

УДК 523.9

В. Л. Ольшевский

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук
03680 Киев, ул. акад. Заболотного, 27

Колебания температуры в солнечной атмосфере, вызванные распространением акустико-гравитационных волн малых амплитуд

Проведен анализ колебаний температуры и скорости в фотосфере Солнца, обусловленных распространением акустико-гравитационных волн. Колебания рассчитывались путем аналитического решения линеаризованной системы уравнений гидродинамики для разбитой на тонкие изотермические слои одномерной модели атмосферы. Исследовано, насколько адекватно колебания температуры в фотосфере могут быть описаны с помощью линейных акустико-гравитационных волн и насколько адекватно инверсионные методы позволяют восстановить колебания температуры малой амплитуды. Показано, что рассчитанные и наблюдаемые осцилляции скорости для частот 2.5—4.5 мГц удовлетворительно согласуются по всей протяженности фотосферы. Моделируемые колебания температуры соответствуют наблюдаемым лишь в средней фотосфере, на высотах 300—400 км.

КОЛИВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ У СОНЯЧНІЙ ФОТОСФЕРІ, ВИКЛИКАНІ РОЗПОВСЮДЖЕННЯМ АКУСТИЧНО-ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ МАЛИХ АМПЛІТУД, Ольшевський В. Л. — Проведено аналіз коливань температури та швидкості у фотосфері Сонця, обумовлених розповсюдженням акустико-гравітаційних хвиль. Коливання розраховувались шляхом аналітичного розв'язування лінеаризованої системи рівнянь гідродинаміки для розбитої на тонкі ізотермічні шари одновимірної моделі атмосфери. Досліджено, наскільки адекватно коливання температури у фотосфері можуть бути описані за допомогою лінійних акустико-гравітаційних хвиль, а також наскільки адекватно інверсійні методи дозволяють відновити коливання температури малих амплітуд. Показано, що розраховані і спостережувані осциляції швидкості для частот у діапазоні 2.5—4.5 мГц задовільно узгоджуються по всій протяжності фотосфери. Змодельовані коливання температури відповідають спостережуваним лише в середній фотосфері, на висотах 300—400 км.

TEMPERATURE OSCILLATIONS IN SOLAR PHOTOSPHERE CAUSED BY PROPAGATION OF ACOUSTIC-GRAVITY WAVES OF SMALL AMPLITUDES, by Olshevsky V. L. — We analysed temperature and velocity oscillations in the solar photosphere which are caused by propagation of

acoustic-gravity waves. We calculate the oscillations using analytical solution of the system of HD equations for isothermally stratified one-dimensional atmosphere model. We investigated how well temperature oscillations in the photosphere can be described by propagation of the small-amplitude acoustic-gravity waves and how well the inversion methods can reproduce small-amplitude temperature oscillations. It is shown that the calculated velocity oscillations are in good agreement with the observed ones in most of the photosphere for frequencies of 2.5 to 4.5 mHz. Calculated temperature oscillations are in agreement with observed oscillations only in the medium photosphere, at heights from 300 to 400 km.

ВВЕДЕНИЕ

С тех пор как Лейтоном в 1960-х годах были открыты колебания скорости вещества в фотосфере Солнца, много усилий было потрачено на выяснение их физической природы. О механизмах генерации волн до сих пор ведутся дискуссии. Не вдаваясь в детали самого этого механизма, можно построить теоретическую модель распространения волн в солнечной атмосфере, которая бы описывала наблюдения. На сегодняшний день известно, что 5-мин колебания в фотосфере вызваны акустико-гравитационными волнами. Именно они и являются предметом данной работы.

Для колебаний в спокойных областях, где влияние магнитного поля на динамику вещества пренебрежимо мало, система уравнений гидродинамики в линейном приближении (для волн малых амплитуд) решается аналитически. Такая модель достаточно хорошо описывает колебания лучевой скорости вещества, а также интенсивности фотосферных спектральных линий в верхних слоях [1, 6, 8, 9]. Определить другие физические параметры солнечной атмосферы труднее, так как из наблюдаемого контура линии можно непосредственно получить лишь данные о лучевой скорости и интенсивности. Для определения температуры, например, требуются дополнительные предположения о состоянии и составе вещества. С развитием инверсионных методов стало возможным определение физических параметров вещества непосредственно из контура спектральной линии — лишь на основе теории ее образования.

Целью нашей работы является проверка того, насколько адекватно можно описать наблюдаемые колебания температуры в солнечной атмосфере с помощью модели линейных акустико-гравитационных волн. Можно выделить два основных подхода к решению этой проблемы: первый заключается в том, что на основе теории образования спектральной линии и модели колебаний рассчитывается контур линии и сравнивается с наблюдаемым. Второй подход состоит в непосредственном сравнении наблюдаемых и моделируемых колебаний физических параметров вещества. В большинстве предыдущих исследований использовался в основном первый подход. Мы будем следовать второму. Насколько нам известно, колебания температуры таким методом исследуются впервые. Поскольку исследуются непосредственно колебания физических параметров, а не контуры линий, на формирование которых могут влиять различные причины, этот подход может дать более достоверные результаты, чем первый. Мы также исследуем насколько хорошо с помощью инверсионных методов возможно восстанавливать малые вариации физического состояния вещества атмосферы из контуров линий.

С помощью модели линейных акустико-гравитационных волн были рассчитаны колебания температуры и лучевой скорости вещества в атмосфере Солнца. Рассматривалось распространение волн в некой усредненной

атмосфере без магнитного поля. Эти результаты были сопоставлены с данными, восстановленными с помощью методов инверсии непосредственно из наблюдений [12, 14].

МОДЕЛЬ КОЛЕБАНИЙ

При построении модели мы полностью следовали работам [5, 10]. Приведем здесь лишь основные уравнения и результаты. Система уравнений гидродинамики для изотермической гравитационно-стратифицированной атмосферы в отсутствие магнитного поля имеет вид

$$\begin{aligned}\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} &= -\nabla P + \mathbf{g}\rho, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\nabla(\rho \mathbf{V}), \\ \frac{dQ}{dt} &= c_v \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{\rho} \frac{d\rho}{dt},\end{aligned}\tag{1}$$

где все обозначения являются общепринятыми.

Уравнение состояния вещества:

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{P_1}{P_0} - \frac{\rho_1}{\rho_0}.\tag{2}$$

Индексом «0» отмечены средние по времени значения физических параметров, а индексом «1» их малые вариации. Принято, что затухание волн происходит за счет радиационной релаксации. В ньютоновском приближении имеем

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{C_v}{\tau_r} T_1,\tag{3}$$

где τ_r — время релаксации температурных неоднородностей для оптически тонких возмущений [15], равное

$$\tau_r = \frac{\rho_0 C_v}{16k\sigma T_0^3}\tag{4}$$

(k — коэффициент поглощения в расчете на единицу массы, σ — постоянная Стефана—Больцмана). Мы будем рассматривать только вертикальные акустико-гравитационные волны малой амплитуды, поэтому здесь и далее под скоростью вещества будем понимать только ее проекцию на луч зрения, совпадающий с осью Z системы координат (это применимо для центра солнечного диска). Решение данной системы для случая распространения волн в атмосфере с вертикальными конвективными движениями ($V = V_{0z} + V_{1z}$) описано в работах [4, 6], мы же приведем лишь окончательные формулы:

$$\begin{aligned}V_{1z} &= V_0 \exp(ik_z z + i\omega t), \\ \rho_1 &= \rho_0 \tilde{R} V_{1z}, \\ \tilde{R} &= \frac{1}{i\omega + V_{0z}/H} \left(-\frac{1}{H} - ik_z \right), \\ P_1 &= P_0 \tilde{P} V_{1z}, \\ \tilde{P} &= \frac{1}{i\omega + V_{0z}/H} \left(-\frac{1}{H} - ik_z \gamma^* \right),\end{aligned}\tag{5}$$

где V_0 — амплитуда колебаний лучевой скорости,

$$k_z = \frac{i}{2H} \pm i \sqrt{\frac{1}{4H^2} + \frac{i\omega(i\omega + V_{0z}/H)}{\gamma^* C_*^2}}$$

— вертикальное волновое число; комплексный показатель адиабаты

$$\gamma^* = \frac{i\omega\gamma + 1/\tau_r + \gamma V_{0z}/H}{i\omega\gamma + 1/\tau_r + V_{0z}/H},$$

$C_* = \sqrt{P_0/\rho_0}$ — изотермическая скорость звука, H — шкала высот. В выражении для k_z верхний знак соответствует волне, распространяющейся вниз, нижний — волне, распространяющейся вверх. Мы будем рассматривать только последние, поскольку наблюдения показывают, что вертикально распространяющиеся волны в фотосфере преобладают. Это соответствует предположению о том, что волны генерируются под фотосферой и распространяются вверх от источника.

С целью учета неізотермичности солнечной атмосферы она разбивается на тонкие изотермические слои с соответствующей температурой и шкалой высот (в нашем случае толщина слоя — порядка 10 км), и в каждом таком слое рассчитываются вариации параметров по формулам (5). Как было показано в работе Осипова [11], важную роль при таком математическом описании колебаний играет отражение волн на границах слоев в фотосфере. Мы также учитываем однократное отражение идущих вверх волн. Комплексный коэффициент отражения на границе m -го слоя дается выражением

$$R_m = \frac{V_r}{V_i} = \frac{(\tilde{P}_i - \tilde{P}_l) - ig[\rho_u/(\omega - V_{0u}k_i) - \rho_l/(\omega - V_{0l}k_i)]}{(\tilde{P}_r - \tilde{P}_i) - ig[\rho_u/(\omega - V_{0u}k_i) - \rho_l/(\omega - V_{0l}k_r)]}, \quad (6)$$

где индексы i , r , l обозначают соответственно падающую, отраженную и прошедшую волны, а индексы u , l — верхний и нижний слои.

Колебания температуры определялись из значений плотности и давления с помощью уравнения состояния (2)

$$T_1 = T_0(\tilde{P} - \tilde{R})V_{1z}. \quad (7)$$

В приведенных выше формулах участвует невозмущенная скорость вещества V_{0z} , соответствующая скорости конвективных движений вещества. Поскольку мы будем рассчитывать колебания в модели атмосферы, полученной полуэмпирически из наблюдений с низким пространственным разрешением и при большом усреднении по времени, то примем $V_{0z} = 0$.

Коэффициент поглощения излучения в континууме $\lambda = 500$ нм был получен из интерполяции заранее рассчитанной таблицы для соответствующих значений T и P . При этом учитывались следующие источники непрозрачности: связано-свободные и свободно-свободные переходы в атоме водорода H, отрицательном ионе водорода H⁻, свободно-свободные переходы в молекуле H₂ и связано-свободные переходы в металлах: Si, C, Mg, Al (с восьми первых уровней) и Fe (с двух первых уровней). Населенности уровней для простоты были взяты при локальном термодинамическом равновесии (ЛТР).

Описанным методом можно рассчитать колебания физических параметров для одномерной модели атмосферы, задав некое начальное возмущение скорости V_{1z} в нижних слоях. Полученные результаты описаны ниже.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Наблюдательный материал [2] представляет собой непрерывную временную серию 350 спектрограмм области размером 5" × 5" в центре спокойного

солнечного диска с шагом по времени 14.5 с, полученных в линии К I λ 769.9 нм (общая длительность наблюдений 85 мин). С помощью инверсионного кода в работе [14] из наблюдаемых контуров линии была восстановлена последовательность 350 одномерных моделей атмосфер, каждая из которых соответствует определенному моменту времени. Используемый инверсионный код [13] позволяет получить стратификацию температуры, лучевой скорости и газового давления как функцию оптической глубины в континууме τ_5 в интервале $-6.0 < \lg \tau_5 < 1.2$. Предполагалось, что атмосфера находится в гидростатическом равновесии, и магнитного поля нет. При расчете контуров линии учитывалось отклонение от ЛТР [3]. Коэффициенты отклонения от ЛТР считались постоянными на протяжении всего процесса инверсии. Следует отметить, что для линии К I λ 769.9 нм ошибки восстановления температуры, вызванные отклонением от ЛТР, могут быть достаточно велики в высоких слоях с $\lg \tau_5 < -3$. Помимо этого, в верхних слоях снижается чувствительность профиля линии К I к вариациям температуры и скорости. Согласно [14] результаты инверсии можно считать надежными в области $-3.5 < \lg \tau_5 < 0$.

Колебания температуры на данной оптической глубине невозможно непосредственно сравнить с теоретическими расчетами. Это обусловлено тем, что кроме истинных колебаний температуры, вызванных акустико-гравитационными волнами, вариации T вызывает также смещение вверх и вниз области формирования спектральной линии вследствие вариаций коэффициента непрозрачности k . Последний эффект может быть вызван как волновыми, так и конвективными движениями вещества. Из-за низкого пространственного разрешения наблюдательных данных мы предполагаем, что влияние конвективных движений мало. Поскольку наш метод моделирования может давать большие ошибки при расчете τ_5 (см. ниже), целесообразно иметь для сравнения наблюдаемую стратификацию колебаний температуры на фиксированных высотах.

В работе [12] была сделана попытка восстановить колебания температуры как функцию геометрической высоты z . Анализировались колебания параметров вещества в переменных Лагранжа (неинерциальная система отсчета, движущаяся вместе с веществом) и Эйлера (инерциальная система отсчета) при следующих предположениях: горизонтальных движений нет, вещество атмосферы находится в динамическом равновесии, и вариации давления в самом верхнем слое равны нулю. Приняв во внимание также то, что результаты инверсии дают большие ошибки в верхних слоях, результаты [12] можно считать надежными лишь до высот около 600 км. Мы проинтерполировали результирующие колебания из работы [12] на эквидистантную сетку по высоте. Так были получены колебания параметров вещества в шкале физических высот.

Для того чтобы получить невозмущенные значения параметров как функции τ_5 , мы усреднили результаты [14] по времени. Чтобы получить зависимости невозмущенных параметров вещества от физических высот в атмосфере, мы воспользовались результатами работы [12] и сравнениями распределения усредненной температуры и электронного давления со стандартной моделью атмосферы MASCCKL [7]. Как видно из рис. 1, эти распределения достаточно похожи. Поэтому в дальнейших расчетах в качестве невозмущенной атмосферы была использована модель MASCCKL.

Путем вычисления спектров мощности рядов колебаний скорости обнаружено несколько главных максимумов, которые можно уверенно выделить среди шумов инверсии. Для температуры ситуация несколько другая. Колебания температуры не имеют абсолютного максимума на всех высотах вблизи частоты 3.5 мГц (5-минутные колебания). Особенно ярко это

выражено в самых высоких (выше 600 км) и самых низких (ниже 100 км) слоях. Наблюдаемый спектр в самых высоких и самых низких слоях также значительно искажен шумами инверсии. Для наших расчетов были выбраны шесть частот в области 2.5—4.5 мГц, имеющих в спектре скорости наибольшие мощности. Для каждой из них рассчитывалось распространение вертикальной монохроматической волны. Начальные значения для V_{1z} брались из проинтерполированных на уровень $z = 0$ результатов [12] (т. е. рассчитывалось распространение волны от высоты $z = 0$ с соответствующим начальным и граничным условием). Результирующие колебания являются суммой возмущений от волн каждой из частот.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку профили атмосферных параметров как функции τ_5 , полученные в [14], определялись из инверсии непосредственно при наименьшем числе дополнительных предположений, в первую очередь мы сравнивали колебания температуры и скорости на фиксированных уровнях τ_5 . Из уравнений (5) нами были получены колебания на определенных высотах. После того как для каждого момента времени была рассчитана возмущенная модель атмосферы, для каждой высоты z проводился расчет τ_5 в каждый момент t . Данные из заранее рассчитанной таблицы, содержащей коэффициент поглощения в континууме для определенных P и T , интерполировались на возмущенные значения этих параметров. После этого оптические глубины рассчитывались по формуле

$$\tau_n = \tau_{n-1} + \frac{\rho_n + \rho_{n-1}}{2} \frac{k_n + k_{n-1}}{2} dz, \quad (8)$$

где τ_n — оптическая глубина границы n -го и $(n + 1)$ -го слоя, ρ и k — соответствующие этим уровням возмущенная плотность и коэффициент поглощения, dz — толщина слоя. Отметим, что интегрирование приводилось от верхних уровней к нижним (n -й слой выше $(n + 1)$ -го). Поэтому, если допустить, что вариации температуры, плотности и давления, полученные из (5), неточны в силу упрощений модели, то ошибка в расчете τ_n будет иметь тенденцию накапливаться и увеличиваться с глубиной (с увеличением n). Результаты других исследователей показывают, что действительно неточности термодинамических параметров в данной модели колебаний наиболее велики в глубоких слоях фотосферы [9].

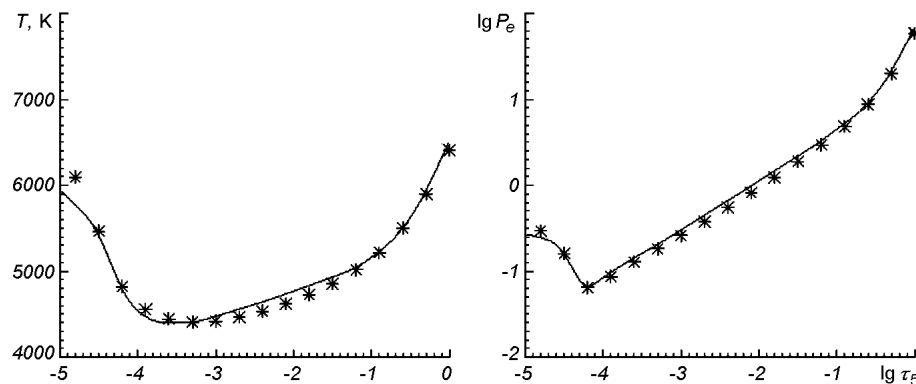


Рис. 1. Зависимости температуры и электронного давления от оптической глубины для модели атмосферы МАССКЛ (сплошная линия) и модели, полученной путем усреднения по времени результатов [12] (звездочки)

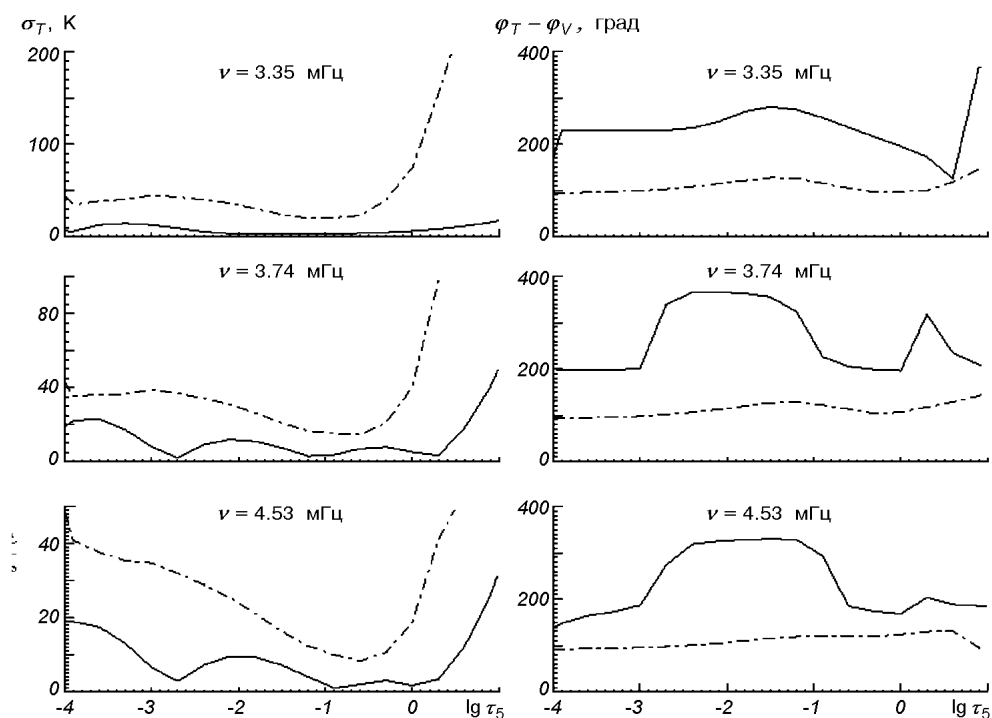


Рис. 2. Ход амплитуд σ_T колебаний температуры и разницы фаз колебаний температуры и скорости с оптической глубиной. Сплошная линия — результаты [14], штрих-пунктирная — результаты моделирования

Результаты сравнения наблюдательных данных и моделируемых для температуры приведены на рис. 2. Панели слева отображают ход амплитуд σ_T колебаний на каждой частоте с оптической глубиной. Для всех частот теоретически рассчитанные амплитуды систематически больше, чем полученные в работе [14], однако по порядку величины соответствуют наблюдаемым. В самых глубоких слоях как моделируемые, так и наблюдаемые амплитуды увеличиваются. Как будет показано ниже, увеличение амплитуды колебаний T вблизи уровня $\lg \tau_5 \approx 0$ обуславливается главным образом изменением коэффициента непрозрачности — колебаниями шкалы τ_5 . В наблюдаемых колебаниях увеличение не столь значительное, и в более глубоких слоях.

Правые панели на рис. 2 отображают разницу фаз $\varphi_T - \varphi_V$ между колебаниями T и V на трех выбранных частотах. Фазы моделируемых колебаний медленно уменьшаются до величины около 90° к внешним слоям. Поведение наблюдаемых фаз резко от этого отличается. Как уже было отмечено выше, колебания T в глубоких слоях вызваны в основном осцилляциями коэффициента непрозрачности, наибольший вклад в которые вносят колебания плотности. Это значительно влияет на сдвиг фаз между колебаниями T и V . В слоях с высоким градиентом температуры используемая модель не способна описать колебания, поскольку она не учитывает неизотермичность атмосферы. А поскольку в применяемом методе расчета τ_5 ошибки увеличиваются к более глубоким слоям, можно заключить, что модель в данных слоях способна только качественно передать ход амплитуд T с глубиной. Во внешних слоях сделать какие-либо выводы сложно. Упомянутые ошибки модели здесь незначительны, особенно — вблизи

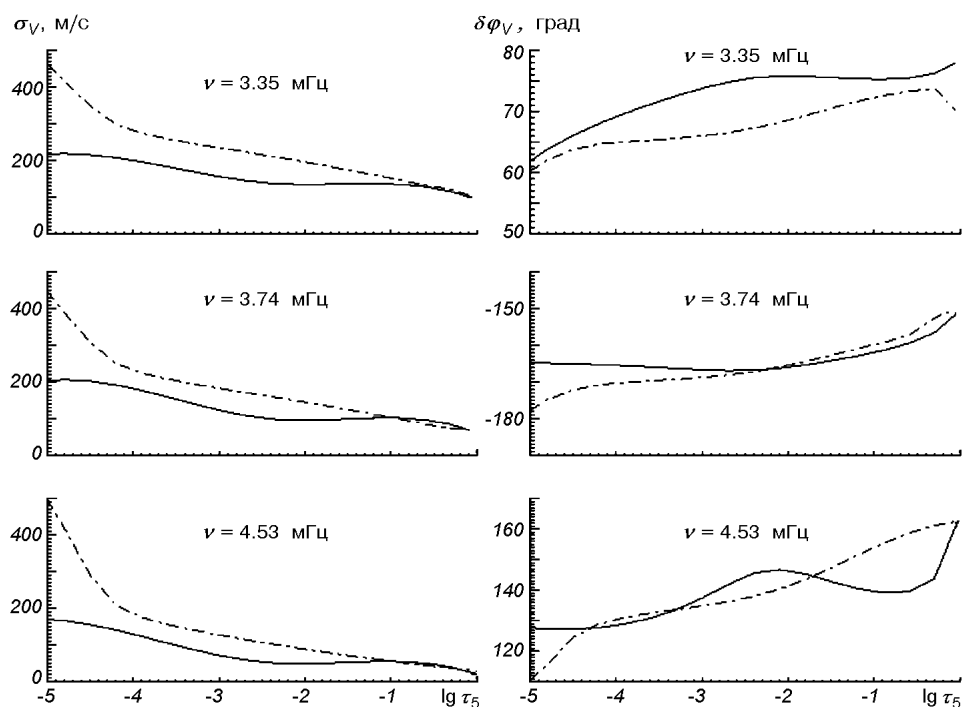


Рис. 3. Изменение амплитуд и фаз лучевой скорости вещества с оптической глубиной. Сплошная линия — результаты [14], штрих-пунктирная — результаты моделирования

температурного минимума, где градиент T мал. В работе [14] указано на достаточно высокую точность результатов инверсии в этих слоях. Однако, как видно из рис. 2, фазы наблюдаемых и моделируемых колебаний различны.

Поскольку фаза и амплитуда скорости мало изменяются с высотой, то ошибки, связанные с расчетом τ_5 , несущественны, и теория подтверждается наблюдениями. На рис. 3 отображены амплитуды и разница фаз колебаний на $\lg \tau_5 = 0$ и данной глубине наблюдаемых и моделируемых колебаний скорости для трех выбранных частот. Видно, что даже до $\lg \tau_5 \approx -4.5$ модель хорошо описывает наблюдаемые колебания, хотя в работе [14] указано на то, что результаты инверсии можно считать надежными лишь до $\lg \tau_5 \approx -3.5$.

Рассмотрим теперь колебания V и T на фиксированных высотах z . При этом исключаются ошибки расчета оптической глубины в модели, однако проявляются отмеченные выше ошибки результатов работы [12]. Поэтому все результаты наблюдений можно считать достаточно надежными лишь до высот около 600 км.

Модель очень хорошо описывает наблюдаемые колебания скорости во всем рассматриваемом интервале высот (даже на $z = 700$ км), как это видно из рис. 4. По-видимому, лучевые скорости довольно точно определяются из контура линии по ее сдвигам.

Ход амплитуд колебаний температуры с высотой z изображен на рис. 5 (панели слева). Как и для колебаний в зависимости от τ_5 , и в этом случае наблюдаемые и моделируемые амплитуды совпадают лишь по порядку величины. Однако моделируемый ход амплитуд с высотой качественно отличается от результатов [12]. При моделировании не обнаружено увеличение амплитуды колебаний температуры в самых низких слоях, а также — локальный минимум в области высот около 400 км. Поскольку в работе

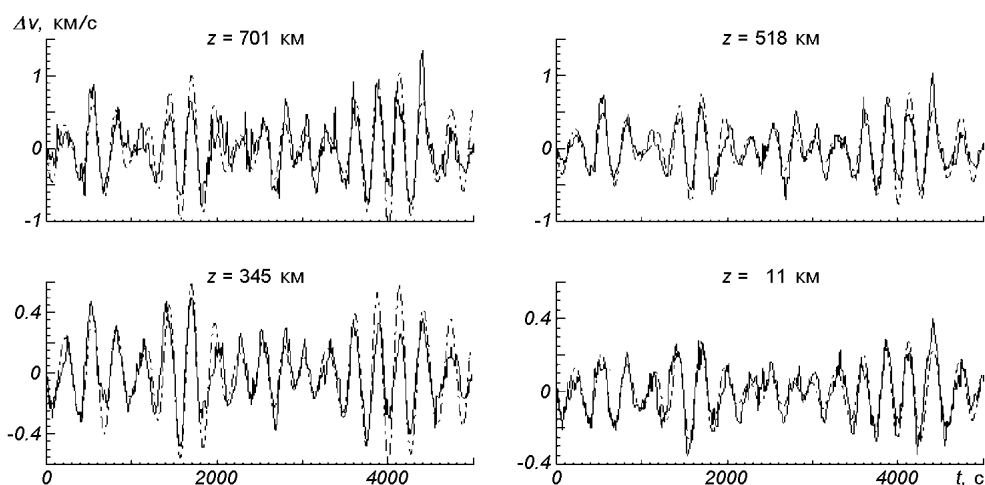


Рис. 4. Колебания скорости на разных высотах z . Сплошная линия — результаты [12], штрих-пунктирная — результаты моделирования, просуммированные по всем шести выбранным частотам в области 2.5—4.5 мГц

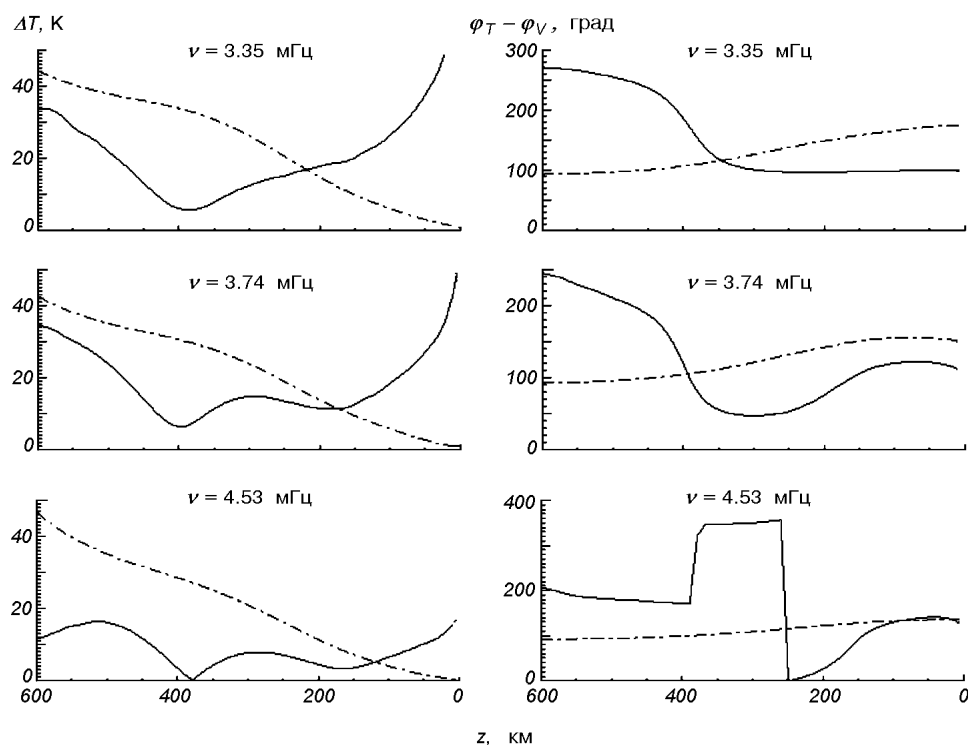


Рис. 5. Ход амплитуд σ_T колебаний температуры и разницы фаз колебаний температуры и скорости с физической высотой z

[12] указано на наиболее высокую точность результатов именно в глубоких слоях, несовпадение амплитуд вблизи нуля высот может служить подтверждением сделанного ранее вывода о том, что для температуры теория дает неверные результаты в глубоких слоях.

В работе [12] (рис. 6) показано, что фазы колебаний z остаются практически постоянными с изменением $\lg m$ — т. е., все вещество фотосфе-

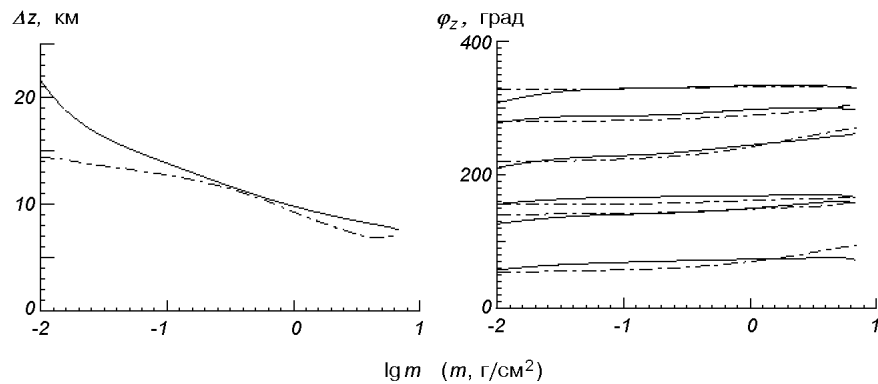


Рис. 6. Амплитуды Δz колебаний высоты в инерциальной системе отсчета, просуммированные по шести выбранным частотам, в зависимости от масс колонок вещества. На панели справа — фазы этих колебаний для каждой из частот. Сплошная линия — результаты [12], штрих-пунктирная — результаты моделирования

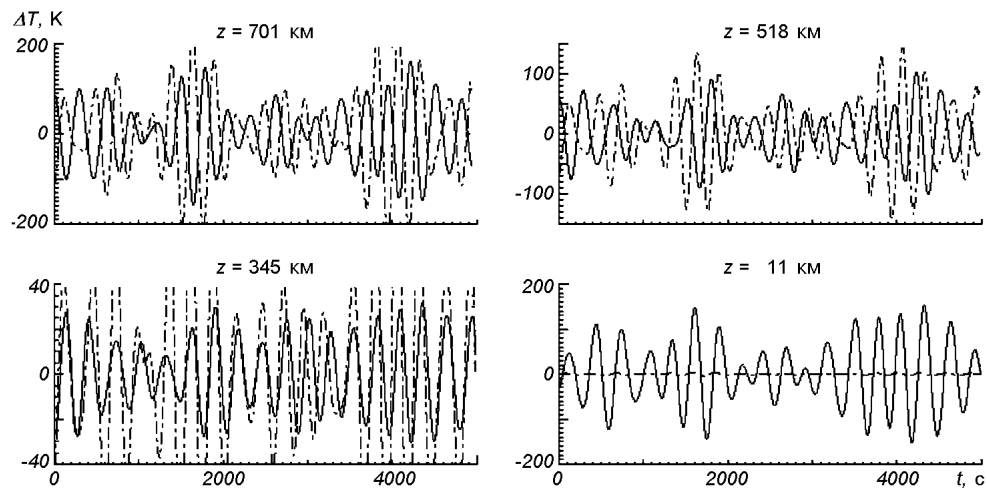


Рис. 7. Колебания температуры на четырех выбранных высотах z . Сплошная линия — результаты [12], из которых отфильтрованы только шесть выбранных частот. Штрих-пунктирная — результаты моделирования, просуммированные по тем же шести частотам

ры колеблется как целое. Соответственно колеблется и положение температурного минимума. Поэтому, наблюдая колебания температуры в неподвижной системе отсчета вблизи среднего положения температурного минимума, мы будем видеть поочередно области выше и ниже этого минимума, что обуславливает скачок фаз на величину около 180° (правые панели на рис. 6). Таким образом объяснен этот минимум в работе [12]. Для проверки этого предположения мы также провели расчет колебаний z в системе отсчета Лагранжа. Мы подсчитали массы m колонок вещества на каждом уровне z , а затем проинтерполировали результаты на эквидистантную по $\lg m$ сетку колонок вещества, аналогичную используемой в [12]. Результирующие колебания z для каждой колонки отображены на рис. 6. Видно, что и в нашем случае для всех выбранных частот вещество колеблется как целое, поскольку фазы колебаний z на каждой из частот практически постоянны для всех колонок, причем модель очень хорошо соответствует

наблюдениям. Однако локальный минимум амплитуды колебаний T в области высот около 400 км в модели не обнаружен, поэтому объяснение [12] является неубедительным.

На правых панелях рис. 5 отображены разницы фаз T и V . Моделируемые разницы фаз медленно уменьшаются от 180° в глубоких (колебания близки к изотермичным), до 90° (адиабатичные колебания) во внешних слоях, что находится в резком противоречии с результатами [12]. Однако в области высот, где наблюдаемые фазы испытывают скачок (и где находится минимум амплитуд), наблюдаемая и моделируемая кривые пересекаются. Следовательно, в этой области теория должна неплохо описывать фазы колебаний T . Это подтверждает рис. 7 (панель слева внизу). На совпадение теории и наблюдений вблизи температурного минимума уже указывалось, в частности, в работе [9]. Поскольку нет причин считать теорию неверной в более высоких слоях, где колебания адиабатичны, можно сделать вывод о том, что примененные в работах [12, 14] методы инверсии не могут правильно восстановить колебания температуры в слоях выше 400 км. Возможно, это связано с введением фиксированных коэффициентов отклонения от ЛТР, а это приближение в высоких слоях становится неверным для линии К 769.9 нм.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью физической модели были рассчитаны колебания параметров вещества в атмосфере Солнца. Затем колебания температуры и лучевой скорости были сравнены с осцилляциями, полученными непосредственно из наблюдений с помощью инверсионных методов. При этом исследовались как колебания в шкале высот, так и в шкале оптических глубин τ_5 .

Из сравнения колебаний скорости в шкале τ_5 и в шкале высот z можно заключить следующее: отмечается хорошее соответствие модели и наблюдений для частот 2.5—4.5 мГц во всех слоях атмосферы вплоть до $\lg \tau_5 = -4.5$, а в шкале высот — до $z \approx 700$ км. Следовательно, по крайней мере для скорости результаты [12, 14] можно считать надежными в более широкой области, чем отмечают их авторы.

Модель воспроизводит ход амплитуд колебаний температуры с оптической глубиной лишь с точностью до порядка величины. Как наблюдаемые, так и моделируемые амплитуды увеличиваются в области $\lg \tau_5 \approx 0$, однако моделируемые амплитуды систематически больше наблюдаемых. Колебания T вблизи $\lg \tau_5 = 0$ связаны главным образом с колебаниями коэффициента непрозрачности атмосферы. Модель не полностью учитывает неизотермичность атмосферы, которая особенно велика в глубоких слоях, кроме того, ошибки расчета τ увеличиваются с глубиной, поэтому в глубоких слоях модель не в состоянии воспроизвести наблюдения.

Рассматривая колебания T на фиксированных высотах z , можно отметить следующее. Модель описывает наблюдаемые амплитуды с точностью лишь до порядка практически по всей протяженности фотосферы. Увеличение амплитуды вблизи $z = 0$, который следует из работы [12], в модели не обнаружен. Наличие в результатах [12] локального минимума амплитуд T в области высот около 400 км авторы объясняют колебаниями вещества около среднего положения температурного минимума. Нами показано, что это объяснение является спорным. Моделируемая атмосфера также колеблется около этого положения, но соответствующий минимум в модели не обнаружен.

Моделируемые фазы колебаний T плавно уменьшаются от 180° в глубоких до 90° во внешних слоях. Поведение наблюдаемых фаз отличается

от этого. Для всех выбранных частот наблюдаемые фазы испытывают скачок в области высот около 350 км. В этой области модель достаточно хорошо передает фазы температуры. Выше 400 км наблюдаемые и моделируемые фазы очень различны. Поскольку нет причин считать теорию неверной в более высоких слоях, можно заключить, что результаты [12] верны только до высот 400 км.

Следует отметить, что вследствие малости области наблюдений ($5'' \times 5''$) все полученные результаты могут отражать лишь локальные характеристики колебаний. Так что все полученные результаты требуют проверки на более широком наблюдательном материале.

Автор благодарен Е. Хоменко за идею этой работы, а также С. Осипову за полезные замечания.

1. Bertello L., Caccin B. Non-adiabatic modeling of "5-min" oscillations: effects on photospheric line profiles // *Astron. and Astrophys.*—1990.—231, N 2.—P. 509—517.
2. Bonet J. A., Marquez I., Vazquez M., Wuhl H. Temporal and center-to-limb variations of the K I 769.9 nm line profiles in quiet and active solar regions // *Astron. and Astrophys.*—1988.—198, N 1-2.—P. 322—330.
3. Bruls J. H., Rutten R., Shchukina N. G. The formation of helioseismology lines. I. NLTE effects in alkali spectra // *Astron. and Astrophys.*—1992.—265, N 1.—P. 237—256.
4. Khomenko E. V. Local oscillations and their modification in inhomogeneous solar atmosphere // *Kinematics and Phys. of Celestial Bodies.*—2002.—18, N 6.—P. 396—406.
5. Khomenko E. V., Collados M., Bellot Rubio L. R. Magnetoacoustic waves in sunspots // *Astrophys. J.*—2003.—588, N 1.—P. 606—619.
6. Khomenko E. V., Kostik R. I., Shchukina N. G. Five-minute oscillations above granules and intergranular lanes // *Astron. and Astrophys.*—2001.—369, N 2.—P. 660—671.
7. Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., et al. A New sunspot umbral model and its variation with the solar cycle // *Astrophys. J.*—1986.—306, N 1.—P. 284—303.
8. Marmolino C., Severino G. Phases and amplitudes of acoustic-gravity waves. I. Upward and downward solutions // *Astron. and Astrophys.*—1991.—242, N 1.—P. 271—278.
9. Marmolino C., Stebbins R. T. Wave behavior in the solar photosphere: a comparison of theory and observation // *Solar Phys.*—1989.—124, N 1.—P. 23—36.
10. Mihalas D., Mihalas B. W. *Foundation of radiation hydrodynamics.* — New York: Oxford Univ. press, 1984.
11. Osipov S. N. Reflection and scattering of acoustic waves in the solar atmosphere // *Kinematics and Phys. of Celestial Bodies. Suppl.*—2000.—N 3.—P. 458—459.
12. Rodriguez Hidalgo I., Ruiz Cobo B., Collados M., Bellot Rubio L. R. Lagrangian and eulerian stratifications of acoustic oscillations through the solar photosphere // *Astrophys. J.*—2001.—547, N 1.—P. 491—502.
13. Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta J. C. Inversion of Stokes profiles // *Astrophys. J.*—1992.—398, N 1.—P. 375—385.
14. Ruiz Cobo B., Rodriguez Hidalgo I., Collados M. Stratification with optical depth of the 5 minute oscillation through the solar photosphere // *Astrophys. J.*—1997.—488, N 2.—P. 462—472.
15. Spiegel E. A. The smoothing of temperature fluctuations by radiative transfer // *Astrophys. J.*—1957.—126, N 1.—P. 202—207.

Поступила в редакцию 12.08.04