

УДК 523.9

**М. И. Стодилка**

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

### **Особенности возбуждения и распространения волн гравитации в фотосфере Солнца**

*По результатам наблюдений в линии Fe I воспроизведены пространственно-временные вариации давления в солнечной фотосфере, и путем фильтрации выделены локальные внутренние волны гравитации. По спектрам мощности волн гравитации исследованы интегральные особенности возбуждения и распространения g-мод в условиях реальной фотосферы Солнца, которые возбуждаются динамическими процессами у начала области проникающей конвекции.*

*ОСОБЛИВОСТІ ЗБУДЖЕННЯ ТА ПОШИРЕННЯ ХВИЛЬ ГРАВИТАЦІЇ В ФОТОСФЕРІ СОНЦЯ, Стодилка М. І. — За результатами спостережень в лінії Fe I відтворено просторово-часові варіації тиску в сонячній фотосфері, і шляхом фільтрації виділено локальні внутрішні хвилі гравітації. За спектрами потужності хвиль гравітації досліджено інтегральні особливості збудження та поширення g-мод в умовах реальної фотосфери Сонця, що збуджуються динамічними процесами на початку області проникної конвекції.*

*SOME PECULIARITIES OF EXCITATION AND PROPAGATION OF GRAVITY WAVES IN THE SOLAR PHOTOSPHERE, by Stodilka M. I. — Using observation data in the Fe I line, spatial-time variations of the pressure in the solar photosphere are reproduced and local internal gravity waves are extracted through the corresponding filtration. On the basis of power spectra of the gravity waves, some integral peculiarities of the excitation and propagation of g-modes excited by dynamical processes at the beginning of the overshooting region are studied.*

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Поскольку волны гравитации могут эффективно переносить механический импульс звездного вещества, то само их наличие приводит к

более однородному вращению звезды (жесткому вращению радиативных недр); волны гравитации привлекаются для объяснения содержания лития холодных звезд [6, 14]. 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, 9, 10].

Теоретическое исследование распространения волн гравитации в однородной среде выполнено в работах [5, 6, 9—11, 14, 15].

Остается нерешенной проблема возбуждения волн гравитации и их распространения в неоднородной среде. Наиболее часто используется модель возбуждения ВВГ проникающей конвекцией [5, 6]: сильные нисходящие потоки (плюмы) проникают из конвективной зоны в устойчивые слои нижележащей радиативной зоны и возбуждают случайные волны гравитации. Зарождающиеся в верхних слоях конвективной зоны мощные нисходящие потоки за время прохождения конвективной зоны ускоряются за счет уменьшения их плавучести и попадают в радиативную зону, куда переносят большое количество кинетической энергии. В радиативной зоне холодное вещество быстро термализуется, плавучесть при этом исчезает, и вещество движется по инерции в конвективно устойчивой зоне, возбуждая таким образом ВВГ. С другой стороны, известно [9], что в условиях земной атмосферы ВВГ интенсивно возбуждаются восходящими потоками в устойчивой области, прилегающей к высокотурбулентным слоям. Аналогичное наложение неустойчивых и устойчивых слоев имеет место в фотосфере Солнца: конвективные потоки ударяются об устойчивые слои фотосферы и проникают вверх, в зону проникающей конвекции, порождая при этом ВВГ. Динамика волн гравитации (нелинейное взаимодействие) рассмотрена в работе [7].

В условиях фотосферы Солнца ВВГ могут также возбуждаться на границе конвективных потоков [4] с большим горизонтальным градиентом скоростей; они могут легко генерироваться в турбулентных потоках (супергранула, гранула, межгранула, плюм), где возможны разного рода неустойчивости [9, 10]. Ниже представлены результаты исследования возбуждения и распространения локальных волн гравитации в фотосферных слоях Солнца.

## МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В данном исследовании использованы результаты наблюдений в линии  $639.360 \text{ нм Fe I}$  центра диска спокойного Солнца на телескопе VTT (Канарские острова), выполненные Н. Г. Шукиной, с высоким пространственным и временным разрешением ( $t = 10 \text{ с}$ ,  $X = 252 \text{ км}$ ) [8].

Профили линии  $639.360 \text{ нм Fe I}$  дают возможность определять параметры модели от слоев образования континуумов до слоев, при-

легающих 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 не ЛТР-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  $X, h$  ( $h$  — высота) и времени.

Внутренние волны гравитации мы получали путем:

- устранения акустических колебаний (звуковых и сверхзвуковых движений),
- устранения медленных конвективных движений ( $V < 0.2$  км/с),
- выделения фазовых движений, распространяющихся в нижние слои,
- фазовой фильтрации, учитывающей соответствующие фазовые соотношения между вариациями давления и плотности для волн гравитации [9, 10]:  $0 \dots /2$ .

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим энергетику гравитационных колебаний. Для этого, используя воспроизведенные пространственно-временные вариации давления вдоль пространственной координаты и времени, рассмотрим частотные зависимости мощности колебаний (т. е. мощность, просуммированную по пространственной частоте) на разных высотах. Так как мощность колебаний на определенной глубине зависит от временной ( $\omega$ ) и пространственной ( $k$ ) частот, то

$$P_h(\omega) = \int dk P(\omega, k).$$

Изменение мощности давления волн гравитации с высотой показано на рис. 1, *a*, мощность нормирована на ее максимальное значение. Диапазон изменения нормированной мощности ограничен значениями 0.002—0.8, что лучше воспроизводит контраст в верхних слоях атмосферы.

Как видим, наибольшая мощность сосредоточена в смежных слоях нижней и верхней фотосферы  $75 < h < 200$  км на частотах меньше 0.6 мГц, что соответствует периодам больше 28 мин. Для каждой отдельно взятой частоты максимум мощности припадает на те же высоты, но с увеличением частоты его значение резко уменьшается: так, на частотах 1.5 мГц ( $T = 11$  мин) удельная мощность уменьшается на порядок, объемная плотность энергии  $p_{rms} = \sqrt{P}$  — в 3.16 раза, а на час-

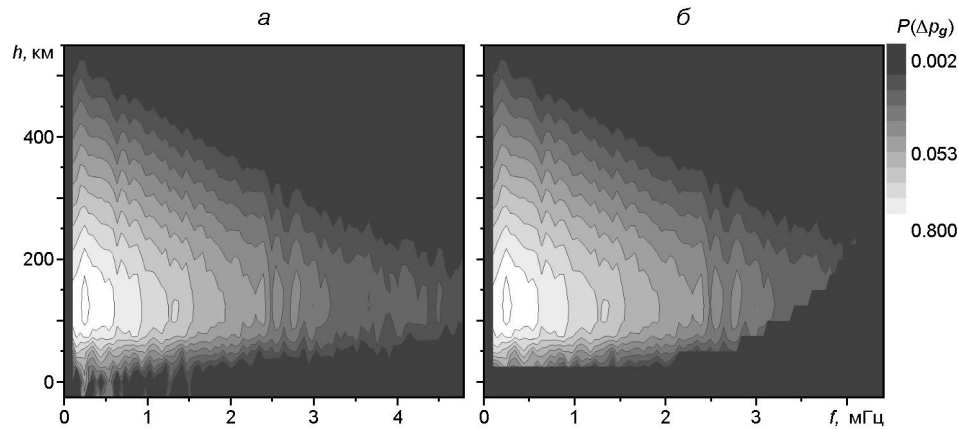


Рис. 1. Спектры мощности вариаций давления выделенных волн гравитации: *а* — без заграждения частот, больших частоты Брента — Вайсяля, *б* — с заграждением последних

тотах 3.3 мГц ( $T \approx 5$  мин) — уже на два порядка, объемная плотность энергии — на порядок. На частотах выше 4.3 мГц гравитационные колебания практически отсутствуют, поскольку эти частоты уже соизмеримы с частотой Брента — Вайсяля; последняя накладывает ограничение сверху на частоты  $g$ -мод. Поэтому можно считать, что перенос механической энергии осуществляется волнами гравитации средних и больших периодов  $T > 5$  мин.

На рис. 1, *б* приведен спектр мощности волн гравитации с учетом ограничения на частоту Брента — Вайсяля. Согласно [12] частота Брента — Вайсяля определяется градиентом равновесной температуры и адиабатическим температурным градиентом:

$$\omega_{B \ V}^2 = \frac{g}{T_0} \frac{dT_0}{dz} \left( 1 - \frac{g^2}{c_s^2} \right),$$

где  $T_0$  — равновесная температура,  $c_s$  — адиабатическая скорость звука. В области температурного минимума частота Брента — Вайсяля практически совпадает с таковой для изотермической атмосферы, но в слоях средней, а особенно нижней фотосферы (при учете градиента равновесной температуры значение  $\omega_{B \ V}$  значительно быстрее уменьшается с высотой) расхождение между частотами Брента — Вайсяля (с учетом и без учета температурного градиента) становится существенным.

Однако в условиях неоднородной солнечной атмосферы происходит размывание верхней границы частот волн гравитации. Действительно, в слоях, примыкающих к началу области проникающей конвекции ( $h \approx 100$  км [3]), начинает проявляться температурная инверсия, вследствие чего температурный градиент гранул с инверсией увеличивается, а температурный градиент межгранул с инверсией уменьшается. Вследствие этого на одинаковых высотах частота Брента — Вайсяля в гранулах еще больше уменьшается, тогда как в межгранулах — увеличивается. Сопоставление рис. 1, *а* и *б* позволяет оценить

влияние такого размывания частоты Брента — Вайсяля на распространение волн гравитации в условиях реальной фотосферы Солнца. И так, в слоях  $h \approx 0$  км частота Брента — Вайсяля практически равна нулю — здесь на всех частотах волны гравитации быстро затухают. На высотах  $0 < h < 225$  км учет ограничения на частоты  $g$ -мод отсекает участок спектра  $\nu > 3$  мГц (рис. 1, б). А согласно рис. 1, а в реальных условиях из-за размывания температурной структурой частоты Брента — Вайсяля на частотах, где  $g$ -моды не должны проявляться ( $\nu_{B \text{ и } V}$ ), наблюдается просачивание мощности  $g$ -мод.

Высотное распределение спектра мощности гравитационных колебаний (рис. 1, а) указывает на то, что волны генерируются у основания области проникающей конвекции, пакеты волн распространяются, постепенно затухая, в верхние слои солнечной атмосферы. Пространственно-временные вариации термодинамических и кинематических параметров солнечной грануляции претерпевают с высотой существенные изменения. Так, в начале области проникающей конвекции ( $h \approx 100$  км) температурные вариации достигают минимума, а потом снова увеличиваются [3]; в верхних слоях фотосферы проявляется инверсия температурных вариаций и вариаций плотности [2, 13], вследствие чего плавучесть газового вещества при своем вертикальном движении претерпевает в фотосферных слоях резкие изменения; последние могут возбуждать волны гравитации. Согласно полученным данным (рис. 1, а) на первых 100 км от 125 до 225 км мощность вариаций давления уменьшается примерно в два раза, далее от 225 до 525 км — в среднем в пять раз на каждые 100 км.

Таким образом, пройдя 400 км, волны гравитации теряют большую часть своей энергии — мощность вариаций давления уменьшается при этом в 200—300 раз, а поскольку энергия определяется средним квадратическим отклонением давления, то можно считать, что объемная плотность энергии при распространении от источников до области температурного минимума уменьшается в 14—17 раз. Правда, чтобы оценить сам поток энергии в верхние слои, требуется знать групповую скорость волн гравитации.

На рис. 2 показана стратификация усредненных (по пространственной и временной частотах) вариаций давления; согласно зависимости средняя объемная плотность энергии волн гравитации на участке длиной 400 км (от 125 до 525 км) уменьшается на 1.2 порядка.

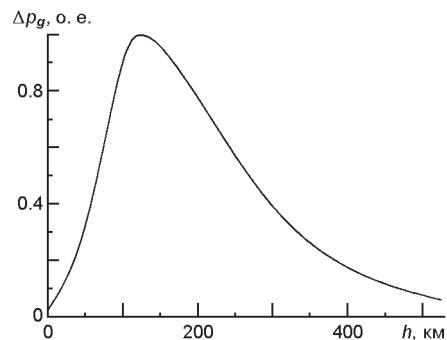


Рис. 2. Высотная зависимость усредненных вариаций давления (в отн. единицах) для волн гравитации

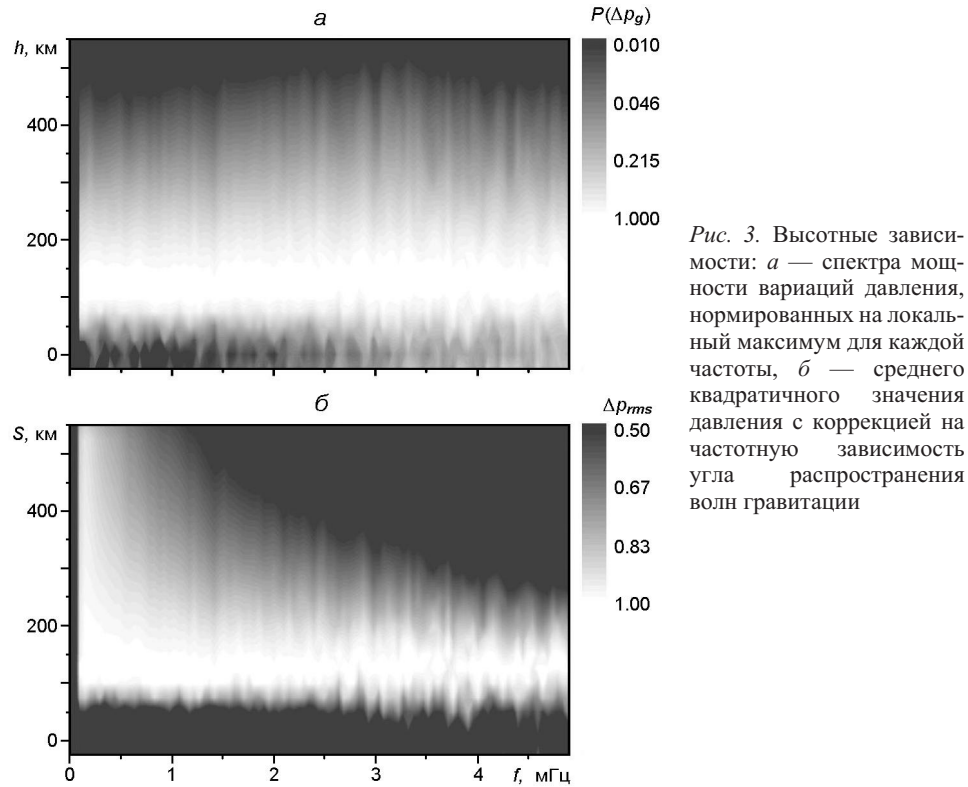


Рис. 3. Высотные зависимости: *a* — спектра мощности вариаций давления, нормированных на локальный максимум для каждой частоты, *б* — среднего квадратичного значения давления с коррекцией на частотную зависимость угла распространения волн гравитации

Таким образом, спектры мощности вариаций давления волн позволяют локализовать источники волн гравитации — эти источники находятся в переходном слое до области проникающей конвекции, полоса частот волн гравитации достаточно широкая; но 90 % самой мощности волн гравитации приходится на интервал частот 0—1.5 МГц.

Наряду с локализацией источников волн, спектры мощности позволяют оценить поглощение энергии, переносимой волнами гравитации, неоднородной средой на разных частотах. Для этого пронормируем высотную зависимость спектра мощности для каждой частоты на ее локальный максимум. При такой нормировке как будто бы одинаковая мощность генерируется на каждой частоте (рис. 3, *a*), что позволяет оценить проникновение пакетов волн гравитации на разных частотах в верхние слои атмосферы.

Согласно полученным данным (рис. 3, *a*) проникновение энергии волн гравитации в верхние слои несколько возрастает с увеличением частоты до 3.3 МГц, при этом траектории лучей волн становятся все более наклонными и энергия распространяется почти вертикально, а далее — немного уменьшается с частотой; возможно, такое уменьшение связано с размыванием неоднородной структурой фотосферы частоты Брента — Вайсяля.

Гравитационные волны распространяются вдоль конической поверхности, составляющей с осью  $z$  угол :  $\angle_{BV} = \sin^{-1} \frac{k_z}{k}$ ,  $\cos = k_z/k$ , где  $k$  — волновой вектор. А направление групповой скорости, опре-



деляющей поток энергии, перпендикулярно к поверхности этого конуса. Следовательно, при уменьшении частоты траектории лучей волн гравитации отклоняются в сторону вертикали (в вертикальном направлении лучи волн гравитации не распространяются), а энергия волн распространяется по все более наклонным линиям, вследствие чего увеличивается длина пути распространения волнового пакета ( $S = h/\sin \theta$ ). В случае экспоненциального закона поглощения энергии волн мощность  $P$  равна  $P(S)/P_0 = P(h/\sin \theta)/P_0 = (P(h)/P_0)^{\text{cosec} \theta}$  (здесь  $P_0$  — мощность источника), что позволяет получить оценку относительного уменьшения на одинаковых участках объемной плотности энергии, переносимой в верхние слои волнами гравитации:  $p_{rms} = \sqrt{P}$ . Высотная зависимость вариаций давления с коррекцией на частотную зависимость угла распространения (рис. 3, б) получена путем соответствующего преобразования мощности вариаций давления, нормированных на локальный максимум (рис. 3, а) и дает качественное представление о поглощении фотосферными слоями волн гравитации вдоль направления переноса энергии в верхние слои в зависимости от расстояния  $S$  от источника. Итак, при уменьшении частоты поглощение энергии волн гравитации фотосферными слоями уменьшается; мы не утверждаем, что поглощение энергии при уменьшении частоты существенно уменьшается, поскольку для оценки углов распространения волн гравитации на разных частотах было использовано соответствующее соотношение для однородной атмосферы.

## ВЫВОДЫ

По данным наблюдений солнечной грануляции с высоким пространственным разрешением мы получили сетку моделей фотосферы Солнца и выделили внутренние волны гравитации.

Исследуя спектры мощности волн гравитации, мы выявили следующие интегральные особенности возбуждения и распространения  $g$ -мод в условиях реальной фотосферы Солнца:

— локальные внутренние волны гравитации возбуждаются динамическими процессами у начала области проникающей конвекции,

— температурная структура солнечной грануляции размывает стратификацию частоты Брэнта — Вайсяля — верхней граничной частоты для  $g$ -мод, вследствие чего осуществляется просачивание мощности волн гравитации в область частот  $\omega > \omega_{BV}$ ,

— источники волн гравитации «работают» в низкочастотной области,

— для волн гравитации проявляется слабая частотная зависимость проникновения их энергии в верхние слои — незначительное увеличение проникновения с увеличением частоты до 3.3 мГц,

— поглощение энергии волн гравитации фотосферными слоями в низкочастотной области уменьшено.

Поэтому волны гравитации именно средних и низких частот ( $< 3.3$  мГц), возбуждаемые фотосферной конвекцией у начала области проникающей конвекции, осуществляют перенос механической энергии в верхние слои солнечной фотосферы.

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., Баран О. А., Малинич С. З. Особенности конвекции в фотосфере Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—**22**, № 3.—С. 173—182.
3. Стодилка М. И. Температурна структура реальної сонячної грануляції // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—**19**, № 5.—С. 407—416.
4. Стодилка М. И. Діагностика внутрішніх гравітаційних хвиль у фотосфері Сонця // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—**21**, № 3.—С. 197—208.
5. 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.
6. 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.
7. Huang K., Zhang S., Yi F. Nonlinear interaction of atmospheric gravity waves // Fall Meeting 2010. — American Geophysical Union, 2010. — Abstract N SA11A-1556.
8. 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.
9. Mihalas B. W., Toomre J. Internal gravity waves in the solar atmosphere. I. Adiabatic waves in the chromosphere // *Astrophys. J.*—1981.—**249**, N 1.—P. 349—371.
10. Mihalas B. W., Toomre J. Internal gravity waves in the solar atmosphere. II. Effects of radiative damping // *Astrophys. J.*—1982.—**263**, N 1.—P. 386—408.
11. Pinter B. Modelling solar atmospheric gravity oscillation modes // *Astron. Nachr.*—2008.—**329**, N 5.—P. 503—507.
12. Priest E. R. Solar magnetohydrodynamics // *Geophys. Astrophys. Monogr.* — Dordrecht: Reidel, 1982.—**21**.—488 p.
13. Puschmann K., Ruiz Cobo B., Vazquez M., et al. Time series of high resolution photospheric spectra in a quiet region of the Sun. II. Analysis of the variation of physical quantities of granular structures // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**441**, N 3.—P. 1157—1169.
14. Rogers T. M., Glatzmaier G. A. Gravity waves in the Sun // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2005.—**364**, N 4.—P. 1135—1146.
15. Schmieder B. Linear hydrodynamical equations coupled with radiative transfer in a non-isothermal atmosphere. I. Method // *Solar Phys.*—1977.—**54**.—P. 269—288.

Поступила в редакцию 21.06.11