

УДК 523.9

М. И. Стодилка

Астрономическая обсерватория
Львовского национального университета имени Ивана Франко
ул. Кирилла и Мефодия 8, Львов, 79005

Фазовые скорости волн гравитации в фотосфере Солнца

По результатам наблюдений в линии Fe I воспроизведены пространственно-временные вариации давления в солнечной фотосфере. Путем соответствующей фильтрации выделены локальные внутренние волны гравитации (ВВГ). Разработана методика определения фазовых скоростей ВВГ по результатам 1D-наблюдений. Определены горизонтальные и вертикальные проекции фазовых скоростей выделенных ВВГ разных периодов. Показано, что фазовая скорость ВВГ существенно уменьшается с уменьшением частоты колебаний. Для волн гравитации периодов от 5 до 60 мин горизонтальные длины волн соизмеримы с грануляционными масштабами. Исследованы дисперсионные свойства волн гравитации.

ФАЗОВІ ШВИДКОСТІ ХВИЛЬ ГРАВІТАЦІЇ У ФОТОСФЕРІ СОНЦЯ, Стодилка М. І. — За результатами спостережень в лінії Fe I відтворено просторово-часові варіації тиску в сонячній фотосфері. Шляхом відповідної фільтрації виділено локальні внутрішні хвилі гравітації (ВХГ). Розроблено методичку визначення фазових швидкостей ВХГ за результатами 1D-спостережень. Визначені горизонтальні та вертикальні проєкції фазових швидкостей виділених ВХГ для різних періодів. Показано, що фазова швидкість ВХГ суттєво зменшується зі зменшенням частоти коливань. Для хвиль гравітації періодів від 5 до 60 хв горизонтальні довжини хвиль сумірні з грануляційними масштабами. Досліджено дисперсійні властивості хвиль гравітації.

SPATIAL STRUCTURE OF GRAVITY WAVES IN THE SOLAR PHOTOSPHERE, Stodilka M. I. — Using some results of observations in the Fe I

line we reproduced spatial-time variations of the pressure in the solar photosphere. Local internal gravity waves (IGW) were extracted by the corresponding filtration. A procedure for the determination of phase velocities of IGW from 1D observations was developed. We determined horizontal and vertical projections of IGW phase velocities for various periods. It was shown that phase velocity is significantly reduced with a decrease of the gravity wave oscillation frequency. For gravity waves with periods from 5 to 60 min their horizontal wavelenghts are of the same order as granulation scales. Some dispersion properties of gravity waves were studied.

ВВЕДЕНИЕ

Волны гравитации могут эффективно переносить импульс, момент импульса и энергию звездного вещества на большие расстояния, поэтому само их наличие приводит к более однородному вращению звезды (жесткому вращению радиативных недр); волны гравитации привлекают для объяснения содержания лития холодных звезд [13, 29]. Считается, что g -моды, которые возникают в слоях под конвективной зоной, могут туннелировать сквозь конвективно неустойчивые слои и появляться в атмосфере в виде долгопериодических колебаний малой амплитуды. Такие моды несут информацию о состоянии недр Солнца [1, 21, 22]. Волны гравитации взаимодействуют с атмосферной циркуляцией, другими типами волн [20, 24, 25] и играют важную роль в динамике звездных атмосфер на малых масштабах.

Теоретическое исследование волн гравитации выполнено в работах [12, 13, 21, 22, 26, 29, 31]. О наличии волн гравитации свидетельствуют более чем 20-летние наблюдения. Однако нет полной уверенности, что наблюдаемые волны соответствуют волнам гравитации. Все же есть наблюдения [9, 11, 16, 33], результаты которых убедительно свидетельствуют о наличии волн гравитации в фотосфере Солнца.

В условиях фотосферы Солнца волны гравитации распространяются по наклонным траекториям, что дает незначительные доплеровские сдвиги, а длины их волн соизмеримы с грануляционной структурой. Поэтому наличие внутренних волн гравитации (ВВГ) трудно выявить прямыми наблюдениями. Гравитационные волны могут возникать в конвективно устойчивых стратифицированных слоях фотосферы и хромосферы [32].

В данное время нет однозначного мнения о роли волн гравитации и акустических волн в нагреве верхних слоев солнечной атмосферы [7, 8, 14, 15, 34, 35].

Остается нерешенной проблема возбуждения волн гравитации. Наиболее часто используется модель возбуждения ВВГ проникающей конвекцией [12, 13]. В работе [10] исследованы генерация, распространение и излучение магнито-акустико-гравито-инерционных (MAGI) волн и выявлены такие источники их генерации, как страти-

фицированная гидромагнитная турбулентность, неоднородности ионизированной среды, диссипация тепловой энергии. Наряду с генерацией волн различными источниками возможна модуляция волн атмосферными неоднородностями. Так, Сулейменов [36] показал, что любую область атмосферы с неоднородным распределением температуры можно рассматривать как набор атмосферных линз, фокусирующих p и g -волны.

Исследование фазовой и групповой скоростей ВВГ проведено в работах [21, 22], но для однородной атмосферы; соотношения для фазовой и групповой скоростей довольно сложны, они существенно упрощаются в приближении изотермической атмосферы. В условиях атмосферы Солнца радиационное затухание оказывает немаловажное влияние на фазовую и групповую скорости волн гравитации — z -проекция фазовой скорости увеличивается, тогда как для групповой скорости уменьшается. При этом, наиболее подвержены влиянию радиационного затухания низкочастотные волны с большим значением горизонтальной проекции длины волны.

В наших работах [2, 3] из воспроизведенных по результатам наблюдений пространственно-временных вариаций давления были выделены структуры, которые по своим свойствам соответствуют волнам гравитации — распространяются почти горизонтально с дозвуковыми скоростями, фазовая скорость перпендикулярна к групповой, z -проекция фазовой (они отрицательны) и групповой скоростей имеют противоположные знаки. В этих же работах мы начали исследование фазовых скоростей волн гравитации и показали, что с уменьшением частоты волны горизонтальная проекция фазовой скорости уменьшается.

Насколько нам известно, на данное время не удалось определить по результатам наблюдений фазовые скорости волн гравитации, следовательно не ясны их дисперсионные свойства в условиях неоднородной атмосферы Солнца.

В работе представлены результаты исследования фазовых скоростей локальных волн гравитации в фотосферных слоях Солнца.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В данном исследовании использованы результаты наблюдений центра диска спокойного Солнца в линии Fe I 639.360 нм, выполненные Н. Г. Щукиной [17] на телескопе VTT (Канарские острова). Пространственное и временное разрешение составили $X = 252$ км, $t = 10$ с. Пространственно-временные вариации термодинамических и кинематических параметров (температура, плотность, давление, поле скоростей) неоднородной атмосферы Солнца воспроизведены по профилям этой линии путем решения инверсной задачи неравновесного переноса излучения с использованием стабилизаторов Тихонова [5]. Сам вид стабилизаторов и коэффициенты регуляризации были по-

добраны на тестовой задаче воспроизведения моделей по профилям этой линии, полученным в рамках гидродинамических моделей Асплунда [6]. Наш инверсный код описан в работах [4, 5]. Кроме того, в высоких слоях, где линия не чувствительна к вариациям среды, стабилизаторы дополнительно приближали воспроизведенные стратификации скоростей к скоростям, полученным методом γ -метра [17] по смещениям центра линии, а стратификации температуры — к соответствующей стратификации для модели спокойного Солнца (в нашем случае VAL80-C [37]), что снимает проблему наличия ложных узких пиков в воспроизведенных стратификациях параметров модели.

Профили линии Fe I 639.360 нм дают возможность определять параметры модели от слоев образования континуума до слоев, прилегающих к температурному минимуму. Так как в верхних слоях атмосферы Солнца существенны эффекты отклонения от ЛТР, мы решаем инверсную задачу неравновесного переноса излучения: в рамках каждой промежуточной модели, которая итерационно уточняется, путем совместного решения уравнения переноса и статравновесия находим неЛТР-параметры, которые затем используются в инверсной процедуре.

По наблюдаемым вдоль щели спектрографа профилям выбранной линии мы воспроизвели набор полуэмпирических моделей атмосферы Солнца вдоль пространственной координаты X на поверхности Солнца. Таким образом, получается двухмерная модель неоднородной атмосферы Солнца вдоль двух пространственных координат X, h (здесь h — высота) и времени.

После обработки всех профилей инверсной процедурой мы получили данные о температуре, плотности, давлении и поле скоростей, что позволяет изучать динамику неоднородной атмосферы Солнца. В нашем исследовании время наблюдения составляло 2.6 ч, длина наблюдаемого участка 64.4 Мм вдоль поверхности Солнца, диапазон воспроизводимых по линии Fe I 639.360 нм высот: 25 км h 525 км.

Структура фотосферы Солнца определяется как волновыми, так и конвективными движениями. Спектральные особенности вариаций излучения Солнца дают возможность разделить их на конвективную и волновую составляющие.

Так как фазовая скорость волн гравитации меньше звуковой, мы рассматриваем только такие возмущения, фазовая скорость которых: $0 < V_{ph} < V_s$. Акустические колебания (сверхзвуковые скорости) и медленные конвективные движения ($V < 0.2$ км/с) устранены путем k -фильтрации. Внутренние волны гравитации мы выделяли в несколько этапов: выделение движений, распространяющихся в нижние слои; фазовая фильтрация; выделение волн, распространяющихся вдоль одного направления по щели спектрографа.

Методика выделения волн гравитации более детально описана в работе [3].

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

По результатам наблюдений с высоким разрешением мы получили модели солнечной грануляции, которые представляют пространственно-временные вариации термодинамических и кинематических параметров. В нашем исследовании мы используем возмущения давления, так как последние определяют переносимый волнами поток энергии. Достаточно большое время наблюдений и высокое пространственно-временное разрешение используемых данных наблюдений позволяет выполнить соответствующее исследование в области как низких, так и средних частот. Мы рассматриваем отдельно колебания периодов 5...10 мин (1.67...3.33 мГц), 10...20 мин (0.83...1.67 мГц), 20...30 мин (0.56...0.83 мГц), 30...40 мин (0.42...0.56 мГц) и 40...60 мин (0.28...0.42 мГц). Исследование более высоких и более низких частот ограничено пространственным разрешением и временем наблюдения соответственно. Ниже мы рассматриваем пакеты выделенных волн гравитации для выбранных интервалов частот.

Выделенные нами соответствующей фильтрацией ВВГ в представлении вариаций давления показаны на рис. 1. Светлым тонам соответствуют положительные возмущения давления, темным — отрицательные. Вариации давления нормированы на давление на нижней границе сетки моделей солнечной грануляции, амплитуда колебаний равна $2.5 \cdot 10^3 p_N$ для интервала периодов $T = 10...20$ мин. Для значений вариаций вне этого интервала происходит насыщение контраста, что лучше воспроизводит структуру волновых пакетов. Это касается всех представленных ниже рисунков.

Показанные волны распространяются справа налево вдоль оси X , при этом волновые поверхности перемещаются в нижние слои ($V_{ph,x} < 0$). Волновые возмущения среды, сгенерированные у начала области проникающей конвекции, доходят до слоев температурного минимума.

Горизонтальные скорости внутренних волн гравитации в фотосфере Солнца. Для определения фазовых скоростей будем рассматривать пространственно-временные развертки вариаций давле-

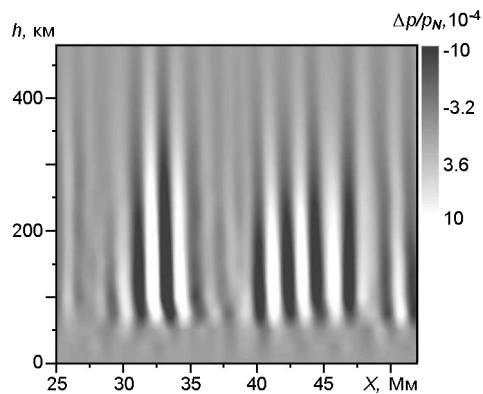


Рис. 1. Гравитационные волны в представлении вариаций давления: $T = 10...20$ мин

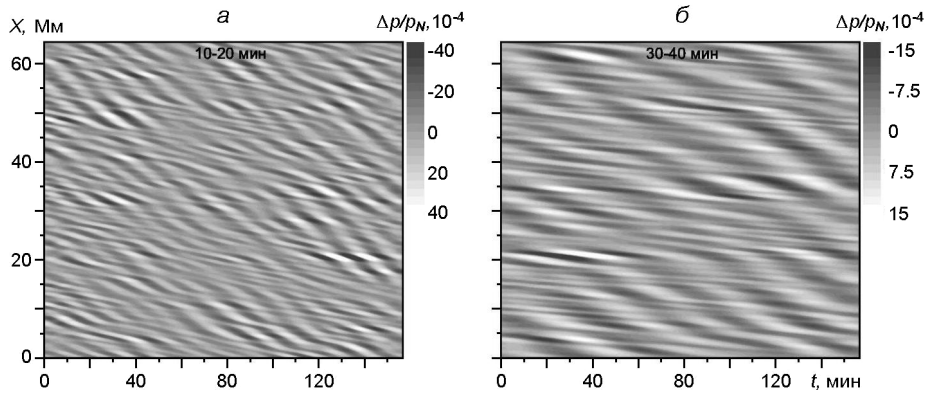


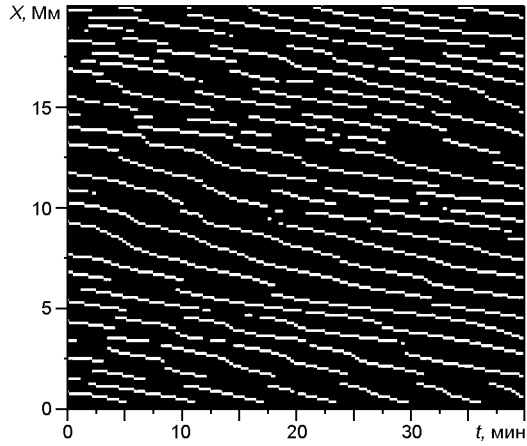
Рис. 2. Пространственно-временные сечения вариаций давления волн гравитации на высоте $h = 200$ км: *а* — $T = 10 \dots 20$ мин, *б* — $T = 30 \dots 40$ мин

ния волн гравитации на фиксированных высотах. Такие зависимости позволяют оценить время и длину распространения волн, их фазовые скорости.

На рис. 2 представлены сечения на высоте $h = 200$ км пространственно-временных вариаций давления для двух интервалов периодов; волны распространяются в одном направлении вдоль щели спектрографа, скорость распространения возбуждений ограничена скоростью звука: $V_{ph,x} = (0 \dots 1)V_s$. Здесь отчетливо выделяются пересекающиеся фазовые поверхности волн, проходящих под разными углами щель спектрографа, т. е. распространяющиеся с разными скоростями вдоль оси X . Напомним, что скорость $V_{ph,x} = V_{ph}$, и в нашем случае она ограничена скоростью звука. Как видно из рис. 2, проекции длин волн гравитации на ось вдоль щели спектрографа порядка грануляционных и мезогрануляционных масштабов. В некоторых областях наблюдается усиление амплитуды колебаний, что вызвано наличием возбуждающих источников, или же наложением колебаний. Возбуждение волн гравитации носит случайный характер.

Линии с минимальным наклоном на рис. 2 образованы прохождением волн гравитации почти вдоль щели спектрографа. Так как $V_{h,x}$ определяется наклоном фазовой поверхности к щели спектрографа, по наклонам фазовых поверхностей легко получить оценку горизонтальной составляющей как минимальное значение $V_{h,x}$. Но фазовая скорость и сама фазовая поверхность подвержены влиянию атмосферных неоднородностей, что вносит дополнительные ошибки при определении горизонтальной скорости. Поэтому мы дальше рассматриваем распределение скоростей $V_{h,x}$. Сперва мы идентифицировали локальные экстремальные значения вариаций давления на пространственно-временных сканах волн гравитации. Эти экстремальные значения образуют набор трассеров (траектории фиксированных точек профиля фолны на плоскости x, t) — линий, которым соответствует прохож-

Рис. 3. Трассеры волн гравитации на пространственно-временном скане



дение волновых поверхностей через щель спектрографа (рис. 3). Наклон каждой из таких линий дает проекцию горизонтальной фазовой скорости на ось X .

Чтобы идентифицировать эти линии и определить их наклон, мы для каждого фиксированного дискретного значения наклона провели множество прямых линий, и подсчитывали число пикселей трассеров, которые попадают на каждую линию заданного наклона; если число пикселей трассеров, попадающих на соответствующую линию, больше заданного граничного значения, то линия принимается за один трассер. Короткие трассеры не рассматриваются.

Таким образом мы смогли оценить количество волновых поверхностей, которые распространяются с заданной скоростью $V_{h,x}$ (точнее в заданном интервале $V_{h,x} \dots (V_{h,x} + V_{h,x})$) и получить соответствующую функцию распределения квази плоских волн по скоростям $V_{h,x}$. Полученные распределения для двух интервалов периодов показаны на рис. 4 в виде коротких штриховых линий. Эти распределения усреднены по фотосферным высотам. Полученные распределения асимметричны, и далее мы рассматриваем их как унимодальные, так как ограниченное число трассеров порождает небольшие пики на кривых распределения. Функция распределения для периодов волн $T = 10 \dots$

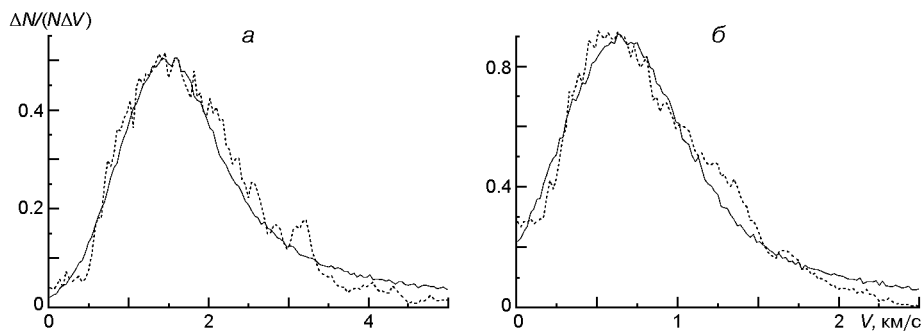


Рис. 4. Полученные из наблюдений (короткие штриховые линии) и модельные (сплошные линии) функции распределения: a — $T = 10 \dots 20$ мин, b — $T = 30 \dots 40$ мин

20 мин имеет максимум при $V = 1.5$ км/с, тогда как для периодов $T = 30 \dots 40$ мин максимум приходится на $V = 0.6$ км/с.

Заметим, что с уменьшением частоты колебаний волн кривая распределения сдвигается в сторону меньших скоростей. Поэтому мы считаем, что горизонтальная составляющая фазовой скорости, которая зависит от частоты волн, будет одним из параметров распределения. А форма функции распределения определена из следующих соображений. Пусть V_h — горизонтальная проекция фазовой скорости, а α — угол между k_x и k_h , тогда $V_{h,x} = V_h / \cos \alpha$. Поскольку в горизонтальной плоскости все направления для волн гравитации равновероятны, углы α будут равномерно распределены на интервале $0 \dots 2\pi$ и $-\pi/2 \dots \pi/2$, когда рассматриваются волны, распространяющиеся в одном и том же направлении вдоль щели спектрографа. Кроме того, к величине V_h следует добавить случайный компонент, например в виде шума Гаусса $N(0, \sigma)$. Следовательно, в условиях реальной атмосферы $V_{h,x} = (V_h + \sigma) / \cos \alpha$. Таким образом, в нашем случае функция распределения зависит от двух параметров V_h и σ . А саму функцию распределения мы получили путем статистического моделирования.

На рис. 5 показаны результаты моделирования функции распределения $N/(N \Delta V)$, где N — число элементов выборки при моделировании, N — число результатов моделирования, попадающих в интервал $V \dots (V + \Delta V)$ с параметром $V_h = 1$ км/с. Согласно результатам моделирования наличие шума размывает функцию распределения и сдвигает ее максимум в сторону больших скоростей: чем больше шум, тем больше сдвиг. Поэтому определение горизонтальной скорости по максимуму функции распределения дает лишь качественное представление об изменении скорости. Более того, небольшое число элементов ($N < 1000$) статистической выборки порождает множественные локальные экстремумы. Последнее обстоятельство усложняет определение горизонтальной скорости.

Итак, чтобы получить корректную оценку V_h , необходимо определять одновременно два параметра распределения. Функции распреде-

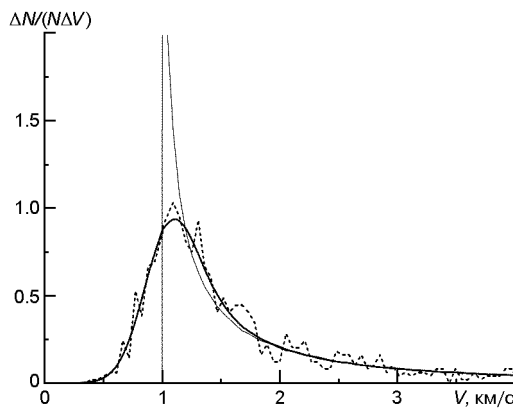


Рис. 5. Модельные функции распределения с $V_h = 1$ км/с: тонкая сплошная линия — $\sigma = 0$, $N = 10^6$, короткие штрихи — $\sigma = 0.3$ км/с, $N = 10^3$, толстая сплошная линия — $\sigma = 0.3$ км/с, $N = 10^6$

ления с бестфитовыми значениями параметров (V_h и α) для двух интервалов периодов ($T = 10...20$ мин и $T = 30...40$ мин) показаны на рис. 4 сплошными линиями. Как видим, вполне достаточно двух параметров V_h и α , чтобы получить хорошую подгонку полученной и промоделированной функций распределения. Ниже приведены полученные значения параметров функции распределения для рассматриваемых пяти интервалов периодов T :

$T = 5...10$ мин	$V_h = 2.1$ км/с	$\alpha = 0.60$ км/с,
$T = 10...20$ мин	$V_h = 1.3$ км/с	$\alpha = 0.50$ км/с,
$T = 20...30$ мин	$V_h = 0.80$ км/с	$\alpha = 0.32$ км/с,
$T = 30...40$ мин	$V_h = 0.56$ км/с	$\alpha = 0.27$ км/с,
$T = 40...60$ мин	$V_h = 0.52$ км/с	$\alpha = 0.24$ км/с.

Согласно полученным результатам горизонтальная проекция фазовой скорости существенно уменьшается с уменьшением частоты волн гравитации, что может быть вызвано как изменением самой фазовой скорости, так и изменением угла α между направлением распространения волны и осью Z с уменьшением частоты волны. Поэтому следует выполнить аналогичное исследование вертикальных фазовых скоростей.

Вертикальные скорости внутренних волн гравитации в фотосфере Солнца. Для определения вертикальной составляющей фазовых скоростей будем рассматривать пространственно-временные (высота — время) развертки вариаций давления волн гравитации на фиксированных положениях вдоль пространственной X -координаты, фрагменты которых показаны на рис. 6. По наклону трассеров видно, что волновые поверхности перемещаются вниз ($V_z < 0$).

Полученные распределения для двух интервалов периодов показаны на рис. 7 в виде коротких штриховых линий. Функция распределения для периодов волн $10...20$ мин имеет максимум при $V_z = 3$ км/с,

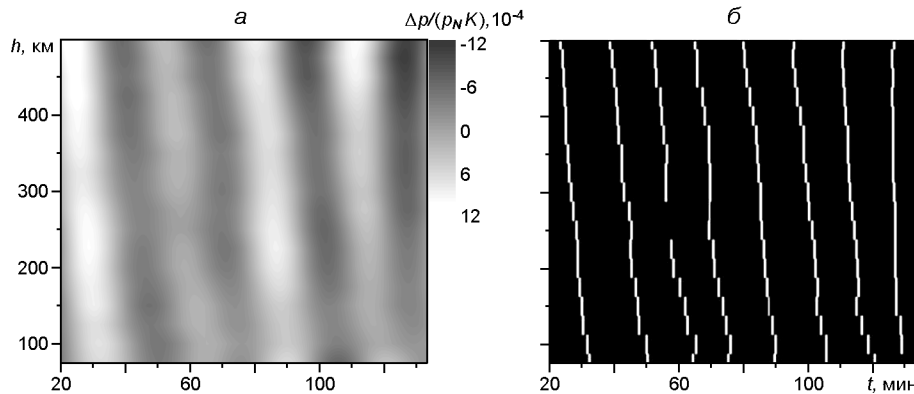


Рис. 6. Пространственно-временные (высота — время) сечения (а) и трассеры (б) вариаций давления волн гравитации для $T = 30...40$ мин

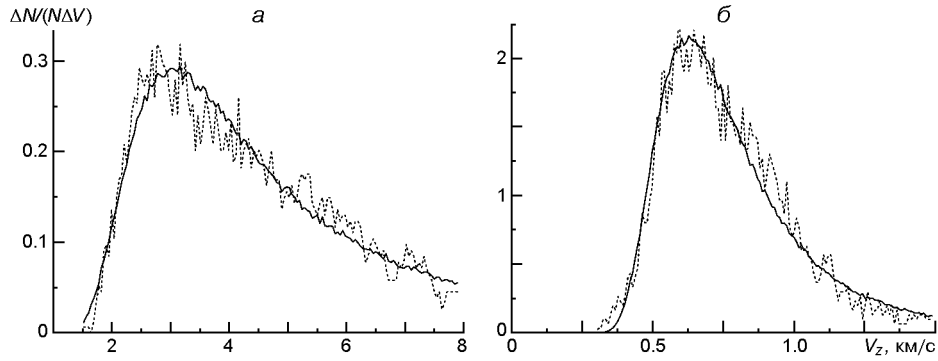


Рис. 7. Полученные из наблюдений (короткие штриховые линии) и модельные (сплошные линии) функции распределения для вертикальных скоростей: *a* — $T = 10...20$ мин, *б* — $T = 30...40$ мин

тогда как для периодов 30...40 мин максимум приходится на $V_z = 0.63$ км/с.

Для корректного определения V_z следует выбрать модель, позволяющую получить теоретическую функцию распределения. В данном случае форма функции распределения определена из следующих соображений. Пусть V_z — вертикальная проекция фазовой скорости, а α — угол между k_z и k , тогда $V_z = V/\cos \alpha$. Но поскольку атмосферные неоднородности и локальные движения вещества оказывают влияние на саму фазовую скорость и деформируют волновой фронт, к V и $\cos \alpha$ следует добавить случайные компоненты δ_1 и δ_2 в виде шума Гаусса $N_1(0, \sigma_1)$ и $N_2(0, \sigma_2)$.

Таким образом, для вертикальной скорости имеем $V_z = (V + \delta_1)/(\cos \alpha + \delta_2)$. Так как влияние деформации фронта волны на вертикальную скорость больше, чем влияние вариаций фазовой скорости (рассматриваемые частоты не намного меньше частоты Брента — Вьясяля), и к тому же распределение асимметрично (рис. 7), то можем пренебречь δ_1 . Тогда для вертикальной скорости имеем $V_z = V/(\cos \alpha + \delta_2)$. Разделив числитель и знаменатель на $\cos \alpha$, получим $V_z = V_z^0/(1 + \delta_2/\cos \alpha)$, где V_z^0 — истинное значение вертикальной скорости, подлежащее определению. Следовательно, в нашем случае функция распределения зависит от параметров V_z^0 и $\delta_2/\cos \alpha$. Соответствующую теоретическую функцию распределения мы получили путем статистического моделирования.

На рис. 8 показаны результаты моделирования функции распределения с параметром $V_z^0 = 3$ км/с. Наличие шума размывает функцию распределения и сдвигает ее максимум уже в сторону меньших скоростей: чем больше шум, тем больше сдвиг. Определение вертикальной скорости по максимуму функции распределения дает разве что нулевое приближение скорости. Небольшое число элементов ($N < 1000$) статистической выборки снова порождает множественные ло-

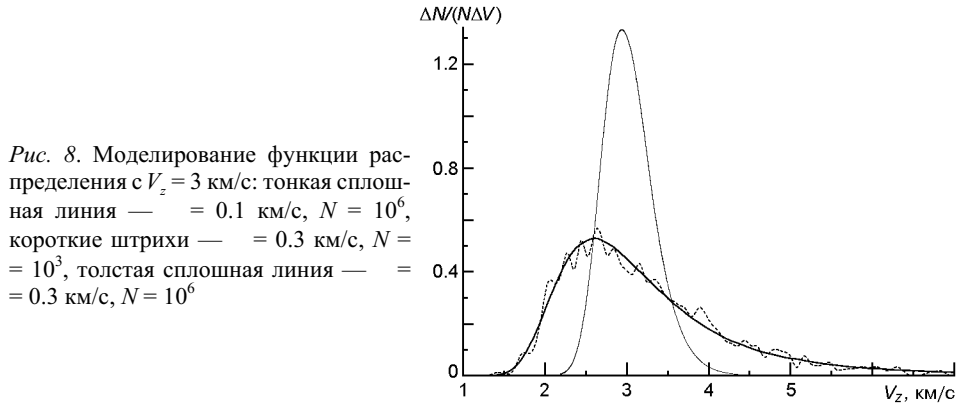


Рис. 8. Моделирование функции распределения с $V_z = 3$ км/с: тонкая сплошная линия — $= 0.1$ км/с, $N = 10^6$, короткие штрихи — $= 0.3$ км/с, $N = 10^3$, толстая сплошная линия — $= 0.3$ км/с, $N = 10^6$

кальные экстремумы, и это усложняет определение вертикальной скорости.

Ниже приведены полученные значения параметров функции распределения для рассматриваемых пяти интервалов периодов T :

$T = 5 \dots 10$ мин	$V_z = -15.0$ км/с	$= 2.5$ км/с,
$T = 10 \dots 20$ мин	$V_z = -4.9$ км/с	$= 0.71$ км/с,
$T = 20 \dots 30$ мин	$V_z = -2.1$ км/с	$= 0.50$ км/с,
$T = 30 \dots 40$ мин	$V_z = -0.72$ км/с	$= 0.41$ км/с,
$T = 40 \dots 60$ мин	$V_z = -0.56$ км/с	$= 0.36$ км/с.

Полученные результаты для фазовых скоростей представлены в таблице. В первых двух графах приведены частота и период, соответствующие середине рассматриваемых интервалов периодов. Фазовая скорость получена из известного соотношения: $V_{ph}^{-2} = V_h^{-2} + V_z^{-2}$, угол между k_z и k : $\theta = \arccos(V_{ph}/|V_z|)$, $\lambda_h = V_h T$.

Согласно полученным результатам при уменьшении частоты колебаний фазовая скорость существенно уменьшается, при этом происходит изменение направления распространения волн — от почти горизонтального (при $V_z \approx 0$) до 47° при 0.35 мГц. Для периодов в пределах $10 \dots 40$ мин горизонтальная проекция длины волны при изменении частоты почти не изменяется, т. е. в нашем случае уменьшение V_h почти компенсируется увеличением периода колебаний T . В

Характеристики фазовых скоростей волн гравитации для разных частот

f , мГц	T , мин	V_h , км/с	V_z , км/с	V_{ph} , км/с	θ , град	$\sin \theta$	λ_h , Мм
2.92	7.5(5)	2.1	-15.0	2.08	82	0.99	0.95(0.6)
1.25	15	1.32	-4.9	1.28	75	0.96	1.19
0.69	25	0.8	-2.1	0.75	69	0.93	1.20
0.48	35	0.56	-0.72	0.44	52	0.79	1.18
0.35	50(60)	0.52	-0.56	0.38	47	0.73	1.56(1.9)

последней графе таблицы приведены длины волн, соответствующие наименьшим (5 мин) и наибольшим (60 мин) рассматриваемым периодам. Как следует из таблицы, для волн гравитации периодов от 5 до 60 мин горизонтальные длины волн лежат в области грануляционных масштабов: $\lambda_h = 0.6...1.9$ Мм ($k_h = 3.3...10.5$ Мм⁻¹). Результаты моделирования, приведенные в работе [34], дают на высоте $h = 600$ км горизонтальные масштабы волн гравитации $\lambda_h = 0.6...5$ Мм при времени моделирования 17 ч, тогда как в нашем случае время наблюдения составляет 2.6 ч, поэтому фильтрация колебаний периодов больше 60 мин будет неэффективной. Таким образом, в условиях реальной атмосферы Солнца на частотах $\omega = 0.35...2.92$ мГц распространяются волны гравитации ограниченного диапазона k_h . Однако мы не можем однозначно указать факторы, ограничивающие горизонтальную длину волн гравитации для этого диапазона частот. Скорее всего это результат воздействия квазипериодической конвективной структуры на распространение волн. В самом деле, горизонтальные длины волн рассматриваемых нами частот соизмеримы со средним размером гранула + межгранула, что может вызывать усиление колебаний (или же ослабление их затухания) определенного ограниченного диапазона k_h , амплитуда других колебаний будет меньшей, поэтому они надежно не регистрируются. Выполненное в работе [23] исследование влияния случайных конвективных потоков на акустические осцилляции обнаруживает усиление или затухание волн в зависимости от характерного горизонтального размера потоков. Влияние периодических конвективных структур на распространение волн выявлено также в работах [18, 38].

Сделаем оценку верхнего предела горизонтальной длины волны волн гравитации на мезогрануляционных временных масштабах: $T = 2...5$ ч [28]. Так как наши оценки для $T = 65...90$ мин дают V_h

0.35 км/с, то верхние оценки горизонтальных длин волн для периодов $T = 2...5$ ч (если тенденция изменения V_h с уменьшением частоты будет той же) будут равны $2.5...6.3$ Мм, тогда как пространственные масштабы мезогрануляции почти в два раза больше: $4...12$ Мм [28].

Таким образом, волны гравитации не могут давать существенного вклада в динамику фотосферы на пространственно-временных масштабах мезогрануляции. Следует отметить, что в верхних слоях фотосферы проявляется отдельный вид вторичных неконвективных особенностей, обусловленных проникающей конвекцией. Эти вторичные структуры также часто связывали с волнами гравитации [19, 30].

ВЫВОДЫ

По данным наблюдений солнечной грануляции с высоким пространственным разрешением мы воспроизвели пространственно-времен-

ные вариации возмущений давления в фотосфере Солнца и выделили внутренние волны гравитации.

Разработана методика определения фазовых скоростей ВВГ по результатам спектральных 1D-наблюдений. Этот подход также можно использовать для изучения фазовых скоростей акустических волн, но уже по 2D-наблюдениям.

Мы определили горизонтальную и вертикальную составляющие фазовых скоростей волн гравитации для разных периодов и показали, что фазовая скорость существенно уменьшается с уменьшением частоты волн гравитации, при этом происходит изменение направления распространения волн — от почти горизонтального (при V_h) до

при 0.35 мГц. Для периодов в пределах $10...40$ мин горизонтальная проекция длины волны при изменении частоты почти не изменяется, т. е. в нашем случае уменьшение V_h почти компенсируется увеличением периода колебаний T . Для волн гравитации периодов от 5 до 60 мин горизонтальные длины волн лежат в области грануляционных масштабов: $\lambda_h = 0.6...1.9$ Мм ($k_h = 3.3...10.5$ Мм⁻¹). Волны гравитации не могут давать существенного вклада в динамику фотосферы на пространственно-временных масштабах мезогрануляции.

1. Дубов Э. Е. Колебания и волны в атмосфере Солнца // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1978.—**14**.—С. 148—266.
2. Стодилка М. И. Особенности возбуждения и распространения волн гравитации в фотосфере Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2012.—**28**, № 3.—С. 73—80.
3. Стодилка М. И. Пространственная структура волн гравитации в фотосфере Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2012.—**28**, № 4.—С. 15—26.
4. Стодилка М. И. Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір // Журн. фіз. досліджень.—2002.—**6**, № 4.—С. 435—442.
5. Стодилка М. И. Тихонівські стабілізатори в інверсних задачах спектральних досліджень // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—**19**, № 4.—С. 334—343.
6. Asplund M., Ludwig H.-G., Nordlund A., Stein R. F. The effects of numerical resolution on hydrodynamical surface convection simulations and spectral line formation // Astron. and Astrophys.—2000.—**359**, N 2.—P. 669—681.
7. Bello Gonzales N., Flores Soriano M., Kneer F., Okunev O. Acoustic waves in the solar atmosphere at high spatial resolution // Astron. and Astrophys.—2009.—**508**, N 2.—P. 941—950.
8. Bello Gonzales N., Flores Soriano M., Kneer F., et al. Acoustic waves in the solar atmosphere at high spatial resolution. II. Measurement in the Fe I 5434 Å line // Astron. and Astrophys.—2010.—**522**, id. A31.
9. Bonet J. A., Marquez I., Vazquez M., Woehl H. Asymmetries and shifts of the solar K I 7699 Å line and possible evidence for gravity waves in the quiet photosphere // Astron. and Astrophys.—1991.—**244**, N 2.—P. 492—500.
10. Campos L. M. B. C. On magnetoacoustic-gravity-inertial (MAGI) waves — I. Generation, propagation, dissipation and radiation // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2011.—**410**, N 2.—P. 717—734.

11. *Deubner F.-L., Fleck B.* Dynamics of the solar atmosphere. I. Spatio-temporal analysis of waves in the quiet solar atmosphere // *Astron. and Astrophys.*—1989.—**213**, N 1-2.—P. 423—428.
12. *Dintrans B., Brandenburg A., Nordlund A., Stein R. F.* Stochastic excitation of gravity waves by overshooting convection in solar-type stars // *Astrophys. and Space Sci.*—2003.—**284**, N 1.—P. 237—240.
13. *Dintrans B., Brandenburg A., Nordlund A., Stein R. F.* Spectrum and amplitudes of internal gravity waves excited by penetrative convection in solar-type stars // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**438**, N 1.—P. 365—376.
14. *Fleck B., Straus T., Jefferies S., Scherrer P.* Estimating the energy flux of acoustic-gravity waves in the solar atmosphere from SDO/HMI data // *American Geophysical Union, Fall Meeting 2010*, abstract #SH11A-1602.
15. *Kalkofen W., Rossi P., Bodo G., Massaglia S.* Acoustic waves in a stratified atmosphere. IV. Three-dimensional nonlinear hydrodynamics // *Astron. and Astrophys.*—2010.—**520**. id. A100.
16. *Komm R., Mattig W., Nesis A.* The decay of granular motions and the generation of gravity waves in the solar photosphere // *Astron. and Astrophys.*—1991.—**252**, N 2.—P. 827—834.
17. *Kostyk R. I., Shchukina N. G., Khomenko E. V.* Fine structure of wave motions in the solar photosphere: Observations and theory // *AstrRep.*—2006.—**50**, N 7.—P. 588—600.
18. *Kumar N., Kumar A.* Non-adiabatic MHD modes in periodic magnetic medium // 38th COSPAR Scientific Assembly. Bremen, Germany, 2010.—P. 3.
19. *Leenaarts J., Wedemeyer-Bohm S.* DOT tomography of the solar atmosphere. III. Observations and simulations of reversed granulation // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**431**.—P. 687—692.
20. *Lou Yu-Qing.* Gravito-acoustic wave transformation in stellar atmospheres // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—**276**, N 3.—P. 769—784.
21. *Mihalas B. W., Toomre J.* Internal gravity waves in the solar atmosphere. I.—Adiabatic waves in the chromosphere // *Astrophys. J.*—1981.—**249**, part 1.—P. 349—371.
22. *Mihalas B. W., Toomre J.* Internal gravity waves in the solar atmosphere. II. Effects of radiative damping // *Astrophys. J.*—1982.—**263**, part 1.—P. 386—408.
23. *Murawski K., Pelinowski E. N.* The effect of random flow on solar acoustic waves // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**359**.—P. 759—765.
24. *Newington M., Cally P.* Reflection and conversion of magnetogravity waves in the solar chromosphere: windows to the upper atmosphere // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2010.—**402**, N 1.—P. 386—394.
25. *Newington M., Cally P.* How to turn gravity waves into Alfvén waves and other such tricks // *J. Phys. Conf. Ser.*—2011.—**271**, N 1.—P. 012037.
26. *Pinter B.* Modelling solar atmospheric gravity oscillation modes // *Astron. Nachr.*—2008.—**329**, N 5.—P. 503—507.
27. *Priest E. R.* Solar magnetohydrodynamics // *Geophys. Astrophys. Monogr.* — Dordrecht: D. Reidel, 1982.—21.—488 p.
28. *Rieutord M., Rincon F.* The Sun's supergranulation // *Liv. Revs in Solar Phys.*—2010.—**7**, N 2.—P. 1—82.
29. *Rogers T. M., Glatzmaier G. A.* Gravity waves in the Sun // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2005.—**364**, N 4.—P. 1135—1146.
30. *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.

31. *Schmieder B.* Linear hydrodynamical equations coupled with radiative transfer in a non-isothermal atmosphere. I. Method // *Solar Phys.*—1977.—**54**.—P. 269—288.
32. *Severino G., Oliviero M., Straus Th., Ulrich R. K.* Atmospheric gravity waves // *Mem. della Soc. Astron. Italiana.*—2003.—**74**.—P. 595—598.
33. *Straus Th., Bonaccini D.* Dynamics of the solar photosphere. I. Two-dimensional spectroscopy of mesoscale phenomena // *Astron. and Astrophys.*—1997.—**324**, N 2.—P. 704—712.
34. *Straus T., Fleck B., Jefferies S., et al.* The energy flux of internal gravity waves in the lower solar atmosphere // *Astrophys. J.*—2008.—**681**, N 2.—P. L125—L128.
35. *Straus T., Fleck B., Jefferies S., et al.* On the role of acoustic-gravity waves in the energetics of the solar atmosphere // *ASP Conf. Ser.*—2009.—**145**. P. 95—98.—(The Second Hinode Science Meeting).
36. *Suleimenov I.* Acoustically active layers in middle atmosphere // 36th COSPAR Scientific Assembly. Beijing, China, 2006.
37. *Vernazza J., Avrett E., Loezer 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.
38. *Zhugzhda Y. D.* Waves in a convective atmosphere: 1D periodical model // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**332**, N 1.—P. 314—324.

Статья поступила в редакцию 05.07.12