

УДК 523.94

## Линии Fe II в задаче детектирования ударных волн в солнечной фотосфере

А. С. Гадун<sup>1</sup>, А. Ханслмайер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Главная астрономическая обсерватория НАН Украины,  
03680, ГСП, Киев-127, Голосиив

<sup>2</sup>Институт астрономии университета г. Грац,  
А-8010 Грац, Университетсплатц 5, Австрия

*Для детектирования фотосферных ударных волн, возникающих у кромок гранул, предлагается использовать наблюдения линий ионизированного железа вблизи солнечного лимба. Их теоретические спектральные сканы, рассчитанные по двумерным моделям солнечной атмосферы, подтверждают большую привлекательность линий Fe II для этой задачи по сравнению с линиями нейтральных элементов.*

*ЛІНІЇ Fe II В ЗАДАЧІ ДЕТЕКТУВАННЯ УДАРНИХ ХВИЛЬ В СО-  
НЯЧНІЙ ФОТОСФЕРІ, Гадун А. С., Ханслмайер А. — Для детектування  
фотосферних ударних хвиль, що виникають біля кромок гранул, про-  
понується використати спостереження ліній іонізованого заліза поблизу  
сонячного лімба. Теоретичні спектральні скани, синтезовані по дво-  
вимірних моделях сонячної атмосфери, підтверджують їхню більшу при-  
датність для цієї задачі порівняно з лініями нейтральних елементів.*

*Fe II LINES IN THE PROBLEM OF THE DIAGNOSTIC OF SOLAR  
PHOTOSPHERIC SHOCKS, by Gadun A. S., Hanslmeier A. — We propose  
to use Fe II lines observed near the solar limb for the detection of  
photospheric shocks at granule edges. Their theoretical spectral scans syn-  
thesized with 2-D models provide a more clear evidence for photospheric  
shocks as compared to spectral lines of neutral elements.*

### ВВЕДЕНИЕ

В нашей работе речь пойдет о возможности детектирования фотосферных ударных волн, которые возникают в результате превышения горизонтальными грануляционными скоростями локальной скорости звука. Возможность существования такого феномена впервые была продемонстрирована в ходе многомерного моделирования термической конвекции. Среда трактовалась при этом упрощенно — в рамках политропных зависимостей, но на основе численных решений с высокими числами Рейнольдса [4, 5, 11]. Подобные же ударные волны были обнаружены в двух- и трехмерных (2D и 3D) моделях, которые более адекватно описывают условия реальной солнечной атмосферы, но которые характеризуются более низкими числами Рейнольдса [2, 7, 15, 17, 18].

Существование таких ударных волн определяется прежде всего условием консервативности массы. Например, в простейшем приближении, когда

а) конвективный поднимающийся поток имеет цилиндрическую форму, б) плотность  $\rho$  зависит только от высоты  $z$  с характерной шкалой высот  $H_\rho$ , в) вертикальная скорость  $w$  постоянна на данном горизонтальном слое, то баланс между поднимающимся вертикально и растекающимся горизонтально потоками вещества можно записать как [19]

$$\pi r^2 \rho w = 2\pi r H_\rho \rho u.$$

Здесь  $r$  — радиус цилиндрического конвективного потока,  $w$  и  $u$  — вертикальная и горизонтальная составляющие поля скоростей. Следовательно, величина горизонтальных скоростей растекания равна

$$u = lw/(4H_\rho),$$

где  $l = 2r$  — диаметр однородного потока. Возвратные горизонтальные скорости растекания могут быть больше локальной скорости звука ( $u > v_s$ ) для тех конвективных ячеек, которые имеют размер

$$l > 4H_\rho v_s/w.$$

Для условий средней фотосферы  $v_s = 6\text{--}7$  км/с,  $H_\rho \approx 150$  км,  $w \approx 2$  км/с и  $l > 1800$  км. То есть, однородные потоки с диаметром больше 1800 км будут обладать сверхзвуковыми горизонтальными скоростями.

Как следует из модельных расчетов [9], поле вертикальных скоростей в крупномасштабных термических потоках является неоднородно распределенным по горизонтали с максимумами у боковых границ. В результате даже потоки с меньшими размерами, чем оценены выше, могут демонстрировать горизонтальные сверхзвуковые скорости. Многомерные модели также свидетельствуют [2, 4, 5, 7, 11, 17, 18], что ударно-волновые фронты чаще всего локализируются у кромок гранул. Хотя из-за сдвиговых течений могут иметь место случаи, когда ударный фронт проектируется на межгранульную область [2, 7].

Несис и др. [14], очевидно, первыми предприняли попытку увязать некоторые особенности в поведении спектральных линий с проявлением фотосферных ударных волн. Они попытались качественно интерпретировать резкое увеличение полуширин линии Ni I  $\lambda$  491.2 нм в межгранульных промежутках как результат увеличения турбулизации среды, когда происходит диссипация ударных волн.

Это предположение было количественно проверено в работах [2, 7, 16], где рассматривались спектральные сканы с использованием 2D-моделей атмосферы Солнца.

Соланки и др. [16] получили свои результаты для одной модели из временной серии двумерного моделирования Стеффена [17, 18]. Их спектральные расчеты этой же линии никеля показали, что увеличение полуширины в межгранульных областях не обязательно связано с наличием фронта ударной волны и скорее всего отображает локальные свойства межгранульных областей. Вместе с тем, поскольку фотосферные ударные волны вызываются горизонтальными (или почти горизонтальными) потоками, то их обнаружение лучше всего проводить вблизи лимба. Авторы выполнили соответствующие наблюдения линии никеля Ni I  $\lambda$  491.2 нм для  $\mu = 0.55$  и сравнили их с теоретическими спектральными сканами. Здесь и далее  $\mu$  — это косинус гелиоцентрического угла, связывающий центр видимого диска Солнца с положением площадки наблюдаемой на его диске. Расчеты показывают, что вблизи ударного фронта из-за высоких градиентов скоростей линии демонстрируют сверхвысокое уширение, что, по нашему мнению, может служить индикатором наличия фотосферных ударных волн.

В последующей работе Гадун и Ханслмайер [2] (см. также [7]) также коснулись проблемы детектирования фотосферных ударных волн с исполь-

зованием спектральных сканов линий нейтрального железа. Их спектральные расчеты базировались на обширной выборке 2D-моделей. Они также показали, что увеличение полуширины линий главным образом обуславливается градиентом видимых лучевых скоростей в области образования линий, и по этой причине при наблюдениях в центре солнечного диска локализуются над областями нисходящих потоков (межгранульные промежутки), в то время как ударные фронты в подавляющем большинстве случаев возникают у кромок гранул. Но авторы обнаружили, что наличие ударного фронта изменяет температурную структуру атмосферных слоев, что отражается на центральной глубине и эквивалентной ширине линий, но в большей степени на форме бисекторов линий. Бисекторы резко изменяют свой знак с фиолетового на красный на небольшом пространственном участке. Аналогичное поведение обнаружено также и в наблюдениях [10].

Итак, первые детальные попытки детектирования фотосферных ударных волн показали, что их обнаружение лучше всего проводить по спектральным наблюдениям у солнечного лимба, а в качестве критериев предпочтительнее использовать, пожалуй, набор параметров линий.

Здесь мы продолжаем поиски наиболее приемлемого инструмента для детектирования возможных фотосферных ударных фронтов. Мы предлагаем использовать для этой цели линии ионизированного железа, имея в виду, что они более чувствительны к изменению температурной структуры переходной области от кромки гранулы к межгранульному промежутку.

#### МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

В работе использовались две модели из серии 2D-расчетов солнечной атмосферы [1, 8]. Они показаны на рис. 1. Размер области моделирования — 3360×1960 км по горизонтали и вертикали. Пространственный шаг — 28 км. В первой из них наблюдается два фотосферных ударных фронта, которые показаны на рис. 1, *a* контрастной штриховкой. Другая же характеризуется дозвуковыми скоростями и демонстрирует, как могут выглядеть спектральные сканы в этом случае.

Для проведения спектральных расчетов мы отобрали пять линий нейтрального и четыре линии ионизированного железа. Методика их расчетов описана в [8]. Список линий приведен в таблице. Значения длин волн  $\lambda$  и потенциалов возбуждения нижнего уровня *EPL* взяты из [13], центральная глубина  $d_{ob}$  и эквивалентная ширина  $W_{ob}$  определены по данным атласа солнечного спектра для центра диска [6] ([3]). Мы также приводим оценки уровня формирования линий:  $H_{ew}$  и  $H_d$  — эффективная высота

Параметры рассчитанных спектральных линий

$\lambda$ , нм	EPL, эВ	$d_{ob}$	$W_{ob}$ , пм	$H_d$ ,	$H_{ew}$ ,	$H_d^d$ ,	$H_{ew}^{ew}$ ,	$H_d$ ,	$H_{ew}$ ,	$H_d^d$ ,	$H_{ew}^{ew}$ ,	
				км	км	км	км	км	км	км	км	
				[12]				2D				
491.1536	Fe I	4.26	0.268	2.4	154	128	53	60	148	126	39	45
649.5740	Fe I	4.83	0.344	3.91	186	142	116	112	165	132	89	89
554.3944	Fe I	4.22	0.603	6.71	263	182	182	212	211	215	168	183
628.0622	Fe I	0.86	0.612	6.21	357	265	310	290	303	246	248	253
525.0654	Fe I	2.20	0.793	10.35	451	299	423	435	352	292	310	406
513.6800	Fe II	2.84	0.158	1.48	118	104	28	34	94	84	19	23
542.5259	Fe II	3.20	0.427	4.46	175	139	106	124	128	105	72	89
457.6339	Fe II	2.84	0.693	6.86	265	194	199	235	186	148	130	177
523.4630	Fe II	3.22	0.722	8.85	398	237	326	321	238	176	178	233

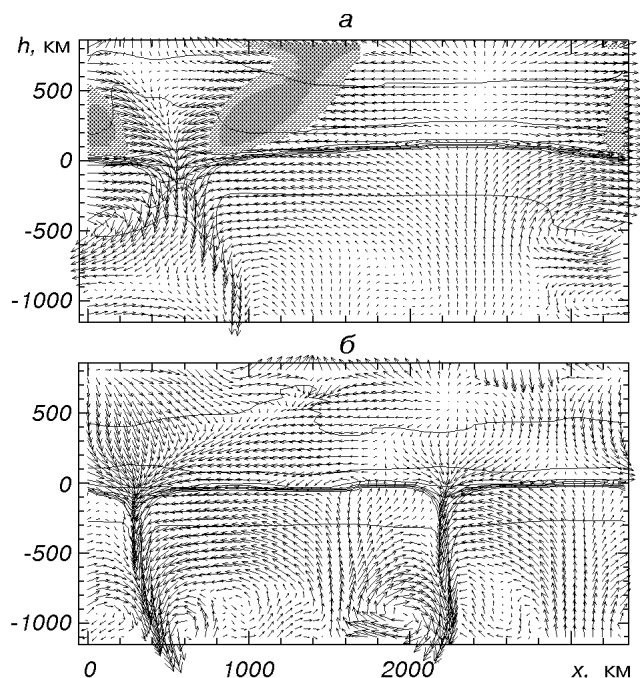


Рис. 1. Стратификация температуры и поле скоростей в двух примерах двумерной неоднородной солнечной атмосферы. *а*) Модель с наличием ударно-волновых фронтов. Области скоростей, близких к звуковым, показаны штриховкой (числа Маха больше 0.9 и 1.0 соответствуют возрастающей плотности штриховки). *б*) Модель, в которой скорости не достигают величины локальной скорости звука. Горизонтальные сплошные линии — изотермы 4000, 5000, 6000, 7000, 8000, 9000, 10000 и 12000 К (сверху вниз)

формирования всего профиля линии (средневзвешенная по всему ее профилю) и эффективная высота формирования только ядра линии (ее центральной глубины). Эти величины вычислены по депрессионной функции вклада;  $H_r^{ew}$  и  $H_r^d$  — геометрические высоты, которые соответствуют оптической глубине в центре линии  $\tau_{\lambda 0} = \tau_{\lambda 0}^{c+1} = 1.0$ , если подгонка синтезированного профиля осуществлялась по эквивалентной ширине и по центральной глубине линии соответственно. Здесь  $\tau_{\lambda 0}^{c+1}$  — оптическая глубина в линии и континууме для центра линии. Они были вычислены по двум одномерным моделям — МАСККЛ [12] и по модели, которая представляет собой результат усреднения временной последовательности 2D-моделей [8] по времени и по пространству. Различия вычисленных высот формирования для этих двух наборов моделей объясняется различной температурной структурой моделей — ⟨2D⟩-модель более холодная вблизи и выше традиционного температурного минимума, поскольку 2D-модели не воспроизводят хромосферное увеличение температуры.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

В этой статье мы приводим две серии спектральных расчетов — для центра солнечного диска ( $\mu = 1$ ) и у его лимба ( $\mu = 0.3$ ).

Отличие процессов формирования линий Fe I и Fe II в неоднородной солнечной фотосфере состоит в их различной чувствительности к опрокидыванию знака температурных флуктуаций в средней фотосфере. Поскольку железо в преобладающей степени ионизировано в фотосферных слоях (на

85—95 %), то уменьшение температуры над гранулами и ее увеличение над межгранульными областями приводит к соответствующему увеличению над гранулами и уменьшению над межгранульными промежутками концентрации атомов нейтрального железа. Это продуцирует усиление обратного контраста грануляции, видимого в ядрах умеренно-сильных линий Fe I. Очевидно, что обратный процесс будет стремиться уменьшить его проявление в ядрах линий Fe II.

*Центр диска.* Качественно спектральные сканы Fe II линий в центре солнечного диска мало чем отличаются от пространственных вариаций Fe I линий, подробно проанализированных в [2, 7, 8]. Тем не менее, следует заметить, что:

1) пространственные вариации интенсивности в ядрах линий ионизированного железа меньше, чем в ядрах нейтрального железа, поскольку изменение знака температурных флуктуаций в средней фотосфере, как уже было отмечено, усиливает обратный контраст грануляции в ядрах Fe I линий и сглаживает его проявление в линиях Fe II;

2) доплеровские скорости слабых линий Fe II в большей степени отражают конвективную составляющую, чем видимые смещения в ядрах Fe I линий, поскольку эти линии ионизированного железа образуются в более глубоких слоях и более чувствительны к характеристикам горячих поднимающихся потоков.

Однако локализация ударных фронтов на параметрах линий Fe II в спектральных сканах центра диска очевидным образом не проявляется: пики полуширин, например, также расположены в областях максимальных градиентов видимых скоростей и не отражают положение ударного фронта.

*Положение вблизи лимба.* Расчеты у лимба ( $\mu = 0.3$ ) по модели, имеющей примеры фотосферных ударных волн (рис. 1, а), показаны на рис. 2 и 3 для линий Fe I и Fe II соответственно. На рис. 4 мы дополнительно приводим аналогичные расчеты линий ионизированного железа для случая спокойной фотосферы без наличия сверхзвуковых течений (модель: рис. 1, б). Изменение расположения ударного фронта и пространственного масштаба сканов на рис. 2—4 связаны с влиянием геометрической проекции: основной ударный фронт, который был расположен на рис. 1, а между  $x = 1000—1500$  км, теперь проектируется в интервал  $x = 750—1000$  км, а видимый пространственный шаг уменьшается к лимбу как  $\Delta x(\mu) = \mu \Delta x_0$ . Здесь  $\Delta x_0$  — оригинальный пространственный шаг в

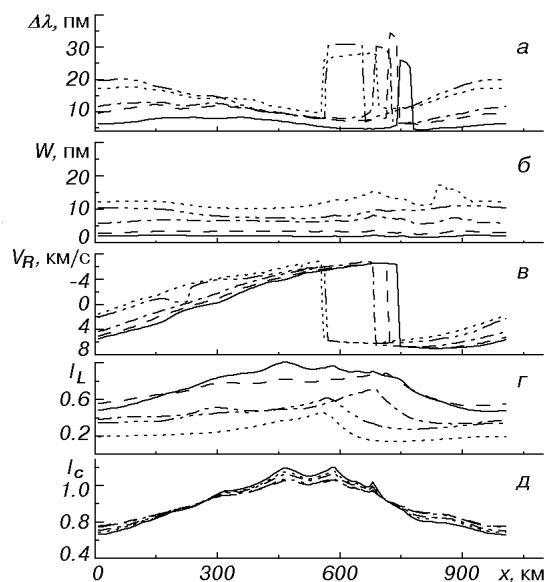
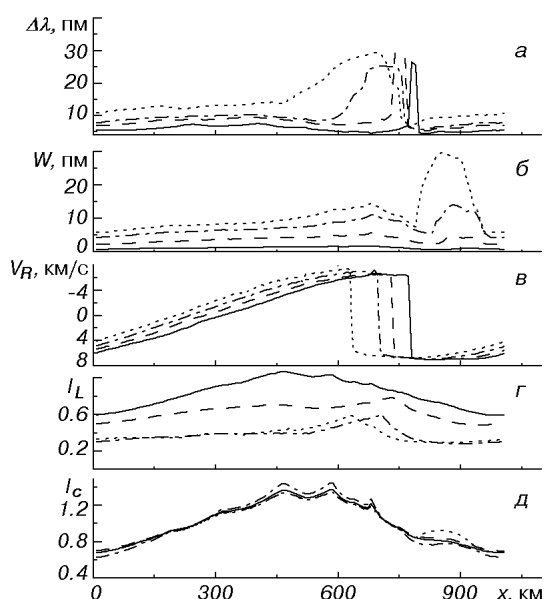


Рис. 2. Пространственные вариации параметров четырех линий нейтрального железа. Расчеты выполнены по модели со сверхзвуковыми возвратными течениями (рис. 1а) для  $\mu = 0.3$ . а) Полуширины, б) эквивалентные ширины, в) доплеровские скорости, г) выходящая интенсивность в ядре линии, д) монохроматическая интенсивность в континууме. Линии от сплошной до пунктирной обозначают спектральные линии Fe I в порядке увеличения их силы (таблица)

Рис. 3. Пространственные вариации параметров пяти линий ионизированного железа в спектральных сканах, синтезированных для  $\mu = 0.3$ . Случай с наличием в модельной атмосфере ударных волн (рис. 1, а). Порядок следования параметров — аналогичен рис. 2. Линии на рисунке от сплошной до пунктирной соответствуют спектральным линиям в порядке увеличения их силы (таблица)



моделях, который соответствует пространственной дискретизации теоретических спектральных сканов для центра диска (28 км).

Из рис. 2 следует, что в линиях Fe I наличие сверхзвуковых течений может быть косвенно идентифицировано по доплеровским скоростям (рис. 2, в) и по сильным пикам полуширин линий (рис. 2, а). Нам представляется важным, что абсолютная величина видимых лучевых скоростей отражает реальные сверхзвуковые скорости у кромок гранул. Однако оба эти критерия фактически не дают точной локализации самого фронта.

Линии Fe II выгодно отличаются в этом смысле от линий нейтрального железа. Помимо аналогичного поведения полуширин линий (рис. 3, а) и доплеровских скоростей (рис. 3, в), эквивалентные ширины линий Fe II демонстрируют резкие пики вблизи ударного фронта перед межгранульным промежутком (рис. 3, б) — так как увеличение температуры и плотности в этом районе приводит к увеличению числа ионов железа и к возрастанию интегрального поглощающего эффекта.

Таким образом, наличие трех критериев для отождествления фотосферных ударных фронтов, в случае с линиями Fe II, увеличивает достоверность обнаружения областей со сверхзвуковыми течениями.

Чтобы показать, насколько вариации параметров линий Fe II чувствительны к динамическим характеристикам гранульно-межгранульных областей, мы приводим на рис. 4 аналогичные спектральные расчеты для случая отсутствия сверхзвуковых скоростей растекания. Очевидно, что амплитуды пространственных вариаций полуширин, эквивалентных ширин и доплеровских смещений в этом случае гораздо меньше. Следовательно, есть шанс, используя спектральные наблюдения с высоким пространственным разрешением, выделить области со сверхвысокими амплитудами изменения параметров линий Fe II, которые, возможно, связаны с фотосферными ударными волнами.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главную проблему в реализации предложенной идеи, авторы видят в необходимости обеспечить сверхвысокое пространственное разрешение при спектральных наблюдениях линий ионизированного железа у солнечного лимба и избежать потери информации вследствие замывания. Дополни-

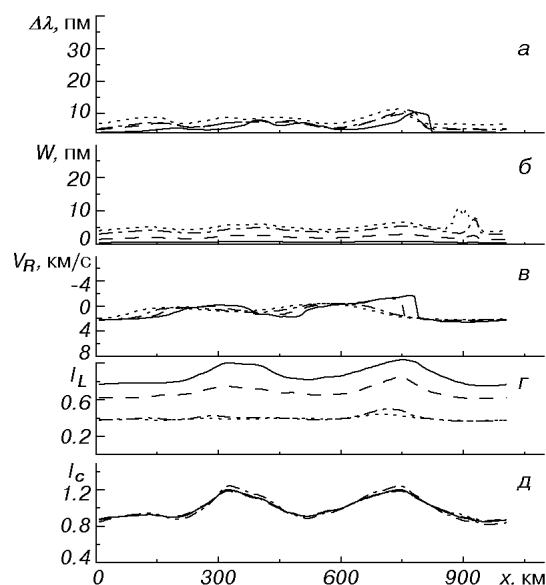


Рис. 4. Теоретические сканы линий ионизированного железа вблизи лимба ( $\mu = 0.3$ ) в случае отсутствия в модельной области сверхзвуковых течений (рис. 1, б). Порядок следования параметров и обозначения соответствуют рис. 3

ные расчеты показывают, что может быть достигнут определенный компромисс между необходимостью наблюдать горизонтальную составляющую поля скоростей и таким выбором гелиоцентрического угла, при котором видимая протяженность проекции ударного фронта будет разрешима наземными инструментами. Тесты также свидетельствуют, что а) пространственные вариации эквивалентной ширины искажаются при этом в наибольшей степени; б) абсолютные величины доплеровских скоростей менее подвержены воздействию эффектов замыывания и могут служить фактически единственным надежным доказательством существования сверхзвуковых возвратных течений. Локализация последних может быть уточнена затем по поведению эквивалентных ширин, бисекторов линий и, косвенно, по их полуширинам.

Авторы благодарят Академию наук Австрии и Национальную академию наук Украины за поддержку двустороннего сотрудничества.

1. Гадун А. С. Пространственные вариации резонансной линии лития  $\lambda$  671 нм в двумерной искусственной грануляции // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 2.—С. 153—159.
2. Гадун А. С., Ханслмайер А. Вариации асимметрии и параметров линий в гранульно-межгранульных областях двумерной искусственной грануляции // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 3.—С. 24—48.
3. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. — Киев: Наук. думка, 1989.—198 с.
4. Cattaneo F., Hurlburt N. E., Toomre J. Two and three-dimensional simulations of compressible convection // Solar and Stellar Granulation. NATO ASI Series C.—1989.—263.—P. 415—423.
5. Cattaneo F., Hurlburt N. E., Toomre J. Supersonic convection // Astrophys. J.—1990.—349, N 2.—P. L63—L69.
6. Delbouille L., Jager C. de, Roland G. Photometric Atlas of the Solar Spectrum from 3000 to 10000. — Liège: Institut 'Astrophysique, 1973.
7. Gadun A. S., Hanslmeier A., Pikalov K. N. Bisectors and line-parameter variations over granular and intergranular regions in 2-D artificial granulation // Astron. and Astrophys.—1999.—320, N 3.—P. 1001—1012.
8. Gadun A. S., Solanki S. K., Johannesson A. Two-dimensional simulation of solar granulation: description of technique and comparison with observations // Astron. and Astrophys.—1999.—350, N 3.—P. 1018—1034.
9. Gadun A. S., Solanki S. K., Ploner S. R. O., et al. Scale-dependent properties of 2-D artificial solar granulation. — Kiev: MAO, 1998.—80 p.—(Preprint / NAS of Ukraine. MAO; MAO-98-4E).

10. *Hanslmeier A., Nesis A., Mattig W.* Dynamics of the solar granulation: bisector analysis // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**288**, N 3.—P. 960—966.
11. *Malagoli A., Cattaneo F., Brummel N. H.* Turbulent supersonic convection in three dimensions // *Astrophys. J.*—1990.—**361**, N 1.—P. L33—L36.
12. *Maltby P., Ayrett 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.
13. *Moore C. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J.* The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å. — Washington: U.S. Gov. Prin. Office, 1966.—349 p.
14. *Nesis A., Bogdan T. J., Cattaneo F., et al.* Evidence for transonic flows in the solar granulation // *Astrophys. J.*—1992.—**399**, N 1.—P. L99—L102.
15. *Rast M. P., Nordlund Æ., Stein F., Toomre J.* Ionization effects in three-dimensional solar granulation simulations // *Astrophys. J.*—1993.—**408**, N 1.—P. L53—L56.
16. *Solanki S. K., Rüedi I., Bianda M., Steffen M.* On the detection of shocks in the solar granulation // *Astron. and Astrophys.*—1996.—**308**, N 2.—P. 623—630.
17. *Steffen M.* 2-D radiation-hydrodynamics models of the solar photosphere // *Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models.* — Dordrecht: Kluwer, 1991.—P. 247—261.
18. *Steffen M., Freytag B.* Hydrodynamics of the solar photosphere: model calculations and spectroscopic observations // *Rev. Modern Astronomy.*—1991.—**4**.—P. 43—60.
19. *Stein R. F., Nordlund Æ.* Simulations of solar granulation. I. General properties // *Astrophys. J.*—1998.—**499**, N 2.—P. 914—933.

Поступила в редакцию 21.12.99