракет сопутствова-

**Таблица 1. Краткие сведения о ракетах «Space Shuttle» и «Ariane-5» (в скобках — для модификации «Ariane-5G»)**

Тип ракеты	«Space Shuttle»	«Ariane-5 (-5G)»
Полная масса, т	2045	710
Начальная тяга, МН	28.6	—
Высота, м	56.14	59
Низкоорбитальная (на высоте 200 км) полезная нагрузка, кг	29500	21000 (16000)
Параметры нулевой ступени (ускорителя)	Ускоритель	Нулевая ступень
Масса, т	1209	530
Тяга, МН	25.8	6.47 (6.36)
Диаметр, м	3.71	3
Высота, м	50	31.2
Время работы, с	123	129
Параметры первой ступени (топливного бака)	Топливный бак	Первая ступень
Масса, т	756	170
Тяга, МН	—	1.34 (1.11)
Диаметр, м	8.38	5.4
Высота, м	47	29
Время работы, с	—	650 (589)
Параметры второй ступени	Вторая ступень (Орбитер)	Вторая ступень
Масса, т	80	10
Тяга, МН	5.01	0.065 (0.027)
Диаметр, м	23.79	5.4
Высота, м	37.24	4.5
Время работы, с	—	960 (1100)

ли заметные или значительные изменения характера колебаний горизонтальных компонент геомагнитного поля в диапазоне периодов  $T = 1-1000$  с.

Представляет интерес изучение возможности возникновения эффектов СР на расстояниях около 10000 км. Для этого удобными являются соответственно американский и европейский космодромы Мыс Канаверал (США) и Куру (Фр. Гвиана), удаления до которых от места регистрации составляют около 10000 км.

Целью настоящей работы является изложение результатов анализа измеренных вблизи г. Харькова вариаций уровня и спектрального состава геомагнитных пульсаций, которые сопровождали старты 11 систем «Space Shuttle» и

**Таблица 2. Краткие сведения о космодромах**

Название	Координаты		Расстояние от космодрома до обсерватории, км	Количество запусков
	широта	долгота		
Мыс Канаверал	28.5° с. ш	80.5° з. д.	9338	11
Куру	5.15° с. ш.	52.63° з. д.	9523	15

15 ракет «Ariane-5» с космодромов на мысе Канаверал и Куру соответственно.

Программно-аппаратный измерительный комплекс, использовавшийся для наблюдений, описан в работе [10].

Методики измерений и анализа аналогичны описанным авторами в работе [11].

## СВЕДЕНИЯ О РАКЕТАХ И КОСМОДРОМАХ

Для изучения возможности распространения возмущения на расстояния порядка 10000 км целесообразно анализировать флуктуации компонентов геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам наиболее мощных ракет. Такими ракетами являются система «Space Shuttle» и ракета «Ariane-5» — наиболее мощные из американских и европейских космических аппаратов [15]. Характеристики и основные параметры этих ракет приведены в табл. 1. Видно, что согласно классификации [15] система «Space Shuttle» относится к классу сверхтяжелых ракет, а «Ariane-5» — к классу тяжелых ракет.

Краткие сведения о космодромах Мыс Канаверал и Куру приведены в табл. 2. Видно, что оба космодрома примерно равноудалены от места регистрации.

## УРОВЕНЬ МАГНИТНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТИ

Для общего контроля уровня магнитной возмущенности использовались  $A_p$ - и  $K_p$ -индексы, которые представлены в интернете (табл. 3). В этой таблице приведены значения индексов в день СР, а также за сутки и двое суток до него. Как видно из таблицы, старты имели место как в магнитоспокойные ( $\Sigma K_p < 24$ ), так и в магнитовозмущенные ( $\Sigma K_p \geq 24$ ) сутки. Первых было 18 сут, вторых — 8 сут.

Таблица 3. Уровень магнитной возмущенности накануне и в день запуска ракет

Ракета	Тип	Дата	Время, UT	2 сут до СР		1 сут до СР		Сутки с СР	
				$A_p$	$K_p$	$A_p$	$K_p$	$A_p$	$K_p$
«Ariane»	5	5 июля 2002 г.	23:22	7	18	7	16	13	24
«Ariane»	5	28 августа 2002 г.	22:45	18	26	15	25	10	21
«Ariane»	5G	9 апреля 2003 г.	22:52	6	14	20	31	25	29
«Ariane»	5	11 июня 2003 г.	22:38	28	31	27	32	15	25
«Ariane»	5	27 сентября 2003 г.	13:14	28	33	17	26	9	18
«Ariane»	5	2 марта 2004 г.	7:17	21	28	18	27	17	27
«Ariane»	5G	18 июля 2004 г.	0:44	12	19	24	29	9	18
«Ariane»	5	12 февраля 2005 г.	19:49	17	25	11	19	5	10
«Ariane»	5G	13 октября 2005 г.	22:32	6	10	1	1	4	8
«Ariane»	5	11 марта 2006 г.	22:32	4	8	12	20	12	20
«Ariane»	5	13 октября 2006 г.	20:56	3	7	5	11	24	28
«Ariane»	5	8 декабря 2006 г.	22:08	28	31	25	35	25	28
«Ariane»	5	11 марта 2007 г.	22:03	2	3	4	7	8	14
«Ariane»	5	4 апреля 2007 г.	22:29	3	4	4	9	2	3
«Ariane»	5	14 ноября 2007 г.	22:06	2	5	8	17	9	16
«Space Shuttle»	«Atlantis»	8 апреля 2002 г.	20:44	5	13	7	17	5	11
«Space Shuttle»	«Endeavour»	5 июня 2002 г.	21:22	12	23	17	26	10	19
«Space Shuttle»	«Atlantis»	7 октября 2002 г.	19:45	29	32	19	25	39	36
«Space Shuttle»	«Endeavour»	24 ноября 2002 г.	0:49	24	30	19	27	16	27
«Space Shuttle»	«Discovery»	26 июля 2005 г.	14:39	5	12	6	13	6	13
«Space Shuttle»	«Columbia»	4 июля 2006 г.	18:37	2	5	4	8	13	19
«Space Shuttle»	«Atlantis»	9 сентября 2006 г.	16:29	8	11	4	8	2	3
«Space Shuttle»	«Discovery»	10 декабря 2006 г.	1:47	2	3	3	6	5	11
«Space Shuttle»	«Atlantis»	8 июня 2007 г.	23:38	2	3	3	6	8	16
«Space Shuttle»	«Endeavour»	8 августа 2007 г.	22:38	12	17	23	28	6	11
«Space Shuttle»	«Discovery»	23 октября 2007 г.	15:38	4	8	5	11	7	13

## РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

**Старты ракет «Ariane-5».** Для примера рассмотрим два СР типа «Ariane-5».

На рис. 1, а приведены временные вариации и вейвлет-спектры горизонтальных компонентов геомагнитного поля, сопровождавших СР 12 февраля 2005 г. в 19:49 (здесь и далее используется время UT). В эти сутки  $\Sigma K_p = 10$ . Первое, заметное в обеих компонентах, изменение характера колебаний наблюдалось через 47 мин после старта. Оно имело продолжительность 34 мин и период 11 мин. Следующий квазипериодический процесс, сопровождавшийся увеличением амплитуды от 1 до 2 нТл, имел запаздывания 222 и 226 мин, продолжительность 41 мин и периоды около 14—15 мин для  $H$ - и  $D$ -компонентов сигнала соответственно.

Третье возмущение продолжительностью 82—84 мин регистрировалось через 300—306 мин после момента старта. Периоды пульсаций составляли 11—15 мин для обеих компонентов.

Следующий запуск ракеты «Ariane-5» произошел 13 октября 2006 г. в 20:56 (рис. 1, б). Эти сутки относились к магнитовозмущенным, так как  $\Sigma K_p = 28$ . Примерно через 34—41 мин наблюдалось изменение характера сигнала, которое продолжалось примерно 45—50 мин и сопровождалось увеличением периода в  $D$ -компоненте (с 7 до 15 мин). Второй тип возмущения имел запаздывания 139—158 мин, длился 45—56 мин. В  $H$ -компоненте наблюдалось появление высокочастотной составляющей и уменьшение периода от 15 до 8 мин. В  $D$ -компоненте период колебания увеличился от 11 до 15 мин, а амплитуда возросла с 2 до 3.5 нТл.

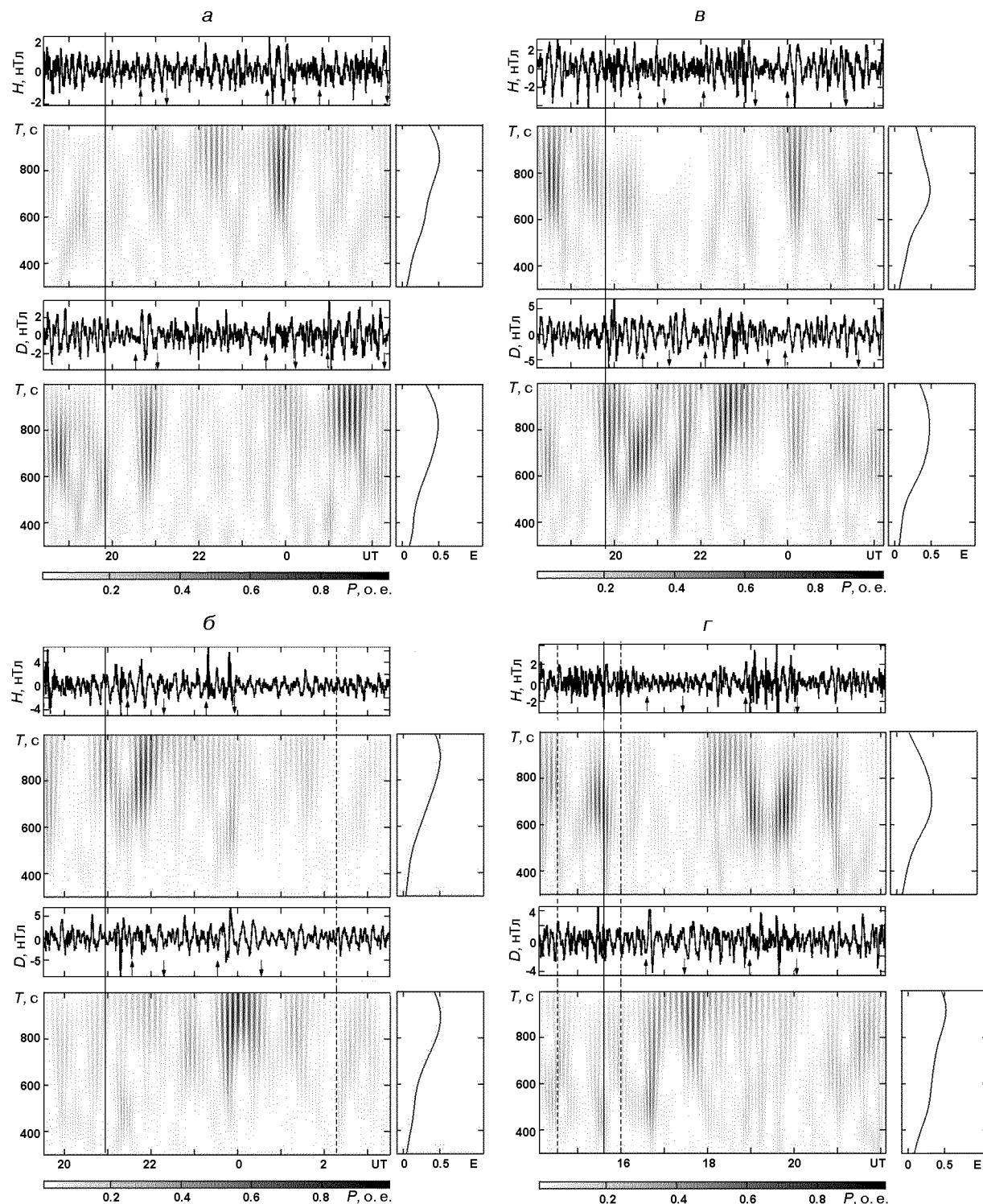


Рис. 1. Временные вариации  $H$ - и  $D$ -компонент геомагнитного поля, соответствующие им вейвлет-спектры и распределения средней энергии  $E$  колебаний по периодам в диапазоне периодов 300—1000 с, сопровождавшие старт ракет США. Сплошной вертикальной линией показан момент старта ( $\alpha$  — «Ariane-5», космодром Куру, 19:49 UT 12 февраля 2005 г.;  $\beta$  — «Ariane-5», космодром Куру, 20:56 UT 13 октября 2006 г.;  $\gamma$  — «Space Shuttle», Мыс Канаверал, 19:45 UT 7 октября 2002 г.;  $\delta$  — «Space Shuttle», Мыс Канаверал, 15:38 UT 23 октября 2007 г.). Стрелками вверх и вниз отмечены моменты начала и конца изменений характера сигнала. Штриховыми линиями — моменты захода Солнца на уровне земли и на высоте 200 км вблизи г. Харькова

**Старты систем «Space Shuttle».** В качестве примера рассмотрим два старта космической системы «Space Shuttle».

На рис. 1, *в* представлены вариации  $H(t)$  и  $D(t)$ , сопутствовавшие старту космического челнока «Atlantis» 7 октября 2002 г. в 19:45. В день СР имела место магнитная буря (максимальное значение  $K_p = 6$ ,  $\Sigma K_p = 36$ ). Начиная с 20:29 и 20:32, наблюдалось подавление волнового процесса с периодами 7 и 13 мин в  $H$ - и  $D$ -компонентах, продолжавшееся 38 мин. Следующее возмущение возникло через 135—137 мин после СР и продолжалось 68—84 мин. Периоды составляли 13—15 мин. Третье изменение характера сигнала регистрировалось в интервале времени с 00:00 до 00:10 для  $H$ -компонента и до 00:19 для  $D$ -компонента. Периоды колебаний уровня обеих составляющих равнялись 11—12 мин.

Старт космического челнока «Discovery» 23 октября 2007 г. в 15:38 практически совпал с прохождением солнечного терминатора над обсерваторией вблизи г. Харькова (рис. 1, *г*). Сутки со СР относились к магнитоспокойным ( $\Sigma K_p = 13$ ). Этот факт затрудняет принятие решений о наличии эффектов СР, так как, скорее всего, волновые процессы от двух источников наложились. Значительное увеличение периода (от 7 до 15 мин) и увеличение амплитуды (от 1.5 до 4 нТл) в  $D$ -компоненте фиксировалось примерно через 53 мин и продолжалось 60 мин. В  $H$ -компоненте в этом же интервале времени наблюдалось незначительное подавление волнового процесса с периодом 7 мин.

Следующее возмущение проявилось около 18:55—19:00, оно имело четко выраженный характер в  $H$ - и  $D$ -компонентах (появление высокочастотной составляющей сигнала). Это возмущение продолжалось примерно 65—67 мин, оно имело периоды 10—12 мин для обоих компонентов.

**Результаты спектрального анализа.** Вейвлет-спектры свидетельствуют о наличии трех групп возмущений с периодами 10—14 мин (см. рис. 1, *а*). На рис. 1, *б* особенно четко проявляется второй тип возмущений, имеющий запаздывания 139—158 мин.

Спектрограммы временных вариаций уровня геомагнитных пульсаций, сопровождавших старты «Space Shuttle», приведены на рис. 1, *в* и *г*.

На них также видны три группы возмущений. После старта космического челнока 7 октября 2002 г. в основном наблюдалось увеличение периода волнового процесса. Для старта системы «Space Shuttle» 23 октября 2007 г. на спектрограмме временных вариаций уровня  $H$ -компонента особенно четко проявляется возмущение с запаздыванием около 200 мин и периодом 10—12 мин. В то же время усиление уровня пульсаций в  $D$ -компоненте имело место примерно через 60 и 120 мин после старта космического челнока.

Амплитуда возмущений была больше для  $D$ -компонента для всех СР.

**Результаты статистического анализа.** Гистограммы времен запаздывания  $\Delta t$ , продолжительностей  $\Delta T_i$  и периодов  $T_i$  преобладающих колебаний для старта ракет «Ariane-5» приведены на рис. 2—4 (фрагменты *а*). Обработка выполнена для 15 старта ракет. Видно, что после СР имели место три группы возмущений с запаздываниями  $\Delta t_1 \approx 13—88$  мин,  $\Delta t_2 \approx 193—238$  мин и  $\Delta t_3 \approx 300—330$  мин, продолжительностями  $\Delta T_1 \approx 30—70$  мин,  $\Delta T_2 \approx 33—63$  мин,  $\Delta T_3 \approx 33—70$  мин и периодами колебаний 12—14 мин.

Гистограммы параметров трех групп возмущений для старта системы «Space Shuttle» приведены на рис. 2—4 (фрагменты *в*). Гистограммы

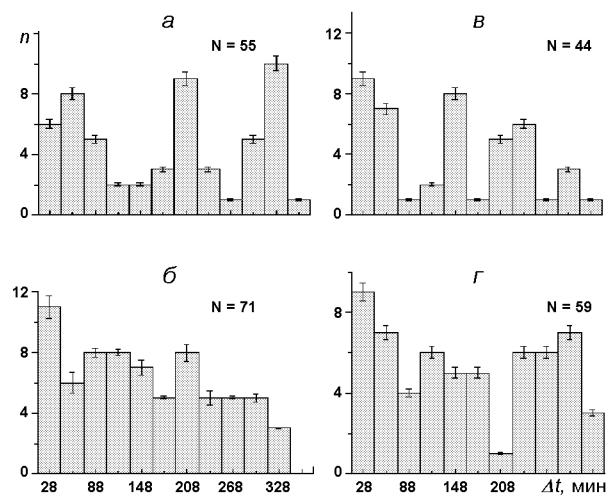


Рис. 2. Гистограммы времен запаздывания  $\Delta t$ : *а*, *в* — для возмущений геомагнитного поля, сопутствовавших СР «Ariane-5» и «Space Shuttle», *б*, *г* — для соответствующих фоновых дней

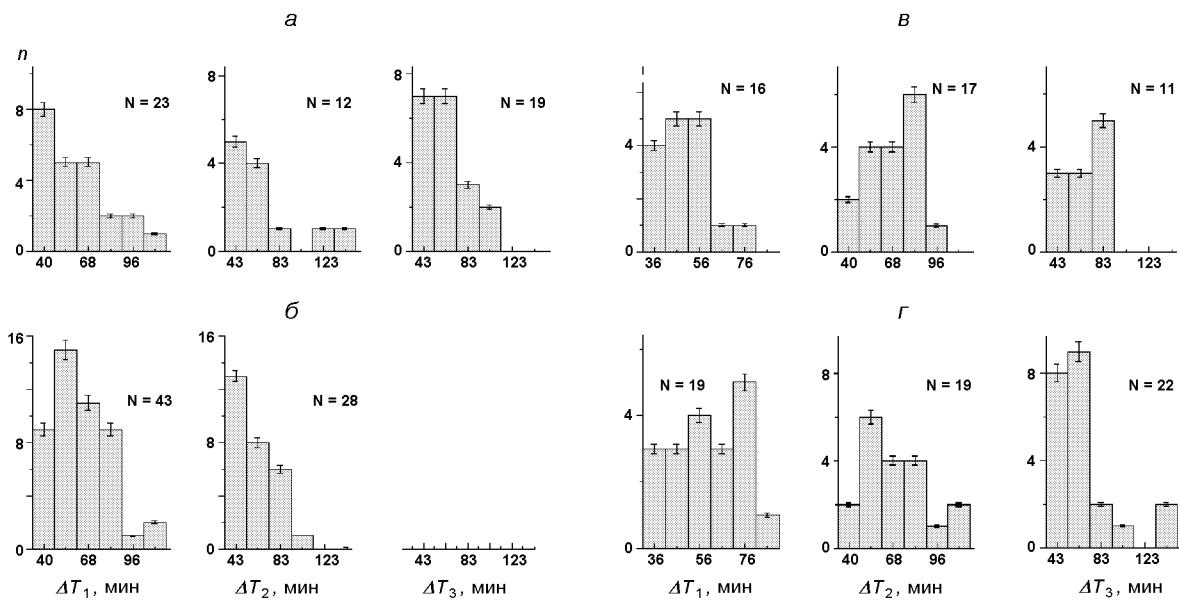


Рис. 3. Гистограммы продолжительностей  $\Delta T_1$ ,  $\Delta T_2$ ,  $\Delta T_3$ : *a*, *в* — для возмущений геомагнитного поля, сопутствовавших СР «Ariane-5» и «Space Shuttle» соответственно, *б*, *г* — для соответствующих фоновых дней

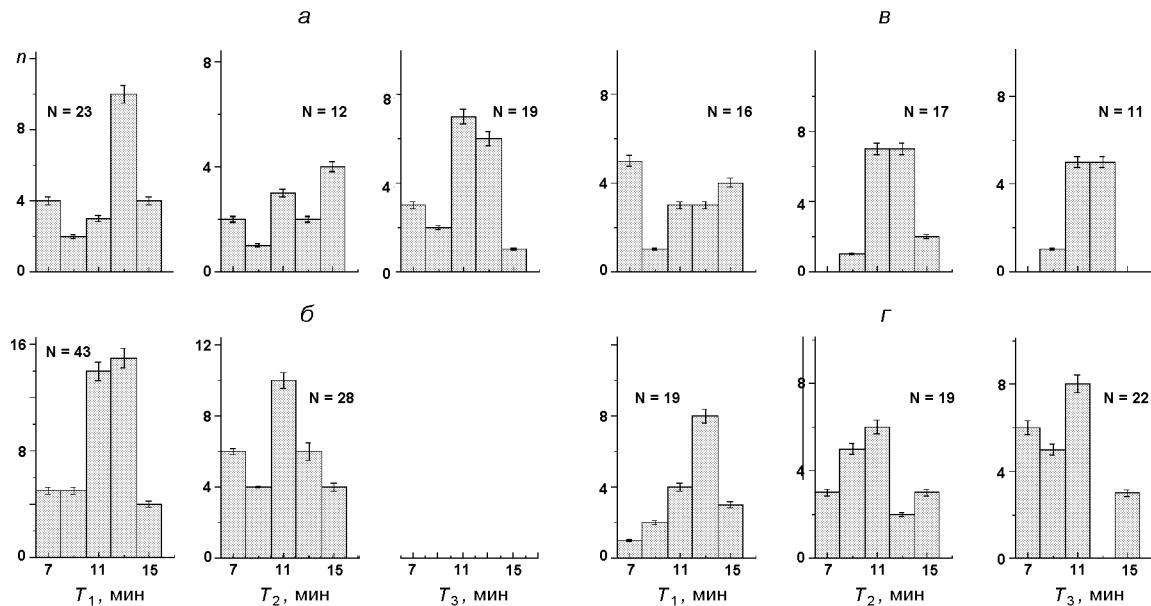


Рис. 4. Гистограммы периодов  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ : *a*, *в* — для возмущений геомагнитного поля, сопутствовавших СР «Ariane-5» и «Space Shuttle» соответственно, *б*, *г* — для соответствующих фоновых дней

Таблица 4. Статистические характеристики основных параметров возмущений, сопутствовавших СР «Ariane-5» ( $\Delta t$  — времена запаздывания возмущений,  $\Delta T$  и  $T$  — их продолжительности и периоды)

Параметр	Значение
$\Delta t_1$ , мин	$59.4 \pm 4.9$
$\Delta t_2$ , мин	$214.0 \pm 5.9$
$\Delta t_3$ , мин	$292.1 \pm 9.9$
$\Delta T_1$ , мин	$75.1 \pm 8.3$
$\Delta T_2$ , мин	$60.9 \pm 5.7$
$\Delta T_3$ , мин	$62.5 \pm 4.6$
$T_1$ , мин	$11.7 \pm 0.7$
$T_2$ , мин	$12.1 \pm 0.8$
$T_3$ , мин	$11.9 \pm 0.7$

свидетельствуют о трех группах возмущений с запаздываниями  $\Delta t_1 \approx 13\text{--}58$  мин,  $\Delta t_2 \approx 133\text{--}163$  мин и  $\Delta t_3 \approx 193\text{--}253$  мин, продолжительностями  $\Delta T_1 \approx 36\text{--}60$  мин,  $\Delta T_2 \approx 54\text{--}90$  мин и  $\Delta T_3 \approx 63\text{--}93$  мин и периодами колебаний  $T_1 \approx 6\text{--}10$  мин,  $T_2 \approx 10\text{--}14$  мин и  $T_3 \approx 10\text{--}14$  мин.

Результаты статистической обработки массивов значений запаздываний, продолжительностей и периодов колебаний для всех СР приведены в табл. 4. и 5.

Аналогичная статистическая обработка была выполнена для фоновых дней (за день до и на следующий день после СР). Определение параметров изменений характера сигнала проводилось относительно времен реальных стартов. Результаты статистической обработки регистраций для фоновых дней для двух типов ракет приведены на рис. 2—4 (фрагменты  $\delta$ ,  $\varepsilon$ ). Видно, что экспериментальный закон распределения величин времен запаздываний появления волновых возмущений близок к равномерному, что свидетельствует о случайной природе возмущений в день до и день после СР.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Практически после всех СР на регистрациях флуктуаций горизонтальных компонентов геомагнитного поля наблюдались изменения характера сигнала. Обычно увеличивалась амплитуда и период геомагнитных пульсаций. Иногда колебания подавлялись. Скорее всего, при этом при-

Таблица 5. Статистические характеристики основных параметров возмущений, сопутствовавших СР «Space Shuttle» ( $\Delta t$  — времена запаздывания возмущений,  $\Delta T$  и  $T$  — их продолжительности и периоды)

Параметр	Значение
$\Delta t_1$ , мин	$36.1 \pm 3.3$
$\Delta t_2$ , мин	$139.3 \pm 5.9$
$\Delta t_3$ , мин	$245.6 \pm 9.9$
$\Delta T_1$ , мин	$50.8 \pm 2.9$
$\Delta T_2$ , мин	$66.9 \pm 3.9$
$\Delta T_3$ , мин	$66.8 \pm 3.8$
$T_1$ , мин	$11.1 \pm 0.9$
$T_2$ , мин	$12.4 \pm 0.4$
$T_3$ , мин	$12.0 \pm 0.4$

ходил волновой процесс, фаза которого была сдвинута на  $180^\circ$  по отношению к фазе волнового процесса. Их наложение наблюдалось как подавление сигнала.

Важно, что вызванные стартами ракет пульсации геомагнитного поля мало чем отличались от естественных пульсаций [11, 23, 24]. Поэтому возникающие вслед за стартами изменения характера сигнала не дают полной уверенности, что эти изменения вызваны стартами ракет. Такой уверенности прибавляют результаты статистического анализа.

Как видно из рис. 2, есть три группы времен запаздывания возмущений геомагнитного поля. Конечно, число СР «Ariane-5» за пять лет было относительно небольшим (15 событий). Тем не менее, все три группы возмущений наблюдались уверенно.

Продолжительности трех типов возмущений были близки между собой и составляли 30—70 мин. Периоды преобладающих колебаний обычно находились в пределах от 12 до 14 мин.

Считая, что названные группы возмущений вызваны СР, оценим скорости их распространения. Как и ранее, будем полагать, что область эффективной генерации волн находится на высотах 100—150 км [2—7, 11, 23, 24] и что направление распространения возмущений близко к горизонтальному. Время движения  $\Delta t_0$  ракеты «Ariane-5» до середины этой области составляет около 5 мин. За это время ракета отклоняется в восточном направлении примерно на  $\Delta R \approx 500$  км. При этом скорректированные задержки  $\Delta t' = \Delta t - \Delta t_0$ , а скорректированные

расстояния  $R' = R - \Delta R \approx 9000$  км. Трем задержкам, приведенным в табл. 4, соответствуют значения скорректированных скоростей  $v'_1 \approx 2.5\text{--}3.1$  км/с,  $v'_2 \approx 680\text{--}740$  м/с и  $v'_3 \approx 500\text{--}530$  м/с.

При стартах системы «Space Shuttle» также наблюдаются три группы задержек (см. рис. 2—4, фрагменты *в*). Как и при СР «Ariane-5», длительности возмущений во всех группах составляли 40—90 мин, а периоды преобладающих колебаний изменялись от 10 до 14 мин.

Оценим далее скорости распространения возмущений. Учтем, что траектории полета системы «Space Shuttle» заметно отличаются от траекторий ракет «Союз», «Протон» и «Ariane-5». У космических челноков траектория более пологая. Высоты эффективной генерации волн система «Space Shuttle» достигает примерно через время  $\Delta t_0 \approx 9$  мин после старта. За это время система удаляется от космодрома примерно в восточном направлении на 1000—1500 км. Примем, что в среднем  $\Delta R \approx 1300$  км. Тогда  $R' \approx 8000$  км. Скорректированным по данным табл. 5 задержкам  $\Delta t'$  соответствуют скорректированные скорости  $v'_1 \approx 4.4\text{--}5.5$  км/с,  $v'_2 \approx 980\text{--}1070$  м/с и  $v'_3 \approx 540\text{--}590$  м/с.

Видно, что значения скоростей при СР «Ariane-5» и стартах системы «Space Shuttle» достаточно близки между собой. Близки они и к скоростям, наблюдаемым при СР с космодромов Плесецк ( $v'_1 \approx 4.9\text{--}6.1$  км/с,  $v'_2 \approx 880\text{--}910$  м/с и  $v'_3 \approx 325\text{--}400$  м/с), Байконур ( $v'_1 \approx 7\text{--}12$  км/с,  $v'_2 \approx 800\text{--}1100$  м/с и  $v'_3 \approx 300\text{--}440$  м/с) и космодромов Китая ( $v'_1 \approx 2.0\text{--}3.7$  км/с,  $v'_2 \approx 800\text{--}970$  м/с и  $v'_3 \approx 500\text{--}600$  м/с) [2—7, 11, 23, 24].

Значение скорости  $v_1$ , по-видимому, зависящее от состояния ионосферной плазмы и, вообще говоря, от направления по отношению к геомагнитному полю, свойственно медленным магнитогидродинамическим волнам.

Значение скорости  $v_2$ , изменяющееся от 700 до 1100 м/с относится, скорее всего, к ударно-волновым (нелинейным в начале пути) акустико-гравитационным (АГВ) волнам, представляющим собой волны плотности. Вблизи места генерации этих волн их относительная амплитуда достаточно большая (0.5—1), поэтому их называют ударными. По мере удаления волн от места

их генерации они постепенно превращаются в привычные АГВ [12, 13].

Скорость  $v_3 \approx 300\text{--}600$  м/с имеют линейные внутренние гравитационные волны. Не исключено, что задержки  $\Delta t_2$  и  $\Delta t_3$  могут относиться к одной и той же волне, к двум ее соседним периодам. При этом  $\Delta t_3 - \Delta t_2 \approx T$ , где  $T$  — период внутренней гравитационной волны. Значение  $T \approx 50\text{--}60$  мин характерно для относительно не сильно удаленных космодромов (Плесецк и Байконур). Для космодромов, удаленных на расстояние около 10000 км, значение  $T \approx 90\text{--}100$  мин.

Попытаемся ответить на вопросы, могут ли указанные типы волн распространяться на глобальные расстояния; как быстро они ослабеваются; могут ли они вызывать регистрируемые возмущения вблизи г. Харькова?

Начнем с волн, которым соответствуют скорости  $v_2$  и  $v_3$ . По нашим оценкам, для них декремент затухания  $\Gamma \approx (2.5\text{--}3) \cdot 10^{-4}$  км<sup>-1</sup>. Это означает, что при СР с космодромами Мыс Канаверал и Куру амплитуда волн уменьшается в  $\beta = \exp(\Gamma R')$  раз. При  $R' \approx 7000$  км  $\beta \approx 5.8\text{--}8.2$ , а при  $R' \approx 9000$  км  $\beta \approx 9.5\text{--}14.9$ .

Кроме того, АГВ (внутренние гравитационные волны) ослабляются за счет расходимости волны. При канализировании этих волн в термосферном волноводе возмущение плотности и давления в атмосфере  $\Delta p$  убывает как  $1/\sqrt{R'}$ . Если для Байконура  $R' \approx 2500$  км, то для космодромов Мыс Канаверал и Куру  $R' \approx 7000$  км и  $R' \approx 9000$  км. При этом значение  $\Delta p$  уменьшается в 1.7 и 1.9 раза по сравнению с возмущением давления при СР с космодромом Байконур. В целом при СР с американских континентов волны ослабляются в 10—14 и 18—28 раз. При  $\Delta p/p = 1$  вблизи места генерации АГВ (внутренние гравитационные волны) в окрестности г. Харькова  $\Delta p/p \approx 0.07\text{--}0.1$  и  $\Delta p/p \approx 0.03\text{--}0.05$  при СР с космодромов Мыс Канаверал и Куру.

Возмущения давления в волне приводят к волновым возмущениям концентрации электронов  $N$  и геомагнитного поля. При указанных значениях  $\Delta p/p$  относительные возмущения  $\Delta N/N \approx 0.01\text{--}0.1$ . Такой эффект обнаруживается радиофизическими методами [1—9, 14—17].

Как показывают наши оценки, при  $\Delta N/N \approx 0.01—0.1$ , амплитуда геомагнитных пульсаций, генерируемых волновыми возмущениями  $N$  в диапазоне периодов 10—20 мин, порядка единиц нанотесла. Именно такие значения амплитуд возмущений наблюдались нами.

Ослабление медленных МГД-волн ранее не освещалось. Можно предположить, что оно не больше, чем ослабление АГВ.

Таким образом, есть основания считать, что возмущения, вызванные СР с космодромов Мыс Канаверал и Куру, могут доходить до г. Харькова и быть зарегистрированными.

Об этом свидетельствуют результаты многолетних исследований, в которых принимал участие один из авторов настоящей работы [2—9, 15, 20—22, 26]. Важно, что скорости распространения возмущений, даваемые радиофизическими и магнитометрическим методами, близки. Это означает, что геомагнитные пульсации генерируются возмущениями  $N$  вблизи места регистрации пульсаций. По этой причине скорости распространения, получаемые посредством геомагнитных наблюдений, скорее всего, не зависят (или слабо зависят) от ориентации трассы распространения по отношению к геомагнитному полю.

Дополнительным аргументом в пользу генерации геомагнитных пульсаций СР является сравнение гистограмм времен запаздываний для дней с СР и фоновых дней. Как и следовало ожидать, в фоновые дни закон распределения задержек близок к равномерному.

Следует также иметь в виду, что мощность системы «Space Shuttle» примерно в 3—7 раз больше мощности ракет «Протон» и «Союз» соответственно. Это означает, что и величина создаваемых в месте генерации возмущений в 3—7 раз больше, чем при стартах менее мощных ракет.

Что же касается ракеты «Ariane-5», ее мощность всего в 2.2 раза больше мощности ракеты «Союз». Мощности ракеты «Протон» и «Ariane-5» примерно равны.

## ВЫВОДЫ

- Изучены характеристики геомагнитных пульсаций, сопутствовавших стартам 11 систем

«Space Shuttle» и 15 ракет «Ariane-5» с космодромов Мыс Канаверал и Куру, имевших место в 2002—2007 гг. Установлено, что практически все СР сопровождались генерацией пульсаций в диапазоне периодов 10—15 мин. Амплитуда пульсаций составляла несколько нанотесла.

- В результате статистического анализа данных наблюдений выявлены три группы возмущений, имевших запаздывания 13—58, 133—163 и 193—253 мин при СР с космодрома Мыс Канаверал, а также 13—88, 193—238 и 300—330 мин при СР с космодрома Куру.

- В предположении, что возмущения геомагнитного поля вызваны СР, определены скорости распространения, соответствующие трем группам запаздываний. Для американских ракет эти скорости близки к 4.4—5.5 км/с, 980—1070 м/с и 540—590 м/с. Для европейских ракет значения скоростей равны 2.5—3.1 км/с, 680—740 м/с и 480—540 м/с.

- Непротиворечивость полученных параметров возмущений с результатами наших более ранних исследований и результатами других исследований позволяет нам утверждать, что описанные в настоящей работе геомагнитные пульсации могут генерироваться при полетах ракет, стартовавших с космодромов Мыс Канаверал и Куру.

Авторы благодарны К. П. Гармашу и С. Г. Лесусу за проведение систематических магнитометрических измерений.

- Афраймович Э. Л., Перевалова Н. П., Плотников А. В. Регистрация ионосферных откликов на ударно-акустические волны, генерируемые при запусках ракет-носителей // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 6.—С. 790—797.
- Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 2.—С. 143—162.
- Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Волновые процессы в F-области ионосферы, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и аэрономия.—2006.—46, № 6.—С. 783—800.
- Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты комплексных радиофизических наблюдений волновых возмущений в геокосмосе, сопровождавших старты и полеты ракет // Космічна наука і технологія. Додаток.—2003.—9, № 2.—С. 57—61.

5. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопутствовавшие стартам ракет на фоне естественных переходных процессов // Геомагнетизм и аэрономия.—2004.—44, № 4.—С. 518—534.
6. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Комплексные радиофизические исследования волновых возмущений в ионосфере, сопровождавших старты ракет на фоне естественных нестационарных процессов // Радиофизика и радиоастрономия.—2004.—9, № 1.—С. 5—28.
7. Бурмака В. П., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Волновые возмущения в геокосмосе, сопровождавшие старты и полеты ракет «Союз» и «Протон» // Радиофизика и радиоастрономия.—2005.—10, № 3.—С. 254—272.
8. Гармаш К. П., Гоков А. М., Костров Л. С. и др. Радиофизические исследования и моделирование процессов в ионосфере, возмущенной источниками различной природы. 2. Процессы в искусственно-возмущенной ионосфере. Вариации характеристик радиосигналов. Моделирование возмущений // Вестник Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника.—1999.—№ 427, вып. 1.—С. 3—22.
9. Гармаш К. П., Костров Л. С., Розуменко В. Т. и др. Глобальные возмущения ионосферы, вызванные стартом ракеты, на фоне магнитной бури // Геомагнетизм и аэрономия.—1999.—39, № 1.—С. 72—78.
10. Гармаш К. П., Леус С. Г., Пазюра С. А. и др. Статистические характеристики флюктуаций электромагнитного поля Земли // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 2.—С. 163—180.
11. Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Вариации геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам и полетам космических аппаратов // Космічна наука і технологія.—2007.—13, № 6.—С. 87—98.
12. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974.—256 с.
13. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978.—532 с.
14. Засов Г. Ф., Карлов В. Д., Романчук Т. Е. и др. Наблюдение возмущений в нижней ионосфере во время экспериментов по программе Союз—Аполлон // Геомагнетизм и аэрономия.—1977.—17, № 2.—С. 346—348.
15. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты космических аппаратов // Радиофизика и радиоастрономия.—1999.—4, № 3.—С. 227—246.
16. Нагорский П. М. Неоднородная структура области F ионосферы, образованная ракетами // Геомагнетизм и аэрономия.—1998.—38, № 2.—С. 100—106.
17. Нагорский П. М., Таращук Ю. Е. Искусственная модификация ионосферы при стартах ракет, выводящих на орбиту космические аппараты // Изв. вузов. Физика.—1993.—№ 10.—С. 94—106.
18. Соколова О. И., Краснов В. М., Николаевский Н. Ф. Изменения геомагнитного поля под влиянием запусков ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и аэрономия.—2003.—46, № 4.—С. 561—565.
19. Сорокин В. М., Федорович Г. В. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. — М.: Энергоиздат, 1982.—134 с.
20. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 1.—С. 59—106.
21. Черногор Л. Ф. Земля—атмосфера—ионосфера—магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 // Нелинейный мир.—2006.—4, № 12.—С. 655—697.
22. Черногор Л. Ф. Земля—атмосфера—ионосфера—магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 // Нелинейный мир.—2007.—5, № 4.—С. 55—97.
23. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Волновые возмущения геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Плесецк // Космічна наука і технологія.—2008.—14, № 3.—С. 29—38.
24. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов КНР // Космічна наука і технологія.—2008.—14, № 4.—С. 92—99.
25. Arendt P. R. Ionospheric undulations following Apollo 14 Launching // Nature.—1971.—231.—Р. 438—439.
26. Chernogor L. F., Garmash K. P., Kostrov L. S., et al. Perturbations in the ionosphere following U. S. powerful space vehicle launching // Radio Physics and Radio Astronomy.—1998.—3, N 2.—Р. 181—190.

---

#### GEOMAGNETIC PULSATIONS ASSOCIATED WITH ROCKET LAUNCHES FROM THE CANAVERAL CAPE COSMODROME AND COURU COSMODROME

*L. F. Chernogor, M. A. Shamota*

This paper analyses geomagnetic field variations in 1—1000 s period range that accompanied 11 Space Shuttle system launches from the Cape Canaveral Cosmodrome and 15 Ariane-5 rocket launches from the Couru Cosmodrome in 2002—2007. The measurements were made near Kharkiv city at approximately 10000 km from the cosmodromes. The analysis revealed three groups of disturbances for Ariane 5 with time delays of 28—88, 193—238 and 300—330 min and durations of 30—70, 33—63 and 30—70 min. The 12—14 min geomagnetic micropulsation periods became predominant. For Space Shuttle system, three groups of disturbances with time delays of 13—58, 133—163 and 193—253 min and durations of 36—60, 54—90 and 63—93 min were revealed. The 6—10 min geomagnetic micropulsation periods became predominant in the first group. The 10—14 min periods became predominant in the second and third groups of disturbances. The amplitudes of these micropulsations attained a value of 3—5 nT.

## НАШІ АВТОРИ

---

**АЛІКАЄВА** Кармія Віталіївна — старший науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки -- фізика Сонця.

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

Напрямок науки — фізика Сонця.

**АНДРІЄНКО** Олексій Вікторович — провідний інженер Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України.

Напрям науки — фізика Сонця.

**ВОЙЦЕХОВСЬКА** Ганна Дмитрівна — науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика космічної плазми.

**ВОРОБЙОВ** Анатолій Іванович — старший науковий співробітник ДУ «Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАН України», кандидат геолого-мінералогічних наук.

Напрям науки — геологічні, геофізичні та супутникові методи пошуків покладів нафти і газу, розробка методики комплексної інтерпретації супутникової, геологічної і геофізичної інформації, розробка супутникової технології пошуків покладів нафти і газу на шельфі. Прогноз землетрусів з використанням супутникового моніторингу Землі.

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

Напрям науки — фізика космічної плазми.

**ЗЄЛИК** Ярема Ігорович — провідний науковий співробітник Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, доктор технічних наук.

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

**КАРАТАЄВА** Лариса Михайлівна — молодший науковий співробітник Львівського центру Інституту космічних досліджень Національної академії наук та Національного космічного агентства України.

Напрям науки — сонячно-земні зв'язки, вплив космічних факторів на земні процеси.

**КИЗЬЮРОВ** Юрій Веніамінович — старший науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика плазми, геліофізика, фізика іоносфери.

**КОНДРАШОВА** Ніна Миколаївна — старший науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки -- фізика Сонця.

**КОСТИК** Роман Іванович — головний науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, член-кореспондент Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки -- фізика Сонця.

**КРИШТАЛЬ** Олександр Нектарійович — старший науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика плазми, теоретична фізика.

**ЛИЧАК** Михайло Михайлович — головний науковий співробітник відділу керування динамічними системами Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, доктор фізико-математичних наук, професор.

Напрям науки — керування динамічними системами, сонячна активність.

**ЛЯЛЬКО** Вадим Іванович — директор ДУ «Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАН України», член-кореспондент НАН України, доктор геолого-мінералогічних наук, професор.

Напрям науки — аерокосмічні дослідження Землі, енергомасообмін в геосистемах, геоекологія, гідрогеологія.

**МАЛОВИЧКО** Павло Петрович — старший науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика плазми, геліофізика.

**МЕЗЕНЦЕВ** Валентин Петрович — науковий співробітник Львівського центру Інституту космічних досліджень Національної академії наук та Національного космічного агентства України

Напрям науки — цифрова обробка сигналів, сонячно-земні зв'язки.

**ОЛЬШЕВСЬКИЙ** В'ячеслав Леонідович — аспірант Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України.

Напрям науки -- фізика Сонця.

**ОСІПОВ** Сергій Миколайович — старший науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико- математичних наук.

Напрям науки — фізика Сонця.

**СІРЕНКО** Олена Костянтинівна — науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика космічної плазми.

**СОРОКА** Ольга Сільвестрівна — молодший науковий співробітник Львівського центру Інституту космічних досліджень Національної академії наук та Національного космічного агентства України.

Напрям науки — сонячно-земні зв'язки, фізика космосу та земної атмосфери, дослідження атмосферного інфразвуку як екологічного фактору.

**СОРОКА** Сільвестр Олексійович -- директор Львівського центру Інституту космічних досліджень Національної академії наук та Національного космічного агентства України, кандидат технічних наук

Напрям науки — сонячно-земні зв'язки, фізика атмосфери, атмосферна акустика, космічна погода, радіофізичні дослідження системи атмосфера — іоносфера.

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

Напрямок науки — фізика Сонця.

**ХОМЕНКО** Олена Володимирівна — науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико- математичних наук.

Напрям науки — фізика Сонця.

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

Напрям науки — космічна фізика, космічна радіофізика, космічна екологія і космічна погода.

**ЧОРНОГОР** Світлана Миколаївна — науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико- математичних наук.

Напрям науки — фізика Сонця.

ШАМОТА Марія Олександровна — випускниця радіофізичного факультету Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, бакалавр прикладної фізики, магістр з радіофізики і електроніки, лауреат премії «Найкращий молодий науковець Харківщини».

Напрям науки — геофізика, дослідження геокосмосу, варіації геомагнітного поля.

ШУЛЬГА Володимир Ілліч — старший науковий співробітник ДУ «Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАН України», кандидат технічних наук.

Напрям науки — комп’ютерна обробка — розпізнавання космічних зображень, ГІС-технології.

ЩУКІНА Наталія Геннадіївна — завідувач відділу фізики Сонця Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук, лауреат премії Національної академії наук України ім. Барабашова.

Напрям науки -- фізика Сонця.

## АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК ДО ТОМУ 14 ЗА 2008 Р.

*Агапитов А. В., Черемных О. К. Генерация солнечным ветром собственных УНЧ-мод магнитосфери Земли // 2008.—14, № 4.— С. 72—81.*

*Агапітов О. В. — див. Черемних О. К.*

*Алексеев Е. М., Хвостов М. Н., Ефимчук Б. П., Волков В. П. Безжидкостное измерение объемов узлов ракетно-космической техники // 2008.—14, № 3.—С. 93—97.*

*Алексеев Ю. Г. — див. Конорев Б. М.*

*Алексєєв Ю. С., Баулін С. О., Конюхов С. М., Федоров О. П., Яцків Я. С. Концептуальні підходи до розробки Загальнодержавної цільової науково-технічної космічної програми України на 2008—2012 роки // 2008.—14, № 1.—С. 3—9.*

*Аликаєва К. В. — див. Щукина Н. Г.*

*Андрєєва О. А. — див. Зєлік Я. І.*

*Андрієнко А. В. — див. Щукина Н. Г.*

*Анфимов Н. А., Лук'ященко В. И., Ольшанский В. М., Суворов В. В., Цимбалюк М. М. Основные результаты исследований, выполненных на российском сегменте Международной космической станции, и перспективы реализации российских экспериментов с участием Украины // 2008.—14, № 2.—С. 42—45.*

*Бандель К. А. — див. Шувалов В. А.*

*Баулін С. О. — див. Алексєєв Ю. С.*

*Белов Д. Г. Влияние электроэнергетических дисбалансов на работоспособность космического аппарата в нештатных режимах // 2008.—14, № 3.—С. 4—11.*

*Березовський В. Я., Літовка І. Г., Костюченко О. С., Янко Р. В. Вплив мелатоніну на процеси фізіологічної регенерації кісткової тканини молодих та дорослих щурів // 2008.—14, № 3.—С. 75—81.*

*Боднар О. М., Козлов З. В., Федоровський О. Д. Системне моделювання природних процесів на основі космічної інформації ДЗЗ і наземних спостережень // 2008.—14, № 4.—С. 53—57.*

*Браженко А. Й. — див. Фалькович І. С.*

*Бубнов І. Н. — див. Фалькович І. С.*

*Бурмака В. П., Черногор Л. Ф. Волновые возму-*

*щения в ионосфере в период весеннего равноденствия 2006 г. // 2008.—14, № 4.—С. 82—91.*

*Бушуев Е. И., Волошин В. И., Левенко А. С., Капустин Е. И., Стефаншин Я. И. Подходы к построению и эксплуатации национальной орбитальной группировки спутников ДЗЗ // 2008.—14, № 2.—С. 32—41.*

*Ващенко В. Н., Голубничий П. И., Кривоносов С. Д., Павлович В. Н., Русов В. Д., Филоненко А. Д., Фомин С. П., Шульга Н. Ф. Детектирование потоков космических лучей сверхвысокой энергии на окололунной орбите // 2008.—14, № 2.—С. 68—72.*

*Велесь А. А. — див. Шаврина А. В.*

*Видьмаченко А. П. — див. Яцків Я. С.*

*Войцеховская А. Д. — див. Кришталь А. Н.*

*Волков В. П. — див. Алексєєв Е. М.*

*Воловик Д. — див. Кузьков В.*

*Волошин В. И., Левенко А. С. Анализ тенденций развития рынка дистанционного зондирования Земли // 2008.—14, № 2.—С. 13—21.*

*Волошин В. И. — див. Бушуев Е. И.*

*Воробйов А. І. — див. Лялько В. І.*

*Герасименко С. В. — див. Кришталь А. Н.*

*Герасимова Н. Н. — див. Колосков А. В.*

*Глемба В. И. — див. Лизунов Г. В.*

*Голубничий П. И. — див. Ващенко В. Н.*

*Горностаев Г. Ф. Стендовые испытания теплозащиты при лучистом нагреве // 2008.—14, № 1.—С. 25—29.*

*Горностаев Г. Ф. Волоконно-оптические датчики уноса теплозащиты // 2008.—14, № 3.—С. 12—18.*

*Гридин А. А. — див. Фалькович І. С.*

*Грицай А. В. — див. Євшевський О. М.*

*Грицай А. В. — див. Євшевський О. М.*

*Грицай З. І. — див. Євшевський О. М.*

*Даник Ю. Г. Безпілотні літальні апарати: означення, класифікація, стан та перспективи розвитку і використання // 2008.—14, № 1.—С. 30—43.*

*Дзюбанов Д. А., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф.*

- Исследование и моделирование вариаций параметров ионосферной плазмы в период минимума 23-го цикла солнечной активности // 2008.—14, № 1.—С. 44—56.
- Донец В. В.* — див. Кочубей С. М.
- Дон Ю. А.* — див. Лившиц А. Б.
- Доровский В. В.* — див. Фалькович И. С.
- Еременко Н. А.* — див. Шаврина А. В.
- Ефимчук Б. П.* — див. Алексеев Е. М.
- Євтушевський О. М., Грицай А. В., Мілінєвський Г. П.* Антарктична тропопауза у зимово-весняний період // 2008.—14, № 4.—С. 58—71.
- Євтушевський О. М., Грицай А. В., Мілінєвський Г. П., Кравченко В. О., Грицай З. І.* Порівняння наземних та супутникових вимірювань загального вмісту озону над антарктичною станцією Академік Вернадський (1996—2005 рр.) // 2008.—14, № 5.—С. 74—84.
- Ємець В. В.* Області доцільного застосування ракет-носіїв із спалимими поліетиленовими баками // 2008.—14, № 1.—С. 17—24.
- Жалило А. А., Желанов А. А., Шелковенков Д. А., Шокало В. М.* Оценка точности калибровки положения и вариаций фазовых центров приемных GPS/GNSS-антенн // 2008.—14, № 4.—С. 39—52.
- Желанов А. А.* — див. Жалило А. А.
- Желтов П. Н.* — див. Зевако В. С.
- Желтов П. Н.* — див. Лившиц А. Б.
- Желтов П. Н.* — див. Погорелов А. А.
- Житомирська К. Г.* — див. Куссуль Н. М.
- Зализовский А. В.* — див. Ямпольский Ю. М.
- Занимонский Е. М.* — див. Ямпольский Ю. М.
- Засуха С. А.* — див. Конорев Б. М.
- Зевако В. С., Желтов П. Н.* ОАО «Украинский научно-исследовательский институт технологии машиностроения»: 45 лет создания и внедрения научноемких технологий в промышленность Украины // 2008.—14, № 3.—С. 84—87.
- Зевако В. С.* — див. Сливинский В. И.
- Зелик Я. І., Степанян Н. М., Андрєєва О. А.* Часові зміни диференціального обертання активних ділянок та корональних дір і їхній зв'язок з рівнем сонячної активності // 2008.—14, № 6.—С. 18—38.
- Іванов Ю. С.* — див. Яцків Я. С.
- Іванов Ю. С.* — див. Шаврина А. В.
- Казанцев Т. А.* — див. Кочубей С. М.
- Калинichenko Н. Н.* — див. Фалькович И. С.
- Капустин Е. И.* — див. Бушуев Е. И.
- Каратаева Л. М.* — див. Сорока С. О.
- Карпикова О. А.* — див. Сливинский В. И.
- Кислов А. М.* — див. Похил Ю. А.
- Клименко Ю. А., Яценко В. А., Шатохина Ю. В., Пруцко Ю. В., Семенив О. В.* О возможной реализации спутникового датчика микроускорений на основе нанотрубок // 2008.—14, № 2.—С. 73—76.
- Козак Л. В., Саливонов А. И.* Вариацииочных измерений температуры верхней атмосферы Земли в течение года // 2008.—14, № 2.—С. 77—83.
- Козлова А. О.* — див. Станкевич С. А. (б)
- Козлов З. В.* — див. Боднар О. М.
- Колосков А. В., Синицын В. Г., Герасимова Н. Н., Ямпольский Ю. М.* Околоземные резонаторы СНЧ-волн как индикаторы космической погоды // 2008.—14, № 5.—С. 49—64.
- Кондрашова Н. Н.* — див. Щукина Н. Г.
- Коноваленко А. А.* — див. Фалькович И. С.
- Конорев Б. М., Алексеев Ю. Г., Засуха С. А., Семенов Л. П., Харченко В. С., Чертыков Г. Н.* Квалификационные испытания критического программного обеспечения космических систем: целевая технология независимой верификации и прогнозирования скрытых дефектов // 2008.—14, № 4.—С. 9—26.
- Конюхов С. М.* — див. Алексеев Ю. С.
- Корепанов В. Е.* — див. Лизунов Г. В.
- Костюченко О. С.* — див. Березовський В. Я.
- Костык Р. И.* — див. Щукина Н. Г.
- Кочубей Г. С.* — див. Шувалов В. А.
- Кочубей С. М., Казанцев Т. А., Донец В. В.* Использование деривативных вегетационных индексов для устранения помех, создаваемых отражением почвы при дистанционном зондировании растительности // 2008.—14, № 3.—С. 69—74.
- Кравченко В. О.* — див. Євтушевський О. М.
- Кривоносов С. Д.* — див. Ващенко В. Н.
- Кришталь А. Н., Войцеховская А. Д., Герасименко С. В., Кызыюров Ю. В., Маловичко П. П., Сиренко Е. К.* Исследование процессов генерации МГД-волн, их трансформации и переноса волновой энергии при наличии крупномасштабных электромагнит-

- ных полей в атмосфере Сонця і гелиосфері // 2008.—14, № 6.—С. 3—17.
- Крон М.* — див. Шаврина А. В.
- Крючков Е. И.* — див. Лизунов Г. В.
- Кузьков В., Содник З., Кузьков С., Воловик Д., Пуха С.* Лазерні комунікаційні експерименти між геостаціонарним супутником і наземним телескопом // 2008.—14, № 2.—С. 51—55.
- Кузьков С.* — див. Кузьков В.
- Куссуль Н. М., Шелестов А. Ю., Скакан С. В., Житомирська К. Г.* Автоматична система прогнозування міжпланетних ударних хвиль у сонячному вітрі // 2008.—14, № 3.—С. 39—47.
- Кызыюров Ю. В.* — див. Кришталь А. Н.
- Левенко А. С.* — див. Бушуев Е. И.
- Левенко А. С.* — див. Волошин В. И.
- Левин А. Я.* — див. Похил Ю. А.
- Лившиц А. Б., Дон Ю. А., Желтов П. Н.* Енергосберегаюче наноанодування алюминієвих сплавів // 2008.—14, № 3.—С. 98—100.
- Лизунов Г. В., Глемба В. И., Корепанов В. Е., Крючков Е. И., Лукенюк А. А., Скородюк Т. В., Федоров О. П., Шувалов В. А.* Космічний експеримент «Потенціал» на борту спутника «Сич-2» // 2008.—14, № 4.—С. 3—8.
- Лизунов Г. В.* — див. Ямпольский Ю. М.
- Лисаченко В. Н.* — див. Ямпольский Ю. М.
- Литвиненко Л. Н.* — див. Фалькович И. С.
- Личак М. М.* Цикли сонячної активності і викиданнях нею геофізичних ефектів, їхній аналіз та прогнозування // 2008.—14, № 6.—С. 39—51.
- Лищина В. Д.* — див. Яковлев В. В.
- Літова I. Г.* — див. Березовський В. Я.
- Лукенюк А. А.* — див. Лизунов Г. В.
- Лук'яненко В. И.* — див. Анфимов Н. А.
- Лялько В. И., Попов М. А.* Полигоны ДЗЗ в Украине как элемент глобальной системы GEOSS/GMES // 2008.—14, № 2.—С. 3—12.
- Лялько В. И., Воробйов А. И., Шульга В. И.* Можливості короткострокового прогнозу землетрусів на основі супутникового моніторингу лінійних аномалій хмарності // 2008.—14, № 6.—С. 69—72.
- Лялько В. И., Шпортиuk З. М., Сахацький О. І., Сибірцева О. М.* Використання індексів червоного краю та водних індексів за гіперспектральними даними EO-1 «Hyperion» для класифікації земного покриву // 2008.—14, № 3.—С. 55—68.
- Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф.* Атмосферно-іоносферні ефекти частного сонечного затміння 3 жовтня 2005 р. в Харкові. 2. Результати розрахов та обговорення // 2008.—14, № 1.—С. 57—64.
- Ляшенко М. В.* — див. Дзюбанов Д. А.
- Маловичко П. П.* — див. Кришталь А. Н.
- Мезенцев В. П.* — див. Сорока С. О.
- Мельник В. Н.* — див. Фалькович И. С.
- Мілінєвський Г. П.* — див. Євтушевський О. М.
- Мілінєвський Г. П.* — див. Євтушевський О. М.
- Монсар О. А.* — див. Шаврина А. В.
- Мороженко А. В.* — див. Яцків Я. С.
- Ольшанський В. М.* — див. Анфимов Н. А.
- Ольшевский В. Л.* — див. Щукина Н. Г.
- Осипов С. Н.* — див. Щукина Н. Г.
- Ольяк М. Р.* — див. Фалькович И. С.
- Павленко Я. В.* — див. Шаврина А. В.
- Павлович В. Н.* — див. Ващенко В. Н.
- Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф.* Особенности ионосферной бури 4—6 апреля 2006 г. // 2008.—14, № 1.—С. 65—76.
- Парновский А. С.* Прогнозирование  $D_{st}$ -индекса методом линейного регрессионного анализа // 2008.—14, № 3.—С. 48—54.
- Парновский О. С.* — див. Черемніх О. К.
- Писанко А. Г.* Устройство сбора информации // 2008.—14, № 1.—С. 85—87.
- Погорелов А. А., Желтов П. Н., Семенов Л. П.* Основные направления развития технологий неразрушающего контроля в ракетно-космической отрасли // 2008.—14, № 3.—С. 86—90.
- Попов М. А.* — див. Лялько В. И.
- Похил Ю. А., Кислов А. М., Романенко В. Г., Левин А. Я.* КЭ «Пента—Усталость». Численное моделирование тепловых режимов блока циклического нагружения образцов в бортовой установке «Цикл-1» // 2008.—14, № 2.—С. 46—50.
- Приймак А. И.* — див. Шувалов В. А.
- Прудко Ю. В.* — див. Клименко Ю. А.
- Пуха С.* — див. Кузьков В.
- Романенко В. Г.* — див. Похил Ю. А.
- Романюк Я. О.* — див. Шаврина А. В.
- Русов В. Д.* — див. Ващенко В. Н.

- Саливонов А. И.* — див. Козак Л. В.  
*Сахацький О. І.* — див. Лялько В. І.  
*Сахацький О. І.* — див. Станкевич С. А. (б)  
*Семенив О. В.* — див. Клименко Ю. А.  
*Семенов Л. П.* — див. Конорев Б. М.  
*Семенов Л. П.* — див. Погорелов А. А.  
*Сибирцева О. М.* — див. Лялько В. І.  
*Сидоренко В. И.* — див. Черемных О. К.  
*Синицын В. Г.* — див. Колосков А. В.  
*Синявский И. И.* — див. Шаврина А. В.  
*Синявский И. И.* — див. Яцків Я. С.  
*Сиренко Е. К.* — див. Кришталь А. Н.  
*Скаакун С. В.* — див. Куссуль Н. М.  
*Скороход Т. В.* — див. Лизунов Г. В.  
*Сливинский В. И., Зевако В. С., Ткаченко Г. В., Карпикова О. А.* Сотовые заполнители в конструкциях авиационно-космического назначения // 2008.—14, № 3.—С. 101—107.  
*Содник З.* — див. Кузьков В.  
*Сорока О. С.* — див. Сорока С. О.  
*Сорока С. О., Мезенцев В. П., Карапаева Л. М., Сорока О. С.* Інфразвук космічного походження та його вплив на земні процеси // 2008.—14, № 6.—С. 73—88.  
*Сосонкин М. Г.* — див. Шаврина А. В.  
*Сосонкин М. Г.* — див. Яцків Я. С.  
*Станкевич С. А.* Информативность оптических диапазонов дистанционного наблюдения Земли из космоса: практические алгоритмы // 2008.—14, № 2.—С. 22—29.  
*Станкевич С. А., Сахацький О. І., Козлова А. О.* Класифікування покріплів ландшафту з використанням повного набору нормалізованих міжканальних індексів і додаткових контекстуальних ознак // 2008.—14, № 2.—С. 28—31. (б)  
*Степанян Н. М.* — див. Зєлик Я. І.  
*Стефаншин Я. И.* — див. Бушуев Е. И.  
*Суворов В. В.* — див. Анфимов Н. А.  
*Сумарук Ю. П.* Геомагнітна активність та динаміка секторної структури міжпланетного магнітного поля // 2008.—14, № 2.—С. 84—91.  
*Таран В. И.* — див. Пазюра С. А.  
*Ткаченко Г. В.* — див. Сливинский В. И.  
*Токмак Н. А.* — див. Шувалов В. А.  
*Фалькович И. С., Калиниченко Н. Н., Коноваленко А. А., Литвиненко Л. Н., Мельник В. Н., Ольяк М. Р., Доровский В. В., Гридин А. А., Бубнов И. Н., Браженко А. И.* Космическая погода по наблюдениям межпланетных мерцаний и спорадического радиоизлучения Солнца на декаметровых волнах // 2008.—14, № 5.—С. 37—48.  
*Федоренко А. К.* Спутниковые наблюдения среднемасштабных акусто-гравитационных волн над полярными шапками // 2008.—14, № 5.—С. 65—73.  
*Федоров О. П.* — див. Алексеев Ю. С.  
*Федоров О. П.* — див. Лизунов Г. В.  
*Федоровський О. Д.* — див. Боднар О. М.  
*Філоненко А. Д.* — див. Ващенко В. Н.  
*Фомін С. П.* — див. Ващенко В. Н.  
*Харченко В. С.* — див. Конорев Б. М.  
*Хвостов М. Н.* — див. Алексеев Е. М.  
*Хоменко Е. В.* — див. Щукина Н. Г.  
*Цимбалюк М. М.* — див. Анфимов Н. А.  
*Черемных О. К., Парновський О. С., Агапітов О. В.* Дослідження збурень та колективних рухів плазми у внутрішній магнітосфері Землі // 2008.—14, № 5.—С. 95—106.  
*Черемных О. К., Сидоренко В. И., Яценко В. А.* Нелинейные динамико-информационные модели магнитосферы для прогнозирования космической погоды // 2008.—14, № 1.—С. 77—84.  
*Черемных О. К.* — див. Агапитов А. В.  
*Черногор Л. Ф., Шамота М. А.* Волновые возмущения геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Плесецк // 2008.—14, № 3.—С. 29—38.  
*Черногор Л. Ф., Шамота М. А.* Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов КНР // 2008.—14, № 4.—С. 92—101.  
*Черногор Л. Ф., Шамота М. А.* Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов Мыс Канаверал и Куру // 2008.—14, № 6.—С. 89—98.  
*Черногор Л. Ф.* — див. Бурмака В. П.  
*Черногор Л. Ф.* — див. Дзюбанов Д. А.  
*Черногор Л. Ф.* — див. Ляшенко М. В.  
*Черногор Л. Ф.* — див. Пазюра С. А.  
*Чертков Г. Н.* — див. Конорев Б. М.  
*Чорногор С. Н.* — див. Щукина Н. Г.  
*Шаврина А. В., Павленко Я. В., Велесь А. А., Шеминова В. А., Синявский И. И., Сосонкин М. Г., Романюк Я. О., Еременко Н. А., Иванов Ю. С., Монсар О. А., Крон М.* Общее содержание озона в тропосфере и

- тропосферные профили озона над Киевом в 2007 году // 2008.—14, № 5.—С. 85—94.
- Шамота М. А.* — див. Черногор Л. Ф.
- Шамота М. А.* — див. Черногор Л. Ф.
- Шамота М. А.* — див. Черногор Л. Ф.
- Шатохина Ю. В.* — див. Клименко Ю. А.
- Шелестов А. Ю.* — див. Куссуль Н. М.
- Шелковенков Д. А.* — див. Жалило А. А.
- Шеминова В. А.* — див. Шаврина А. В.
- Шокало В. М.* — див. Жалило А. А.
- Шпортиюк З. М.* — див. Лялько В. І.
- Шувалов В. А., Приймак А. І., Бандель К. А., Кочубей Г. С., Токмак Н. А.* Эффекты магнитогидродинамического управления теплообменом и торможением намагниченных тел в атмосфере и магнитосфере Земли // 2008.—14, № 4.—С. 27—38.
- Шувалов В. А.* — див. Лизунов Г. В.
- Шульга В. І.* — див. Лялько В. І.
- Шульга Н. Ф.* — див. Ващенко В. Н.
- Щукина Н. Г., Кондрашова Н. Н., Хоменко Е. В., Костык Р. И., Чорногор С. Н., Аликаєва К. В., Ольшевский В. Л., Осипов С. Н., Андриенко А. В.* Построение динамических моделей фотосферных и хромосферных слоев вспышек с целью изучения
- условий их возникновения и развития // 2008.—14, № 6.—С. 52—68.
- Яковлев В. В., Лищина В. Д.* Актуальные вопросы использования воды в космических экспедициях средней продолжительности // 2008.—14, № 2.—С. 92—96.
- Ямпольский Ю. М., Зализовский А. В., Занимонский Е. М., Лизунов Г. В., Лисаченко В. Н.* Связь атмосферной и космической погодных систем // 2008.—14, № 5.—С. 6—36.
- Ямпольский Ю. М.* — див. Колосков А. В.
- Янко Р. В.* — див. Березовський В. Я.
- Яценко В. А.* — див. Клименко Ю. А.
- Яценко В. А.* — див. Черемных О. К.
- Яцків Я. С., Видьмаченко А. П., Мороженко А. В., Сосонkin M. Г., Ivanov Ю. С., Синявский И. И.* Спектрополяриметрическая аппаратура для внеатмосферного исследования тел Солнечной системы // 2008.—14, № 2.—С. 56—67.
- Яцків Я. С.* — див. Алексеев Ю. С.
- Rekha Agarwal Mishra, Rajesh K. Mishra* Cosmic ray modulation at neutron monitor energies // 2008.—14, № 3.—С. 19—28.
- Rajesh K. Mishra* — see Rekha Agarwal Mishra

## ХРОНІКА

- Яков Соломонович Шифрин (к 88-летию со дня рождения) // 2008.—14, № 1.—С. 88—91.
- НОВА КНИГА // 2008.—14, № 1.—С. 94—97.
- НОВИНИ КОСМІЧНИХ АГЕНТСТВ СВІТУ // 2008.—14, № 1.—С. 98.
- УГОДА МІЖ УРЯДОМ УКРАЇНИ ТА ЄВРОПЕЙСЬКИМ КОСМІЧНИМ АГЕНТСТВОМ щодо співробітництва у ВИКОРИСТАННІ КОСМІЧНОГО ПРОСТОРУ В МИРНИХ ЦІЛЯХ // 2008.—14, № 1.—С. 10—16.
- 45 років Відкритому акціонерному товариству «Український науково-дослідний інститут
- технології машинобудування». Основні історичні дати становлення та розвитку // 2008.—14, № 3.—С. 82—83.
- До 90-річчя від дня народження президента Національної академії наук України академіка Б. Є. Патона // 2008.—14, № 5.—С. 107—108.
- Указ Президента України № 827/2008 «Про додаткові заходи щодо розвитку наукової і науково-технічної діяльності Національної академії наук України» // 2008.—14, № 5.—С. 4—5.