

УДК 523.9

М. И. Стодилка

Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету ім. І. Франка, Львів

## О природе пятиминутных колебаний яркости Солнца

Надійшла до редакції 26.04.06

Розглядаються можлива природа і походження п'ятихвилинних осциляцій яскравості Сонця. За спостереженнями Сонця (ДИФОС-Ф, VIRGO SPM, VTT-лінія  $\lambda$  532.418 нм Fe I з високим просторовим розділенням) шляхом розв'язування інверсної задачі перенесення випромінювання відтворено висотну стратифікацію як глобальних коливань низких порядків  $l$ , так і локальних коливань температури у фотосфері Сонця. Із фотосферних коливань виділено псевдоглобальні коливання температури, що дозволило дослідити вклад акустичних і внутрішніх гравітаційних мод у коливання яскравості Сонця. Показано, що останні виникають, скоріш за все, у результаті розсіяння  $p$ -мод низких порядків на сонячних гранулах з наступною конструктивною інтерференцією.

### ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения излучения Солнца как звезды показывают наличие колебаний не только скорости, но и яркости. Последние были впервые выявлены во время эксперимента ACRIM на спутнике SMM [39], позже во время миссии PHOBOS (эксперимент IPHIR [10]), а также во время недавних экспериментов на сателлитах CORONAS и SOHO. Несмотря на значительный атмосферный шум, вариации излучения Солнца наблюдаются и в наземных условиях.

Глобальные (резонансные) пятиминутные осцилляции скорости движения вещества на поверхности Солнца представляют собой акустические  $p$ -моды разного порядка  $l$  [1], которые описываются сферическими гармониками; каждой сферической гармонике отвечает дискретный набор собственных частот колебаний с разным распределением амплитуд. По наблюдениям на космическом аппарате SMM выявлены пятиминутные вариации солнечной постоянной с амплитудой порядка нескольких миллионных долей светимости Солнца [39]. Наблюдаемым

флуктуациям яркости (в разных участках непрерывного спектра) отвечают колебания температуры 3 К [39]. Результаты наблюдений флуктуаций излучения Солнца с помощью прибора ДИФОС во время первой короткой миссии CORONAS приведены в работах [20, 12]: с помощью фурье- и вейвлет-анализа временных рядов отождествлены моды глобальных колебаний, их тонкая структура.

В работе [31] по наблюдениям солнечной поверхности  $5'' \times 5''$  в линии калія  $\lambda$  769.9 нм исследовали 5-минутные осцилляции температуры и скорости; в высотном распределении колебаний температуры выявлено два узла, где фаза резко изменяется на  $180^\circ$ . Поскольку наблюдаемая область незначительна, то полученные результаты отображают, по-видимому, результат наложения локальных осцилляций на глобальные.

Сейчас преобладает мнение о том, что солнечные  $p$ -моды возбуждаются стохастически турбулентной конвекцией в подфотосферных слоях. Результаты численного моделирования [23, 34] подтверждают модель стохастического возбуж-

дения осцилляций. Следствием такой модели возбуждения осцилляций есть гипотеза о наличии дискретных источников, от которых распространяются колебания.

Согласно [23, 34] основным источником возбуждения осцилляций являются стохастические неадиабатические флуктуации давления вблизи поверхности. Так как последние наиболее сильные в межгранулярных слоях и на краях гранул, то именно в этих местах возбуждение осцилляций наиболее эффективное. Из работы [37] следует, что солнечные осцилляции возбуждаются скорее всего за счет быстрого охлаждения вещества при образовании нисходящих потоков в межгранулярных слоях.

В настоящее время, несмотря на незначительное число публикаций, утверждается также гипотеза о том, что наблюдаемые акустические события могут быть вызваны модуляцией волн неоднородностями солнечной атмосферы [18, 35, 40].

Глобальные  $p$ -моды чувствительны к неоднородностям среды, в которой они распространяются: так, в активных областях энергия и продолжительность этих мод уменьшается почти вдвое [19], при распространении  $p$ -мод малых порядков сквозь солнечную грануляцию осуществляется деформация их волновых фронтов, которая усиливается полем конвективных скоростей [19, 42].

Наблюдения четко показывают взаимосвязь между грануляцией и  $p$ -модами [9, 15]. Кроме того, в атмосфере Солнца из-за флуктуаций плотности вещества генерируются атмосферные гравитационные волны [32]. Следовательно, как  $p$ -, так и  $g$ -моды (порожденные разными источниками) могут давать вклад в глобальные колебания яркости Солнца вследствие их конструктивной интерференции.

Как видим, происхождение солнечных осцилляций все еще точно не установлено. Механизм их генерации не определен, а сам вопрос о природе колебаний остается открытым.

В настоящей работе представлены результаты исследования глобальных колебаний яркости Солнца инверсными методами, которые дают высотное распределение термодинамических параметров и скоростей модели; в качестве экспериментальных данных использованы результаты наблюдений временных вариаций излучения как

всего Солнца, так и небольшого участка в центре диска. Высотное распределение воспроизведенных фотосферных колебаний представляет собой ценную информацию для исследования природы пятиминутных осцилляций яркости, механизма их возбуждения.

Так как непрерывное излучение зарождается в фотосферных слоях Солнца, то исследование вариаций яркости Солнца инверсными методами позволяет изучать глобальные температурные возмущения в этих слоях. Кроме того, пространственные масштабы грануляции соизмеримы с длинами волн акустических пятиминутных колебаний, а значит, предоставляется возможность исследовать рассеяние глобальных  $p$ -мод низких порядков на грануляционной структуре атмосферы.

Изучение глобальных фотосферных колебаний Солнца дает ответ о природе пятиминутных осцилляций, механизмах их возбуждения; изучение температурных вариаций в фотосфере Солнца тесно связано с проблемой вариаций глобальных характеристик Солнца — его светимости и радиуса.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В этом исследовании мы сделали обработку данных со спектрофотометром VIRGO (SPM), размещенного на космической обсерватории SOHO (<http://sohodata.nascom.nasa.gov>). Спектрофотометр имеет три спектральные диапазона: 862 нм, 500 нм и 402 нм, точность измерений  $10^{-6}$  от полной интенсивности излучения Солнца, временная дискретность отсчета 60 с.

Одним из приборов, размещенных на платформе спутника CORONAS-F, является спектрофотометр ДИФОС-Ф, сконструированный для измерения флуктуаций солнечного излучения в интегральном спектре в шести спектральных участках ( $\lambda = 350, 500, 650, 850, 1100, 1500$  нм) с шириной полосы пропускания 10—20 % от центральной длины волны; временная разрешающая способность 35.55 с; относительная разрешающая способность по интенсивности также составляет одну миллионную от полной интенсивности излучения Солнца.

Данные ДИФОС позволяют изучать  $p$ - и  $g$ -моды собственных колебаний Солнца.

Возмущение параметров неоднородной атмосферы Солнца (температура, поле скоростей) воспроизведены по профилям линии Fe I  $\lambda 523.418$  нм в центре диска Солнца с высоким пространственным и временными разрешением. Наблюдения сделаны на Немецком вакуумном телескопе на Канарских островах Н. Г. Щукиной; временная разрешающая способность — 9.3 с, пространственная — около 0.5" [17].

## МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Рассмотрим воспроизведение вариаций параметров модели атмосферы Солнца путем решения инверсной задачи переноса излучения. Глобальные возмущения колебаний низких порядков можно получить по флуктуациям излучения Солнца в разных спектральных диапазонах (прибор ДИФОС-Ф на КОРОНАС-Ф, прибор VIRGO SPM на SOHO).

Атмосферу Солнца рассматриваем в рамках плоской геометрии. В атмосфере имеют место незначительные возмущения плотности, давления и температуры, которые связаны между собой уравнением газового состояния. Такая модуляция термодинамических параметров среды отображается на интенсивности излучения, которое проходит через атмосферу. Вследствие чего возникают незначительные флуктуации излучения, расшифровка которых позволяет получать информацию о глобальных процессах в атмосфере звезды.

Если  $x$  — вектор, который задает стратификацию параметров по глубине атмосферы, а  $\delta x$  описывает их вариации, то уравнение переноса для вариации излучения имеет вид [30]

$$\frac{d\delta I}{dt} = \delta I - \delta S^{ef},$$

$$\delta S^{ef} = S \frac{\delta \eta}{\eta} - I \frac{\delta \chi}{\chi},$$

где  $\eta$  — коэффициент излучения,  $\chi$  — коэффициент поглощения,  $S$  — функция источников. Для излучения в непрерывном спектре (оно зарождается в нижних слоях фотосфера)  $S = B$ . Таким образом, если известны вариации параметров среды, легко получить вариации потока излучения с поверхности звезды путем решения уравнения переноса.

Для нахождения вариаций параметров среды введем целевую функцию:

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \alpha S, \quad (1)$$

где  $\chi_0^2$  — определяется несовпадением наблюденных и теоретических потоков излучения по всем спектральным диапазонам,  $S$  — тихоновский стабилизатор, он позволяет получать решения из класса гладких функций,  $\alpha$  — регуляризующий множитель.

Вариации  $\delta x$  параметров находим с помощью соотношения, полученного путем линеаризации целевой функции. Имея  $\delta x$ , уточняем возмущение  $\Delta x = \Delta x_0 + \delta x$ , по новым  $\Delta x$  рассчитываем вариации потоков излучения, а по ним получаем новые  $\delta x$  и  $\Delta x$  до тех пор, пока не выполнится условие сходимости итерационной процедуры. Для повышения сходимости мы использовали схему Левенберга—Марквардта [24]. Глобальные вариации воспроизводились в рамках модели спокойного Солнца VAL80C.

Пространственно-временные вариации параметров (температура, поле скоростей) неоднородной атмосферы Солнца воспроизведены по профилям линии Fe I  $\lambda 523.418$  нм в центре диска с высоким пространственным и временными разрешением.

Возмущения, вызванные конвективными и волновыми (локальные + резонансные) движениями, уже соизмеримы со значениями параметров невозмущенной среды. Методика воспроизведения возмущений аналогична описанной выше, но гораздо сложнее. В выражении (1)  $\chi_0^2$  определяется несовпадением экспериментальных и теоретических профилей рассматриваемых линий. По профилям вдоль щели спектрографа мы рассчитываем набор полуэмпирических моделей вдоль пространственной координаты  $X$  на поверхности Солнца. Таким образом, получается двумерная модель неоднородной атмосферы Солнца вдоль двух пространственных координат  $X, h$  ( $h$  — высота) и времени.

Профили линии Fe I  $\lambda 523.418$  нм представляют возможность определять параметры модели от слоев образования континуумов до области температурного минимума. Так как в верхних слоях атмосферы Солнца существенны эффекты отклонения от ЛТР, мы решаем неравновесную инверсную задачу переноса излучения: в рамках каждой промежуточной модели, которая итера-

ционно уточняется, путем совместного решения уравнения переноса и статистического равновесия находим не ЛТР-коэффициенты, которые затем используем в инверсной процедуре.

Нельзя не отметить важной роли стабилизаторов Тихонова в инверсной задаче переноса излучения:

- а) решения получаются гладкими;
- б) существенно уменьшаются ложные осцилляции решений;
- в) решения слабо зависят от стартовых значений воспроизводимых параметров;
- г) в случае неравновесной задачи осуществляется быстрая сходимость итерационной процедуры; при отсутствии стабилизаторов сходимость очень медленная или отсутствует вообще.

Наш инверсный код описан в работах [5, 6].

После обработки всех профилей инверсной процедурой мы получили данные о температуре и поле скоростей, что позволяет изучать динамику неоднородной структуры атмосферы Солнца. В нашем исследовании мы ограничились только температурой; массив ее данных будем представлять в виде трехмерной матрицы  $T_{kij}$ , где индекс  $k$  — отвечает за время (время наблюдения — 31 мин),  $i$  — за пространственную координату (длина наблюдаемого участка 64 Мм) вдоль поверхности Солнца,  $j$  — за высоту атмосферы Солнца (линия  $\lambda$  Fe I позволяет воспроизводить физические условия на высотах  $-75 \text{ км} \leq h \leq 550 \text{ км}$ ).

Температурная структура фотосферы Солнца определяется как волновыми, так и конвективными движениями. Спектральные особенности вариаций излучения Солнца позволяют разделить их на конвективную и волновую составляющие [17, 25]. Многомерное преобразование Фурье пространственно-временных вариаций позволяет с помощью линий ( $\omega = v_s \cdot k_x$ ) или гиперконуса Лемба ( $\omega^2 = v_s^2 \cdot (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$ , где  $v_s$  — скорость звука), выделить соответствующую составную. Действительно, области фурье-образа  $\omega \geq v_s \cdot k_x$  отвечают звуковые колебания, а области  $\omega < v_s \cdot k_x$  — внутренние гравитационные волны и конвективные движения. Конвективные движения можно выделить аналогично:  $\omega < v_{conv} \cdot k_z$  или  $\omega^2 < v_{conv}^2 \cdot (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$ , где  $v_{conv}$  — максимальная (наблюданная или воспроизведенная) скорость конвективных движений. Применив к соответственно выделенной части

фурье-образа обратное преобразование Фурье, легко получить пространственно-временные вариации исследуемых величин, вызванных гравитационными волнами и конвективными движениями или чисто конвективными движениями. Однако в нашем случае  $\Delta z = 25 \text{ км}$ ,  $\Delta X = 378 \text{ км}$ , вследствие чего  $\Delta k_x \ll \Delta k_z$ , поэтому конвективные движения выделяли следующим образом:  $\omega < v' \cdot k_x$ , где  $v' \approx 1...2 \text{ км/с}$ ,  $k_x = 2\pi n/(N\Delta X)$ ,  $N = 170$ ,  $n = -N/2, ..., N/2$ .

Применение узкополосных фильтров позволяет изучать особенности зарождения и распространения пятиминутных, низкочастотных и высокочастотных колебаний в атмосфере Солнца.

Чтобы выяснить природу глобальных пятиминутных осцилляций солнечного излучения, мы исследовали вклад акустических и внутренних гравитационных мод в колебания яркости Солнца. Для этого мы воспроизвели:

- а) глобальные вариации температуры в фотосфере Солнца (по результатам наблюдений ДИФОС и SOHO);
- б) пространственно-временные вариации температуры и скоростей на масштабах грануляции, порожденные как  $p$ - и  $g$ -модами, так и конвективными движениями (по профилям линий нейтрального железа с высоким пространственным разрешением);
- в) выделили из воспроизведенных пространственно-временных вариаций температуры (наблюдения VTT) глобальные фотосферные  $p$ - и  $g$ -колебания излучения Солнца низких порядков.

## КОЛЕБАНИЯ ЯРКОСТИ СОЛНЦА И ГЛОБАЛЬНЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ФОТОСФЕРНЫХ СЛОЕВ

Поскольку непрерывное излучение зарождается на разных глубинах в атмосфере Солнца, то мы имеем возможность изучать распространение глобальных колебаний низких  $l$  в фотосфере Солнца (по крайней мере в нижней фотосфере). Эта область атмосферы интересна еще и тем, что в ней находится сверхадиабатический слой со слабоэффективной конвекцией и начало области проникающей конвекции, где изменяется классическое поведение грануляции. Солнечная конвекция на масштабах грануляции представ-

ляет собой систему восходящих и нисходящих конвективных потоков, причем шкала флюктуаций температуры и скорости порядка длины волны акустических пятиминутных осцилляций в солнечной атмосфере. А следовательно, эти колебания рассеиваются на грануляционной структуре атмосферы. К тому же конвективные движения на масштабах солнечной грануляции приводят не только к частотным сдвигам, но и к искривлению волновых фронтов горизонтальной структурой, в результате чего возникают моды, распространяющиеся почти горизонтально [41, 42]; наложение этих волн приводит к пространственной модуляции колебаний. Такой модуляцией можно объяснить, в частности, отличие колебаний над гранулами и межгранулами [17, 18, 41]. Наблюдения также четко показывают взаимосвязь между грануляцией и  $p$ -модами [9, 15].

В работе [42] рассмотрено влияние конвекции на глобальные осцилляции в рамках периодической двухпотоковой модели горячих (восходящих) и холодных (нисходящих) потоков; показано, что в результате деформации волновых фронтов горизонтальной структурой возникают высокочастотные моды с более-менее горизонтальным распространением, наложение которых приводит к пространственной модуляции колебаний. Исследования распространения волн путем моделирования указывают на весомое влияние грануляционной структуры на распространение как локальных, так и глобальных колебаний в солнечной атмосфере.

В реальных условиях солнечной грануляции при моделировании тяжело учесть все факторы и особенности распространения волн, поэтому интересными являются результаты исследования осцилляций Солнца инверсными методами.

При исследовании глобальных колебаний низких порядков  $l$  необходимо проводить наблюдения как можно большей поверхности. Ниже представлены результаты исследования колебаний Солнца по наблюдениям в непрерывном спектре и в линии нейтрального железа. Важно заметить, что результаты наблюдений в непрерывном спектре не зависят от поля скоростей в атмосфере и от вращения звезды.

**Глобальные колебания температуры (данные SOHO).** При обработке данных с SOHO использовались 24-часовые ряды наблюдений.

Согласно [17] максимум флюктуаций излучения Солнца, порожденных звуковыми волнами, лежит в области 5-мин колебаний. Для исследования именно этих колебаний мы отфильтровали временные ряды с помощью фильтра Ланцоша [8] с заостренной характеристикой (фильтр нерекурсивен и симметричен; фазовых сдвигов не делает), вырезав таким образом низкие и высокие частоты за исключением области периодов от трех до десяти минут.

По выделенным таким образом колебаниям мы воспроизвели путем решения инверсной задачи переноса излучения высотные вариации термодинамических параметров модели солнечной атмосферы.

Полученные флюктуации температуры показаны на рис. 1; колебания, которым отвечают разные моменты времени, наложены друг на друга, и в результате получаем глобальную стоячую волну в фотосфере Солнца (в нашем математическом аппарате колебания не заложены). На краях показанного интервала высот ошибка воспроизведения составляет 20%; минимальная ошибка 5% отвечает высотам  $h = -25\ldots 25$  км/с.

Амплитуда колебаний увеличивается в верхних слоях. На фотосферные слои приходится два узла ( $h \approx -40$  км,  $h \approx 100\ldots 110$  км) и одна пучность при  $h \approx 30$  км. В узлах фаза колебаний изменяется на  $\pi$ . За счет погрешностей воссоздания возникает размытие положения узлов; упомянутое размытие может быть

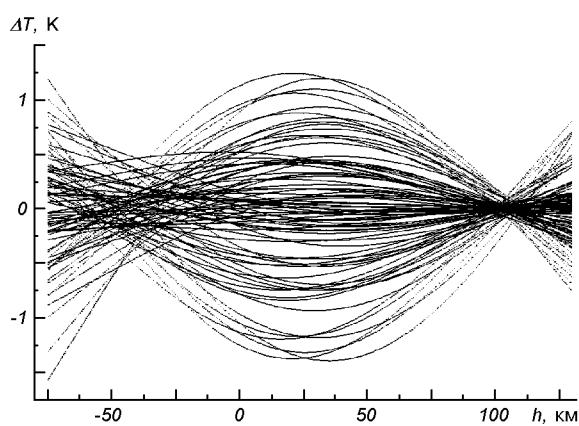


Рис. 1. Воспроизведенные глобальные колебания температуры в фотосфере Солнца (адиабатическое приближение) по данным эксперимента SOHO VIRGO/SPM

обусловлено также колебаниями других мод. Поскольку погрешность воссоздания в высших слоях увеличивается, мы не можем определить положения второй пучности. Но ясно одно — колебания яркости Солнца порождены глобальными стоячими волнами в его фотосфере. Такие колебания являются модами, которые возникают при распространении глобальных  $p$ -мод с малыми порядками  $l$  через неоднородную (грануляция) атмосферу Солнца. Действительно, при распространении  $p$ -мод с малыми  $l$  через солнечную грануляцию происходит деформация волновых фронтов. При прохождении вверх рассеяние волн на температурных неоднородностях усиливается полем конвективных скоростей [42], в результате чего рассеянные волны сильно отклоняются от вертикали (по мере отклонения от вертикали влияние конвективных потоков уменьшается) и захватываются соответствующим фотосферным слоем — звуковым резонатором. Захваченные колебания распространяются почти горизонтально. Верхняя граница резонатора определяется частотой среза (но нужно учитывать тоннельный эффект при распространении волн), нижняя — точкой поворота. На нижней и верхней границах происходит отражение волн внутрь резонатора, что приводит к образованию стоячих волн (через наложение волн, которые распространяются в противоположные стороны); вследствие этого в фотосфере Солнца возникают глобальные колебания излучения. К сожалению, интервал воспроизведимых высот не охватывает границ резонатора.

Очевидно, конвективные потоки имеют наибольшее влияние на моды, распространяющиеся вертикально ( $l = 0$ ) [4], а горизонтальная составляющая конвективных потоков влияет на нерадиальные моды, которые имеют наклонное направление распространения. Наблюдения в интегральном спектре не позволяют изучать не-рассеянные акустические колебания, распространяющиеся почти вертикально, так как их высотная динамика охватывает большие масштабы; соответствующие исследования требуют более широких интервалов глубин в солнечной атмосфере.

Напомним, что исследование фотосферных колебаний в линии K1 также указывают на наличие узлов в колебаниях температуры. В работах [14, 16] считается, что фотосферные пятими-

нутные колебания являются преимущественно глобальными и скорее всего нечувствительными к локальной тонкой структуре. Отметим, что резкое увеличение амплитуды колебаний в нижних слоях (согласно [31] 130 К при  $I_{gt} = 0.6$ ) порождено скорее всего «самовозбуждением» инверсного кода; так что наиболее достоверная амплитуда колебаний в нижней фотосфере равна 20 К, а в нашем случае она меньше и составляет приблизительно 1.5 К, поскольку использованы данные наблюдений всего диска Солнца. Согласно [39] наблюдаемым вариациям интенсивности излучения отвечают колебания температуры  $\pm 3$  К.

Расчет флуктуаций в неадиабатическом приближении дает подобные результаты, правда, уменьшается увеличение амплитуды колебаний температуры в верхних фотосферных слоях.

Среди глобальных пятиминутных осцилляций бегущие волны, которые подогревают хромосферу, в нашем исследовании не прослеживаются.

Таким образом, пятиминутные осцилляции потока излучения Солнца обусловлены суперпозицией отдельных стоячих волн, захваченных звуковым резонатором. Отметим также, что при воспроизведении возмущений температуры мы учитывали вариации непрозрачности (непрозрачность зависит в том числе от температуры, концентрации электронов и атомов водорода), которые приводят к смещению области образования излучения; мы учли также вклад металлов и отрицательных ионов водорода в УФ-области в коэффициент поглощения (пакет ОРАСИТ Н. Г. Щукиной).

Использование результатов наблюдений с большим числом спектральных диапазонов и наблюдения в линиях позволяют воспроизвести картину колебаний в более высоких слоях атмосферы Солнца.

**Исследование глобальных колебаний температуры по данным ДИФОС-Ф.** Поскольку период вращения спутника равен 95 мин, то концы таких временных интервалов засорены отраженными сигналами от Земли, что вызывает существенные всплески исследуемого сигнала, особенно в ИК-каналах [2]. В результате вращения спутника вокруг Земли происходит изменение оптической толщины атмосферы. Это порождает низкочастотную модуляцию излучения Солнца. Для устранения такой модуляции

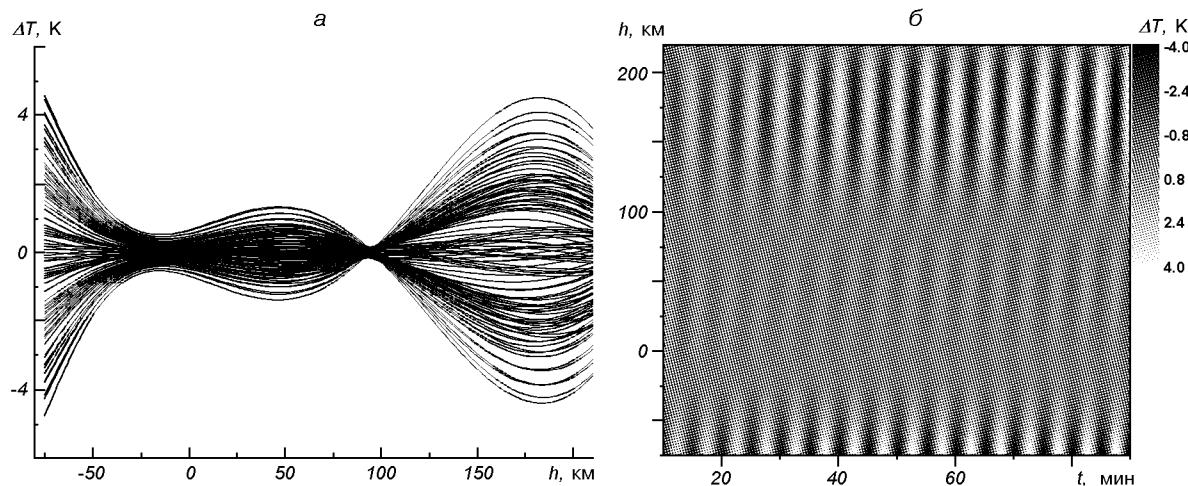


Рис. 2. Глобальные пятиминутные колебания температуры по данным ДИФОС-Ф: *а* — высотная стратификация, *б* — временная развертка колебаний

входные сигналы пропустили через фильтр, который вырезает долгопериодическую составляющую ( $T > 20$  мин).

Поскольку временные вариации упомянутых всплесков попадают в диапазон исследуемых частот, мы ограничивались исследованием только центральных частей (длительностью около 50 мин) 95-минутных циклов витков наблюдений. Кроме этого, мы анализируем не абсолютное, а относительное значение сигнала, что исключает влияние поглощения земной атмосферой и изменение расстояния к Солнцу при движении спутника по орбите; к сожалению, мы не можем учесть рассеянных и отраженных сигналов.

Полученные таким образом временные ряды подавались на вход инверсного кода, который воспроизводит глобальную стратификацию вариаций температуры в фотосфере Солнца.

Возмущение температуры воспроизведено в рамках спокойной модели Солнца (VAL80C) в адиабатическом приближении. При исследовании мы вырезали узкие полосы частот, которым соответствуют разные периоды колебаний.

Воспроизведенная по пятиминутным колебаниям высотная стратификация температуры в разные моменты времени показана на рис. 2. Амплитуда колебаний с высотой увеличивается, правда, увеличивается и в нижних слоях:  $h < -20$  км. Как видно, вариации температуры порождают в фотосфере Солнца глобальную стоячую волну. Учитывая высотную зависимость

погрешности воссоздания (погрешность незначительная на высотах  $-75$  км  $< h < 250$  км), мы можем определить положение узлов и пучностей температуры (рис. 2, *а*); временная развертка глобальных колебаний низких порядков  $l$  в двухмерном представлении изображена на рис. 2, *б*. Один из узлов при  $h \approx 90\ldots100$  км попадает на начало области проникающей конвекции, и это может вызывать модуляцию амплитуды колебаний температуры именно в данной области. Но, как видно из рис. 2, *б*, в узле при  $h \approx 90$  км фаза изменяется на  $180^\circ$  (что говорит в пользу существования стоячих волн), тогда как в нижнем узле ( $h \approx -20$  км) изменение фазы близко к  $180^\circ$  лишь в начале интервала наблюдений рассматриваемого витка.

Пучности приходятся на 50 и 180 км. Поскольку в фотосфере Солнца есть стоячая волна, то падающая волна должна отражаться от слоев, что прилегают к температурному минимуму.

Кроме этого, речь идет об одновременном наложении волн по всему диску Солнца; следовательно, такие стоячие волны могут быть порождены прохождением колебаний низких порядков  $l$  через атмосферные слои Солнца.

Как известно, для стоячих волн расстояние между узлом и пучностью составляет  $\lambda/4$  и равняется 600 км при  $T = 5000$  К; в нашем случае это расстояние всего 90 км. Следовательно, полученная нами глобальная температурная структура, которая порождает вариации яркости

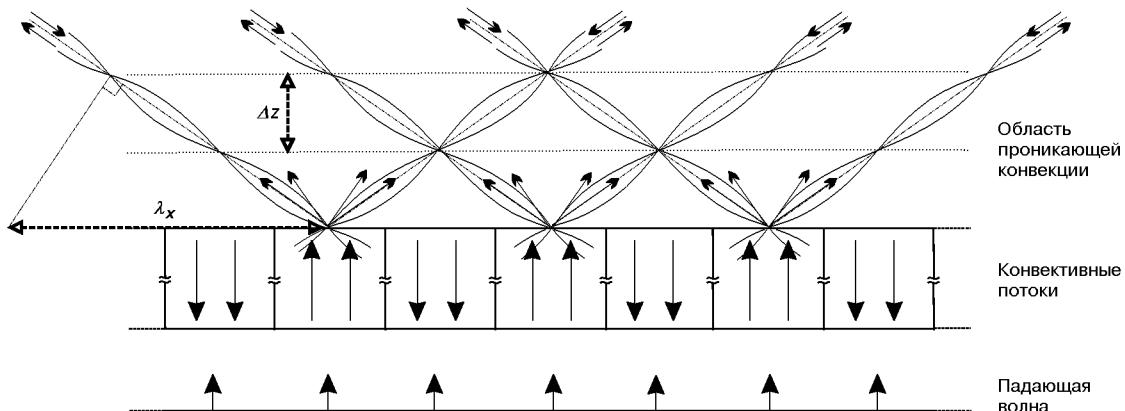


Рис. 3. Схема образования глобальных температурных вариаций

Солнца, может быть порождена прохождением волн, распространяющихся не вертикально, а под некоторым углом к горизонту. Образование таких стоячих волн показано схематически на рис. 3. При наклонном распространении волны  $\lambda_x$  превышает  $\lambda$ , но разность высот залегания соседних узлов ( $\Delta z$  на рис. 3) меньше  $\lambda/2$ .

Согласно наблюдениям [22] колебания в невозмущенной атмосфере происходят практически всюду и всегда, причем фаза колебаний сохраняется дольше, чем амплитуда. А отдельные цуги волн остаются когерентными на протяжении 20–40 Мм и в течение двух-трех десятков минут. Наше исследование профилей франгоферовых линий с высоким пространственным и времененным разрешением также выявляет цуги акустических волн, которые при выполнении определенных условий могут давать наблюдаемые вариации яркости Солнца (см. ниже).

Согласно результатам воспроизведения положение верхнего узла слабо зависит от частоты (1.5–5.5 мГц). Это может быть обусловлено залеганием узла в переходном слое от классической к проникающей конвекции. Действительно, при  $h \approx 100$  км вариации температуры минимальны, а следовательно, являются минимальными вариации и волновой составной, которая соизмерима с конвективной составной [17]. В нижнем узле также имеет место значительное уменьшение вариаций температуры. Этот узел лежит в области вершины конвективной зоны [6], которая определяется критерием Шварцшильда [28]. У нас нет весомых аргументов,

чтобы утверждать, это узел или же результат модуляции температуры вершиной конвективной зоны. Размытие фазы колебаний в нижнем узле может быть обусловлено погрешностями воспроизведения, частичным отражением падающей волны от вершины конвективной зоны, или же отклонением от адиабатичности в условиях нижней фотосферы; в этих слоях долгопериодические колебания, скорее всего, изотермические.

Полученные данные для разных витков наблюдений (прибор ДИФОС) качественно совпадают.

Мы предлагаем следующий сценарий происхождения вариаций яркости Солнца:  $p$ -моды небольших порядков  $l$  рассеиваются на конвективных потоках солнечной грануляции. Рассеянные волны распространяются вверх и из-за воздействия конвективных потоков все более отклоняются от вертикального направления. Конструктивная интерференция таких волн дает наблюдаемые осцилляции Солнца.

Таким образом, рассмотренная выше стоячая волна возникает в результате наложения падающей и отраженной от верхних слоев волн (рис. 3). В верхних слоях конвективной зоны и в переходном слое к проникающей конвекции рассеяние волн на пространственных неоднородностях есть, по-видимому, наибольшим (большие скорости потоков, изменяется температурная структура грануляции). На это, в частности, указывает деформация волновых фронтов согласно результатам воспроизведения физиче-

ских условий по наблюдениям с высоким разрешением. Поэтому для волн, распространяющихся под разными углами к горизонту, влияние переходного слоя к проникающей конвекции на амплитуду колебаний (здесь температурные вариации минимальны) будет наименьшим лишь для таких волн, которые при наложении падающей и отраженной волн дают узел при  $h \approx -90\ldots100$  км и, возможно, при  $h \approx -20$  км; в противном случае волны будут подавлены. На наличие интерференции прямых (от источника) и отраженных волн указывает, в частности, наблюданная асимметрия профилей интенсивности и скорости [11]; эта асимметрия слабо зависит от  $l$ .

Согласно полученным результатам (рис. 2) узлы в некоторые моменты времени могут исчезать (один или оба), а затем появляться снова; они исчезают преимущественно во время уменьшения амплитуды колебаний яркости. Временные вариации глобальных  $p$ -мод были выявлены в работе [12].

Отметим, что в работе [21] рассмотрено влияние случайных конвективных потоков на осцилляции акустических частот. Численное моделирование обнаруживает усиление или затухание волн в зависимости от характеристического горизонтального размера потоков: гранулы размером около 0.2 Мм увеличивают амплитуду колебаний, тогда как гранулы 2 Мм дают обратный эффект. К сожалению, результаты моделирования применимы для высокочастотных акустических колебаний (больше 5—6 мГц).

Мы рассмотрели результаты воспроизведения глобальных осцилляций температуры в фотосфере Солнца в адиабатическом приближении, которое несправедливо для долгопериодических колебаний, а тем более в нижней фотосфере. Интересными являются результаты аналогичного исследования долгопериодических осцилляций в изотермическом приближении.

В то же время остается неясной природа колебаний, вызывающих 5-мин вариации яркости Солнца — являются ли они акустическими или атмосферными гравитационными волнами (которые могут генерироваться в слоях с интенсивными флюктуациями плотности, температуры вещества). Теоретические исследования указывают на дисторсию фронтов волн, проходящих через грануляционную структуру атмосфе-

ры Солнца, но из-за сложности задачи приходится делать ряд упрощений [41, 42]. С другой стороны, глобальные осцилляции Солнца налагаются на локальные (первичные колебания, которые непосредственно генерировались, рассеялись или отразились). Поэтому в данных, воспроизведенных по профилям высокого пространственного разрешения, должны иметься как локальные, так и глобальные колебания, которые можно легко выделить, например, путем пространственной фильтрации (в нашем случае фильтр сферических гармоник неприменим). Это позволит также уточнить моду колебаний ( $p$  или  $g$ ), породивших колебания яркости Солнца.

## ПРИРОДА ПЯТИМИНУТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЯРКОСТИ СОЛНЦА

Рассмотрим результаты воспроизведения волновых вариаций по профилям с высоким пространственным разрешением. Воспроизведение температурной структуры солнечной грануляции рассмотрено в работе [6]. По методике, описанной выше, была выделена волновая составная, которой соответствуют акустические моды колебаний. На рис. 4 представлена воспроизведенная в фиксированый момент времени структура пяти- и десятиминутных колебаний с одинаковой узкой полосой пропускания (0.5 мин), проекция скорости распространения возбуждения на щель наблюдения не меньше скорости звука; светлые полоски соответствуют участкам с повышенной, а темные — с пониженней температурой.

Исследование динамики волновых процессов показывает, что волны распространяются преимущественно почти горизонтально. Амплитуда колебаний увеличивается в верхних, а также в нижних слоях атмосферы.

Несмотря на увеличение амплитуды с высотой, на высотах  $-20 \text{ км} < h < 100 \text{ км}$  колебания подавлены. Очевидно, это происходит из-за дисторсии волновых фронтов (искажения волновых фронтов более отчетливо проявляются для пятиминутных колебаний (рис. 4, a)), а также за счет радиационного слаживания температурных возмущений (здесь  $\tau \approx 1$ ). Для десятиминутных колебаний также имеет место рассеяние, но оно менее эффективно, так как длина волны

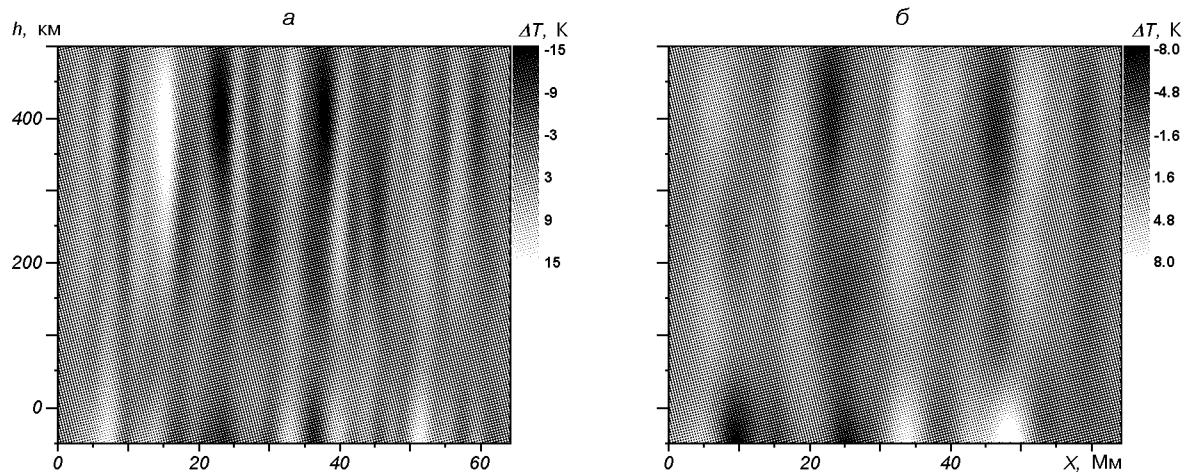


Рис. 4. Структура акустических колебаний, воспроизведенная по профилям с высоким пространственным разрешением (данные VTT): *а* — 5-мин, *б* 10-мин колебания

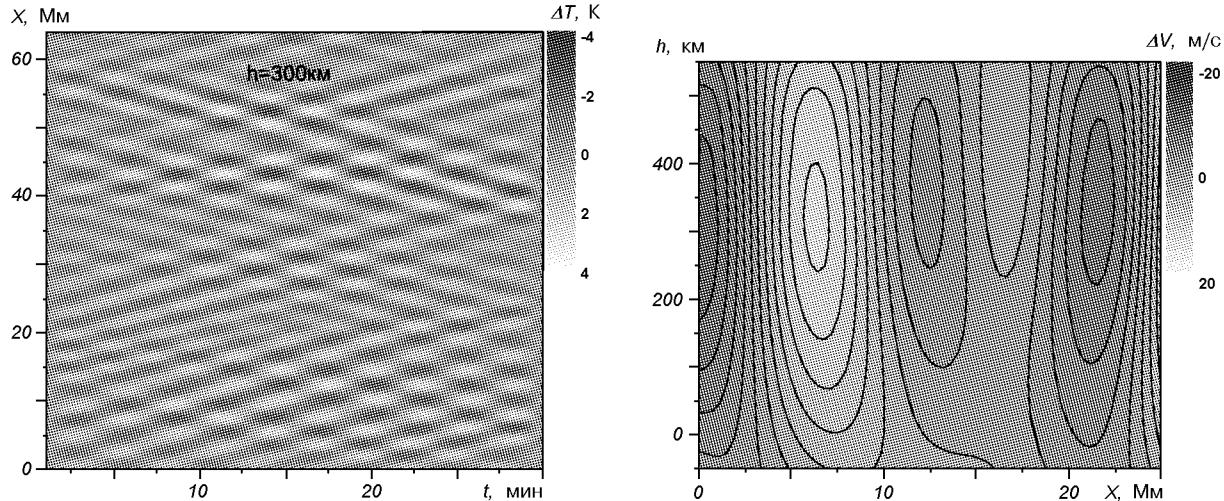


Рис. 5. Пространственно-временные вариации температуры в средней фотосфере (5-минутные акустические волны с почти горизонтальным распространением)

Рис. 6. Структура акустических волн в области отражения от верхних слоев

этих колебаний больше размеров неоднородностей, и волны частично огибают их. На грануляционной структуре будет происходить рассеяние и глобальных колебаний низких порядков  $l$ , вследствие чего возникают моды, распространяющиеся почти горизонтально [42].

На рис. 5 изображена динамика развития волновых движений в средней фотосфере на высоте 300 км. Мы выделили волны, распространяющиеся со скоростью  $V_{p,x} = 10 \dots 15$  км/с, т. е. почти горизонтально. Выделенные волновые движения представляют собой наборы волновых

цугов, распространяющихся в противоположные стороны. Встречаются волны, амплитуда которых слабо изменяется во времени. Время некоторых цугов порядка времени наблюдения (31 мин). При выполнении определенных фазовых соотношений распространяющиеся в противоположные стороны цуги дают конструктивную интерференцию, а согласно рис. 5 такие соотношения выполняются довольно часто.

Но все же существуют волны, распространяющиеся в верхние слои атмосферы, однако амплитуда таких колебаний малая. Последнее обстоя-

тельство не является препятствием для их детектирования. В самом деле, для волн, распространяющихся преимущественно вверх, существенно увеличивается проекция амплитуды колебаний скорости  $\Delta V_z$ , при этом резко увеличивается проекция фазовой скорости  $V_{p,h}$ , причем  $V_{p,h} > V_p$ . Последнее обстоятельство мы использовали для обнаружения акустических волн, распространяющихся в верхние слои атмосферы.

На рис. 6 показаны результаты фильтрации акустических волн, проекция фазовой скорости которых значительно превышает скорость звука:  $V_{p,x} = 40 \dots 60$  км/с; эти волны распространяются под углом 25—30° к нормали (оценка сделана по

наклону волнового фронта). А на участке  $X = 10 \dots 20$  Мм происходит резкое изменение направления распространения волн с последующим отражением вниз: первая полуволна на этом участке идет вверх, вторая — вниз (из-за резкого увеличения  $V_{p,x}$  амплитуда колебаний этих полуволн подавлена и самой фильтрацией). К сожалению, мы не можем определить положение слоя, отражающего пятиминутные колебания, так как чувствительность выбранной линии железа к вариациям термодинамических и кинематических параметров модели атмосферы резко уменьшается при  $h > 550$  км, но можно утверждать, что отражающий слой залегает не ниже температурного минимума.

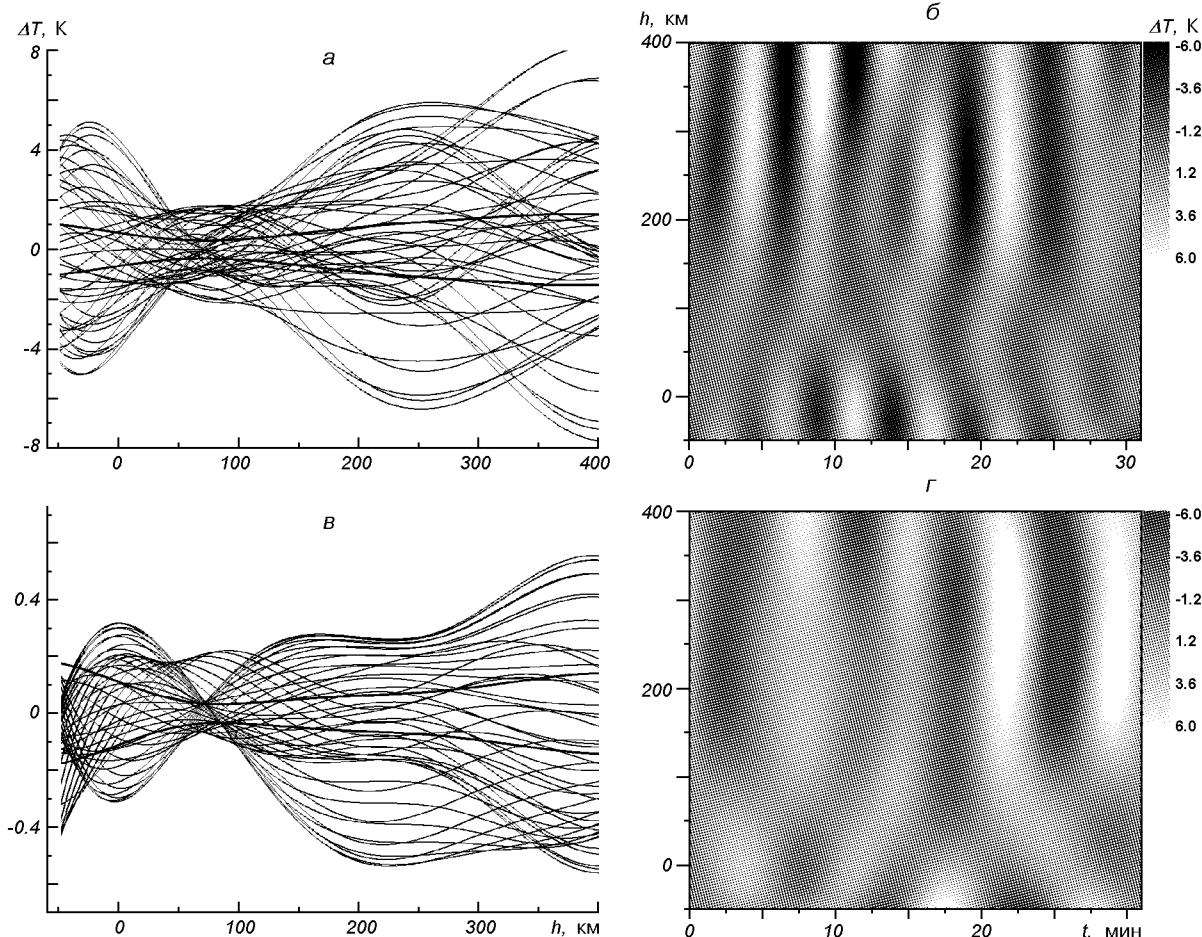


Рис. 7. Воспроизведенные по профилям с высоким пространственным разрешением глобальные акустические колебания температуры; 5-минутные: *а* — высотная стратификация, *б* — временная развертка; 10-минутные: *в* — высотная стратификация, *г* — временная развертка

Итак, наблюдения с высоким пространственным разрешением выявляют:

- наличие волновых цугов со временем жизни не менее 30 мин,
- отражение волновых цугов от верхних слоев атмосферы,
- конструктивную интерференцию цугов пятиминутных колебаний.

При исследовании волнового компонента в фотосфере проявляется синфазность временных вариаций экстремальных значений температуры вдоль рассматриваемой поверхности Солнца. Это — результат наложения глобальных колебаний низких порядков  $l$  на более мощные локальные колебания.

Пространственное усреднение воспроизведенной волновой составной  $T(t, x, h)$  по поверхности дает оценку высотного распределения  $\bar{T}(t, h)$  глобальных колебаний низких порядков  $l$ . В  $k - \omega$ -представлении колебаний глобальным осцилляциям низких порядков  $l$  соответствует узкая область, которая примыкает к оси  $\omega$ . Полученные таким образом псевдоглобальные колебания в атмосфере Солнца представлены на рис. 7 (пятиминутные и десятиминутные колебания).

На рис. 7, *a*, *b* показан результат наложения высотной стратификации глобальных колебаний низких порядков  $l$  ( $T = 5$  и 10 мин) температуры (тонкие сплошные линии) в разные моменты времени. Две симметричные толстые линии показывают изменение с высотой среднего квадратического отклонения оценки амплитуды колебаний, полученной путем усреднения по пространственной координате  $X$ ; на всех исследуемых высотах выделенный сигнал глобальных колебаний превышает среднеквадратическое отклонение. Кроме того, псевдоглобальные возмущения температуры не менее чем на порядок меньше локальных и немного превышают возмущения, выделенные по VIRGO SPM и ДИФОС-Ф. Как и при воспроизведении колебаний по наблюдениям яркости, амплитуда колебаний увеличивается в верхних слоях; она увеличивается также в нижней фотосфере.

В слоях  $-20 \text{ км} < h < 100 \text{ км}$  амплитуда колебаний уменьшена. В этой области вырисовываются узлы колебаний, которые соответствуют колебаниям разных  $l$ ; вырисовываются также пучности. Для десятиминутных колебаний ситу-

ация аналогична; правда, их амплитуда меньше.

На рис. 7, *б* и *г* представлена временная развертка полученных нами 5-мин и 10-мин глобальных колебаний. В нижних ( $h < 25 \text{ км}$ ) и верхних слоях ( $h > 100 \text{ км}$ ) возникают стоячие волны (фаза изменяется на  $180^\circ$ ). На высотах от вершины конвективной зоны до области проникающей конвекции структура колебаний претерпевает наибольшие изменения: так, изменяется положение узлов, наклонные участки свидетельствуют о перемещении узлов вверх-вниз, в некоторые моменты времени стоячие волны отсутствуют. Такая сложная структура колебаний свидетельствует о том, что мы наблюдаем колебания, порожденные прохождением глобальных волн разных  $l$  (при увеличении наблюдаемой области с последующим усреднением колебания больших  $l$  слаживаются).

Поскольку количество точек наблюдения вдоль поверхности Солнца не достаточно большое (170 точек; ПЗС-матрица  $512 \times 512$ , каждые три последовательные пикселя усредняли вдоль пространственной координаты, тогда  $\Delta X = 378 \text{ км}$ , что соответствует пространственному разрешению  $0.5''$ ), то возникает вопрос о статистической устойчивости полученных средних. Мы провели аналогичные расчеты для вдвое меньшей выборки данных: результаты качественно совпадают, что подтверждает наличие глобального компонента.

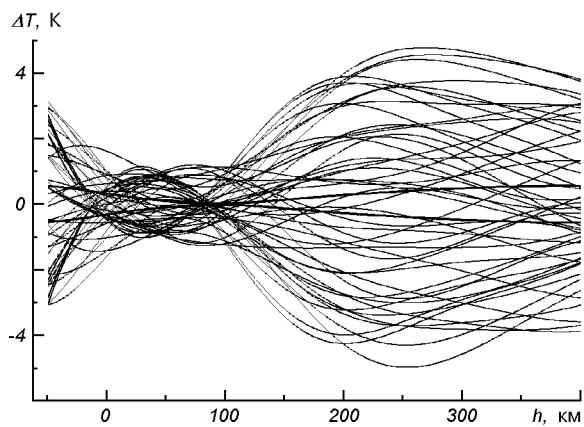


Рис. 8. Высотная стратификация воспроизведенных глобальных акустических колебаний после фильтрации пространственных частот

Конечно, увеличение размеров наблюдаемой области позволит более качественно выделить глобальные колебания. К сожалению, мы можем разве что промоделировать такой случай путем дополнительной фильтрации высоких и средних пространственных частот (устранялись колебания с  $\lambda < 6$  Мм) с последующим пространственным усреднением. После такой обработки более отчетливо обрисовываются узлы стоячих волн при  $h \approx -15$  км и  $h \approx 80 \pm 90$  км (см. рис. 8).

Выделенные из пространственно-временных вариаций псевдоглобальные колебания несколько больше, но все-таки почти того же порядка, что и воспроизведенные по вариациям потока излучения. Кроме того, такая глобальная составляющая колебаний есть на всем рассматриваемом участке протяженностью 64 Мм вдоль поверхности Солнца.

Таким образом, рассеянные на фотосферных неоднородностях глобальные  $p$ -моды низких порядков  $l$  дают глобальную конструктивную интерференцию (наложение падающих и отраженных волн), что приводит к образованию в фотосферных слоях стоячих волн; последние вызывают модуляцию яркости Солнца.

Выясним вклад атмосферных гравитационных волн в колебания солнечного потока излучения. Гравитационные волны возникают в результате проникновения газовых потоков в конвективно устойчивые слои; они распространяются от источников в наклонном направлении и могут давать конструктивную или же деструктивную интерференцию. Гравитационные волны формируют структуру в верхней фотосфере и нижней хромосфере Солнца [32].

Гравитационные волны трудно выявить: они короткие, вследствие чего их тяжело отделить от грануляции; из-за наклонного распространения гравитационные волны вызывают незначительные доплеровские сдвиги. Наличие гравитационных волн в средней фотосфере подтверждено результатами наблюдений [36].

Гравитационные волны можно выделить с помощью преобразования Фурье: колебания, оставшиеся после устранения акустических колебаний и конвективных движений, мы рассматриваем как гравитационные волны. Для гравитационных волн должно также выполняться условие  $\omega \leq N$ , где  $N$  — частота Брента — Вайсаля.

Двухмерная температурная структура, обра-

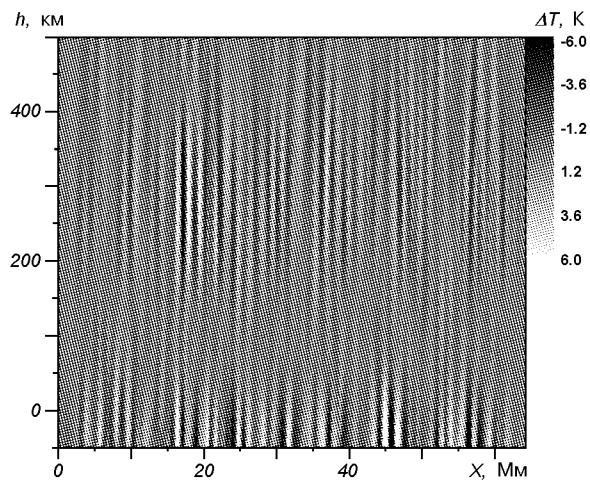


Рис. 9. Температурная структура воспроизведенных 5-минутных гравитационных колебаний по данным VTT

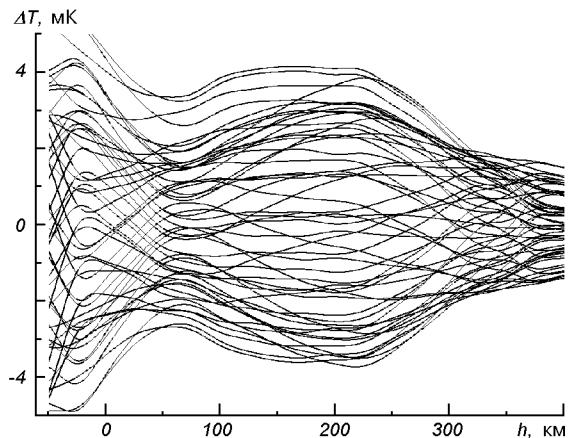


Рис. 10. Воспроизведенная по профилям высокого пространственного разрешения высотная стратификация псевдоглобальных 5-мин гравитационных колебаний

зованная гравитационными волнами в солнечной фотосфере, показана на рис. 9 (данные VTT). Пространственная структура гравитационных волн не похожа на структуру пятиминутных акустических колебаний (рис. 4) и тем более на структуру конвективных движений [6].

Скорость распространения гравитационных волн существенно меньше звуковой; поэтому пространственная структура пятиминутных волн напоминает структуру двух-трехминутных акустических осцилляций. Из-за малой длины волны  $g$ -моды более чувствительны к неоднородностям на грануляционных масштабах, особенно в пере-

ходном слое к проникающей конвекции, а также на высотах  $h \geq 400$  км, где образуются интенсивные горизонтальные потоки. Именно на этих высотах наблюдается искривление фронтов гравитационных волн. В связи с этим возможен (хотя не обязательно) вклад  $g$ -мод в наблюдавшиеся колебания яркости Солнца.

Оказывается, что в области пятиминутных колебаний вклад в псевдоглобальные колебания гравитационных волн гораздо меньший, чем акустических. На рис. 10 представлены псевдоглобальные возмущения температуры, вызванные гравитационными колебаниями.

Амплитуды этих возмущений гораздо меньше среднего квадратического отклонения; они более чем на три порядка меньше локальных возмущений, что значительно меньше наблюдавшихся значений; кроме того, наблюдавшееся увеличение температурных возмущений с высотой не отмечается. Следовательно, атмосферные гравитационные волны могут давать разве что локальную интерференцию; их глобальная интерференция если и имеет место, то вклад ее в колебания яркости несущественный (в нашем исследовании не выявлен).

## ВЫВОДЫ

В результате нашего исследования пятиминутных осцилляций яркости Солнца можно сделать следующие выводы.

- Впервые по наблюдаемым потокам непрерывного излучения и по профилям фраунгоферовых линий с высоким пространственным разрешением воспроизведена высотная стратификация глобальных вариаций температуры низких порядков  $l$  в фотосфере.
- Амплитуда таких глобальных колебаний увеличивается в сторону верхних слоев атмосферы:  $100 < h < 180$  км и в нижней фотосфере ( $h < 20$  км).
- Пятиминутные колебания яркости Солнца порождены глобальными стоячими волнами, один из узлов которых находится на начало переходной области к проникающей конвекции  $h \approx 90\ldots 100$  км, а пучности при  $h \approx 50$  и 180 км.
- На локальные акустические колебания фотосфера накладываются глобальные колеба-

ния, амплитуда которых не более чем на порядок ниже амплитуды локальных; выделенные из пространственно-временных вариаций псевдоглобальные колебания того же порядка величины, что и колебания, восстановленные по изменению потоков излучения в разных спектральных диапазонах.

- Атмосферные  $g$ -моды не дают заметного вклада в глобальные низких порядков  $l$  пятиминутные колебания температуры фотосфера.
- Пятиминутные осцилляции яркости Солнца возникают, скорее всего, в результате рассеяния  $p$ -мод низких порядков  $l$  на солнечной грануляции с последующей конструктивной интерференцией.

1. Атрощенко И. Н., Гадун А. С., Гопасюк С. И. и др. Вариации глобальных характеристик Солнца / Под ред. Э. А. Гуртовенко. — Киев: Наук. думка, 1991.— 304 с.
2. Костик Р. І., Осіпов С. М., Лебедєв М. І. Перші результати експерименту ДИФОС-Ф // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 2/3.—С.10—12.
3. Костик Р. І., Щукина Н. Г. Пятиминутные колебания и тонкая структура фотосферы Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 1.—С. 25—37.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: Гос. изд-во технико-теор. лит-ры, 1953.—788 с.
5. Стоділка М. І. Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір // Журн. фіз. досліджень.—2002.—6, № 4.—С.435—442.
6. Стоділка М. І. Температурна структура реальної сонячної грануляції // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 5.—С. 407—416.
7. Стоділка М. І. Застосування інверсних методів при дослідженні коливань яскравості Сонця // Журн. фіз. досліджень.—2004.—8, № 2.—С. 192—198.
8. Хемминг Р. В. Цифровые фильтры. — М.: Сов. радио, 1980.—223 с.
9. Espagnet O., Muller R., Roudier T., et al. Spatial relation between the 5-minute oscillations and granulation patterns // Astron. and Astrophys.—1996.—313, N 1.—P. 297—305.
10. Frohlich C., Bonnert R. M., Bruns A. V., et al. IPIHIR: The helioseismology experiment on the PHOBOS mission // Seismology of the Sun and Sun-like stars, ESA SP-286.—1988.—P. 359—362.
11. Georgobiani G., Kosovichev A. G., Nigam R., et al. Numerical simulations of oscillation modes of the solar convective zone // Astrophys. J.—2000.—530.—P. L139—L142.
12. Hasler K.-H., Zhugzhda Y. D., Lebedev N. L., et al. Observation of solar low- $l$   $p$ -modes by the CORONAS-DIFOS experiment // Astron. and Astrophys.—1997.—322, N 1.—P. L41—L44.

13. Hickey J. R., Stowe L. L., Jacobowitz H., et al. Initial solar irradiance determinations from NIMBUS-7 cavity radiometer measurements // *Science*.—1980.—**208**.—P. 281—297.
14. Hoekzema N. M., Brandt P. N., Rutten R. J. Small-scale topology of solar atmosphere dynamics. III. Granular persistence and photospheric wave amplitudes // *Astron. and Astrophys.*.—1998.—**333**, N 1.—P. 322—332.
15. Hoekzema N. M., Rutten R. J. Small scale topology of solar atmosphere dynamics. II. Granulation, K2v grains and waves // *Astron. and Astrophys.*.—1998.—**329**, N 2.—P. 725—734.
16. Hoekzema N. M., Rutten R. J., Brandt P. N., Shine R. A. Small-scale topology of solar atmosphere dynamics. I. Wave sources and wave diffraction // *Astron. and Astrophys.*.—1998.—**329**, N 1.—P. 276—290.
17. Khomenko E. V., Kostik R. I., Shchukina N. G. Five-minute oscillations above granules and intergranular lanes // *Astron. and Astrophys.*.—2001.—**369**, N 1.—P. 660—671.
18. Kiefer M., Stix M., Balthasar H. Wave modulation and wave sources in the solar convection zone // *Astron. and Astrophys.*.—2000.—**359**, N 2.—P. 1175—1184.
19. Komm R., Howe R., Hill F. Localizing width and energy of solar global *p*-modes // *Astrophys. J.*.—2002.—**572**, N 1.—P. 663—673.
20. Lebedev N. I., Oraevsky V. N., Zhugzhda Y. D., et al. First results of the CORONAS—DIFOS experiment. Space observations of solar irradiance oscillations // *Astron. and Astrophys.*.—1995.—**296**, N 1.—P. L25—L28.
21. Murawski K., Pelinovskii E. N. The effect of random flow on solar acoustic waves // *Astron. and Astrophys.*.—2000.—**359**, N 2.—P. 759—765.
22. Musman S., Rust D. M. Vertical velocities and horizontal wave propagation in the solar photosphere // *Solar Phys.*.—1970.—**13**, N 1.—P. 261—286.
23. Nordlund A., Stein R. F. Solar Oscillations and Convection. I. Formalism for Radial Oscillations // *Astrophys. J.*.—2001.—**546**, N 1.—P. 576—584.
24. Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A., Vetterling W. T. Numerical recipes. — Cambridge: Union. Press, 1992.—934 p.
25. Puschmann K., Vazquez M., Bonet J. A., et al. Time series of high resolution photospheric spectra in a quiet region of the sun. I. Analysis of global and spatial variations of line parameters // *Astron. and Astrophys.*.—2003.—**408**, N 1.—P. 363—378.
26. Restaino S. R., Stebbins R. T., Goode P. R. Observation of impulsive acoustic events and the excitation of solar oscillations // *Astrophys. J.*.—1993.—**408**, N 1.—P. L57—L60.
27. Rimmele T. R., Goode P. R., Harold E., Stebbins R. T. Dark lanes in granulation and the excitation of solar oscillations // *Astrophys. J.*.—1995.—**444**, N 2.—P. L119—L122.
28. Robinson F. J., Demarque P., Li L. H., et al. Three-dimensional convection simulations of the outer layers of the Sun using realistic physics // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*.—2003.—**340**, N 3.—P. 923—936.
29. Rodriguez Hidalgo I., Ruiz Cobo B., Collados M. Lagrangian and Eulerian Stratifications of Acoustic Oscillations through the Solar Photosphere // *Astrophys. J.*.—2001.—547, N 1.—P. 491—502.
30. Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta J. C. Inversion of Stokes profiles // *Astrophys. J.*.—1992.—**398**, N 1.—P. 375—385.
31. Ruiz Cobo B., Rodriguez Hidalgo I., Collados M. Stratification with Optical Depth 5 Minute Oscillation through solar Photosphere // *Astrophys. J.*.—1997.—**488**, N 1.—P. 462—472.
32. Rutten R. J., de Wijn A.G, Sutterlin P. DOT tomography of the solar atmosphere. II. Reversed granulation in Ca II H // *Astron. and Astrophys.*.—2004.—**416**, N 1.—P. 333—340.
33. Rutten R. J., Krijger J. M. Dynamics of the solar chromosphere. IV. Evidence for atmospheric gravity waves from TRACE // *Astron. and Astrophys.*.—2003.—**407**, N 2.—P. 735—740.
34. Stein R. F., Nordlund A. Solar Oscillations and Convection. II. Excitation of Radial Oscillations // *Astrophys. J.*.—2001.—**546**, N 1.—P. 585—603.
35. Stix M. Modulation of Acoustic Waves by Solar Convection // *Solar Phys.*.—2000.—**196**, N 1.—P. 19—27.
36. Straus T., Bonacini D. Dynamics of the solar photosphere. I. Two-dimensional spectroscopy of mesoscale phenomena // *Astron. and Astrophys.*.—1997.—**324**, N 2.—P. 704—712.
37. Strous L. H., Goode P. R., Rimmele T. R. The Dynamics of the Excitation of Solar Oscillations // *Astrophys. J.*.—2000.—**535**, N 2.—P. 1000—1013.
38. Willson R. C. Measurements of solar total irradiance and its variability // *Space Sci. Rev.*.—1984.—**38**.—P. 203—242.
39. Woodard M., Hudson H. Solar oscillations observed in the total irradiance // *Solar Phys.*.—1983.—**82**, N 1.—P. 67—73.
40. Zhugzhda Y. D. Waves in a convective atmosphere: 1D periodical model // *Astron. and Astrophys.*.—1998.—**332**, N 1.—P. 314—324.
41. Zhugzhda Y. D. Waves and shear flows // *Astron. and Astrophys. Transactions*.—2003.—**22**, N 4-5.—P. 593—606.
42. Zhugzhda Y. D., Stix M. Acoustic waves in structured media and helioseismology // *Astron. and Astrophys.*.—1994.—**291**, N 1.—P. 310—319.

---

#### ON THE NATURE OF SOLAR IRRADIANCE FIVE-MINUTE OSCILLATIONS

*M. I. Stodilka*

We examined a possible nature and the origin of solar irradiance five-minute oscillations. Using solar radiation observations (DIFOS-F, VIRGO SPM, the line  $\lambda$  532.418 nm Fe I of a high spatial resolution) we solved inverse radiative transfer problem and reproduced height stratification of the local and global temperature oscillations of low  $l$  in the solar photosphere. Pseudoglobal oscillations of temperature were extracted from photosphere oscillations, which enabled us to study the contribution of acoustic and internal gravity modes into the solar irradiance oscillations. It is shown that the latter ones originate probably from the scattering *p*-modes of low  $l$  on the solar granulation with the subsequent constructive interference.