

УДК 523.942

**М. І. Стоділка**

Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету ім. Івана Франка  
79005, Львів, вул. Кирила і Мефодія, 8

### Температурна структура реальної сонячної грануляції

*Досліджено температурну структуру реальної сонячної грануляції; параметри неоднорідної атмосфери відтворено шляхом розв'язку інверсної не-ЛТР-задачі переносу випромінювання з використанням модифікованих функцій відгуку та введенням стабілізаторів Тихонова, що дозволяє отримувати розв'язок з класу гладких функцій і суттєво зменшує його чутливість до початкових прикидок. Отримано профілі температури вздовж двох просторових координат, досліджені флуктуації температури на різних глибинах фотосфери, проаналізовані такі особливості реальної сонячної конвекції, як нададіабатичний шар та область проникаючої конвекції. Виходячи з отриманого розподілу температури, локалізовано флуктуації, що породжують коливні рухи, оцінено швидкість горизонтальних потоків.*

*ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТРУКТУРА РЕАЛЬНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ГРАНУЛЯЦИИ, Стодилка М. И. — Исследована температурная структура реальной солнечной грануляции; параметры неоднородной атмосферы воспроизведены путем решения инверсной не-ЛТР-задачи переноса излучения с использованием модифицированных функций отклика и введением стабилизаторов Тихонова, что позволяет получать решение из класса гладких функций и существенно уменьшает его чувствительность к начальным оценкам. Получены профили температуры вдоль двух пространственных координат, исследованы флуктуации температуры на разных глубинах фотосферы, проанализированы особенности реальной солнечной конвекции, а именно: сверхадиабатический слой и область проникающей конвекции. На основе полученного распределения температуры локализованы флуктуации, которые порождают колебательные движения и оценена скорость горизонтальных потоков.*

*TEMPERATURE STRUCTURE OF A REAL SOLAR GRANULATION, by Stodilka M. I. — We investigated the temperature structure of a real solar granulation. Parameters of the inhomogeneous atmosphere are derived by means of the inverse NLTE problem solution of radiation transfer using modified response functions and implementing Tikhonov's stabilizers, which enables one to obtain smooth solution and reduce considerably its sensitivity to initial guesses. Temperature profiles along two spatial coordinates are*

*obtained. We also investigated temperature fluctuations at different depths of the photosphere and peculiarities of a real solar convection, namely a super-adiabatic layer and an overshooting convection region. Using our temperature distribution, we localized fluctuations generating oscillatory motions and estimated the velocity of horizontal flows.*

## ВСТУП

Сонячна фотосфера нестационарна в часі та неоднорідна у просторі. Визначальну роль в утворенні цих неоднорідностей відіграє конвекція, що формує структуру фотосфер Сонця та холодних зір. Грануляція, як один із масштабів конвекції, визначає радіаційно-динамічний стан, а також впливає на утворення ліній поглинання. На масштабі грануляції сонячна фотосфера — це сильно стратифіковане радіаційно зв'язане середовище із стохастичними пульсаціями поля швидкостей, термодинамічних величин і їхніми великими градієнтами, особливо в області утворення континууму [2].

Результати дослідження конвекції, отримані до 1990 р., приведені в роботах [13, 28]. В роботі Дравінса [13] зоряна грануляція вивчалась шляхом порівняння спостережуваних і синтезованих профілів; фотосфера представлялась чотирикомпонентною моделлю, яка відтворює асиметрію ліній та зсуви довжин хвиль. Р. І. Костик [4], досліджуючи тонку структуру фраунгоферових ліній, вперше виявив інверсію поля швидкостей в атмосфері Сонця. На даний час числовим моделюванням отримано багатовимірні моделі грануляції, що відтворюють спостереження, правда, з обмеженим просторовим розділенням [1, 3, 7, 8, 16, 20, 21, 30, 31]. В умовах сонячної атмосфери число Рейнольдса порядку  $10^{12}$ , внаслідок цього при моделюванні конвекції виникають труднощі, пов'язані з великим числом вузлів тривимірної решітки при розділенні малих масштабів в конвективній зоні. В інверсному підході така проблема зникає.

В роботі [25] запропоновано оригінальний інверсний код SIR для дослідження атмосфери Сонця за профілями Стокса; інверсний код дає змогу отримати вертикальні профілі температури, магнітного поля, поля швидкостей. Розроблена стратегія була розвинута в роботах [26, 27]. Інверсні методи успішно застосовують для вивчення сонячних плям та грануляції [9—12, 15]. В роботі [15] зроблено акцент на температурну стратифікацію і поле швидкостей в фотосферних шарах спокійного Сонця; спостережувані особливості профілів добре узгоджуються в рамках запропонованих дво- чи трикомпонентних моделей грануляції, отримані інверсією профілів ліній заліза. В роботі [9] розроблена двохкомпонентна модель спокійного Сонця за профілями семи ліній нейтрального заліза. Дещо вдосконалену двохкомпонентну модель сонячної фотосфери запропоновано в роботі [10]; моделі середньої гранули та міжгранули отримано при ЛТР-інверсії профілів 22 ліній Fe I в атмосфері спокійного Сонця. Ці моделі відтворюють спостережувані зсуви, еквівалентні ширини, асиметрію ліній Fe I, добре описують конвекцію в фотосфері Сонця. На жаль, запропоновані в роботах [10, 15] моделі сонячної грануляції отримано за профілями з високим спектральним, але низьким просторовим розділенням. Внаслідок цього отримані моделі грануляції відображають лише усереднені властивості грануляції. Навіть для представлення фотосфери у вигляді сукупності середніх гранул та міжгранул необхідно вводити додатковий параметр — фактор заповнення. Такий підхід не враховує структури грануляції на менших масштабах, індивідуальних властивостей гранул. В роботі [23] інверсна техніка була застосована до спостережень сонячної грануляції з високим просторовим розділенням.

Для досліджень ми вибрали лінії заліза, бо вони переважають в сонячному спектрі і широко використовуються в діагностиці зоряної плазми (для ліній Fe I існують точніші, ніж для Fe II, атомні дані). Спектральні лінії заліза як важкого елемента забезпечують пряму діагностику температури і поля швидкостей в атмосфері Сонця, оскільки доплерівська ширина ліній визначається в основному фотосферними швидкостями.

Мета нашої роботи — дослідити температурну структуру реальної сонячної грануляції, нададіабатичний шар та область проникаючої конвекції фотосфери Сонця, отримати інформацію, потрібну для розуміння процесів в цих областях; результати дослідження можна використати для тестування теоретичних моделей зоряної конвекції.

Робота прямо пов'язана з проблемою впливу конвекції на фізичні умови в атмосферах Сонця та зір, з визначенням фізичних умов у сонячній грануляції, з проблемою переносу випромінювання в неоднорідних середовищах.

Новизна роботи полягає в тому, що дослідження грануляції виконано в рамках реальної (немодельованої) сонячної конвекції за профілями з високим просторовим розділенням з врахуванням не-ЛТР-ефектів; в інверсний код введено стабілізатори Тихонова, що значно покращує достовірність відтворених даних. Сьогодні така задача може бути розв'язана завдяки можливості отримувати високоякісні профілі фраунгоферових ліній та значному прогресу в розвитку інверсних методів спектральних досліджень.

## ОСНОВИ МЕТОДУ

Відтворення параметрів неоднорідної атмосфери (температури, поля швидкостей) ми проводили шляхом розв'язку інверсної задачі переносу випромінювання з використанням модифікованих нами функцій відгуку [6]. Застосування інверсних методів пов'язане із двома основними проблемами — проблемою осциляцій розв'язку та ініціалізації коду, суть якої полягає в тому, що отримані результати залежать від початкових оцінок відтворених величин, та проблемою вибору оптимального числа вільних параметрів: при збільшенні числа вільних параметрів легко синтезувати профілі, ідентичні із спостережуваними. Однак такий підхід часто приводить до нереальних стратифікацій досліджуваних параметрів. Ці труднощі легко обійти, ввівши стабілізатори. При цьому немає потреби вибирати мінімальне число вузлів, в яких модифікуються параметри моделі, як, наприклад, в роботі [10].

Для зменшення флуктуацій розв'язків та чутливості розв'язків до початкових прикидок (що збільшує достовірність отриманих результатів) ми вводили відповідні стабілізатори Тихонова. В такому випадку цільова функція набуває вигляду

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

де  $\chi_0^2$  — стандартна цільова функція, що є мірою близькості експериментальних та теоретичних профілів ліній,  $S$  — стабілізатор Тихонова (чи їхня лінійна комбінація),  $\alpha$  — параметр регуляризації. Стабілізатор Тихонова дозволяє отримувати розв'язки з класу гладких функцій та враховує апіорну інформацію про розв'язок. Лінеаризація виразу (1) дає поправку до параметрів, що описують проміжну модель неоднорідної атмосфери (проміжна модель ітераційно уточнюється):

$$\delta \mathbf{x} = - \frac{\nabla \chi_0^2(\mathbf{x}_0) + 2\alpha \mathbf{H} \mathbf{x}_0}{\mathbf{D}(\mathbf{x}_0) + 2\alpha \mathbf{H}}, \quad (2)$$

де  $\mathbf{x}_0$  — попередня оцінка параметрів моделі,  $\mathbf{H}$  — матричний аналог стабілізатора,  $\mathbf{D}$  — матриця Гессе.

Для знаходження газового тиску ми використали рівняння гідростатики з умовою горизонтального балансу повного тиску на нижній границі. Розв'язок рівняння гідростатики шукаємо аналогічно роботі [14]:

$$p_{i-1} = p_i \exp \left[ - \int_{z_i}^{z_{i-1}} \rho g / (p_r + p_t) dz \right], \quad (3)$$

де  $p = p_r + p_t$  — повний газовий тиск;  $p_r = \rho \xi_z^2$  — турбулентний тиск [19],  $\xi$  — мікротурбулентна швидкість; у випадку ізотропної турбулентності  $p_r = \rho \xi_z^2 / 3$ . В рівнянні (3) на  $i$ -й глибині повний тиск та густина відомі, для знаходження тих же величин у верхній ( $i-1$ )-й точці досить кількох ітерацій (формула (3)) при умові, що задано стратифікацію температури та швидкість; променевий тиск не враховано: у випадку сонячної атмосфери його вклад в загальний тиск незначний. В нашому підході стратифікація газового тиску перераховується при будь-якій зміні температури чи поля швидкостей.

В рамках кожної проміжної моделі ми розв'язували нерівноважну задачу переносу випромінювання (21-рівнева модель атома нейтрального заліза); в рівняння статистичної рівноваги ми включили непружні зіткнення з атомами нейтрального водню [29]. Отримані не-ЛТР-параметри використовували в інверсній задачі (наближення фіксованих не-ЛТР-параметрів FDC), тобто в інверсній задачі шукали стратифікацію параметрів моделі з висотою по нерівноважних населеностях рівнів.

У зв'язку з обмеженим просторовим розділенням спостережень неможливо відтворити поле швидкостей малих масштабів. Тому ми використовували такий класичний параметр, як мікротурбулентна швидкість, що змінюється з висотою і враховує додаткове розширення лінії, а також швидкість вздовж променя зору ( $V_{\text{los}}$ ), обумовлену в основному конвективними і хвильовими рухами. Цей параметр спричиняє подальше розширення лінії, формує її асиметрію і визначає конвективний потік енергії. Макротурбулентної швидкості ми не вводили (вона враховує розширення лінії макрорухами); в нашому випадку за макрорухи відповідає  $V_{\text{los}}$ .

#### ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДАНІ

В нашому дослідженні ми використали результати спостережень Н. Г. Щукіної, на 70-см вакуумному баштовому телескопі VTT на Канарських островах [5, 17]. Для спостережень була вибрана лінія нейтрального заліза  $\lambda$  523.4185 нм; область її утворення, визначена по функціях вкладу в емісію, охоплює шари від кількох до 500 км. Спостереження проводились поблизу центра сонячного диску в незбуреній області. Під час спостережень дрижання сонячної поверхні на вхідній щілині спектрографа не перебільшувало 0.35", що відповідає двом спареним пікселам, або 253 км на поверхні Сонця. Зображення були виправлені за темновий струм і неоднакову чутливість окремих пікселів.

Шляхом усереднення по спектральних доріжках ми отримали середній профіль лінії, який привели у відповідність до Льезького атласу; це дозволило встановити істинний рівень континууму та зробити прив'язку до довжин хвиль [17]. Таким чином, ми отримали набір профілів, нормованих

на середній континуум (усереднений по спектральних доріжках): всього 256 профілів, яким відповідає поверхня атмосфери протяжністю 65000 км. Для кожного профілю застосували інверсну процедуру, що дозволило відтворити стратифікацію температури та поле швидкостей ( $V_{\text{micro}}$ ,  $V_{\text{los}}$ ) у фотосфері Сонця вздовж двох просторових координат. При цьому максимальна розбіжність профілів (вздовж всього профілю) не перевищувала 1 %.

#### ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Наш інверсний підхід дозволяє робити прив'язку відтворюваних параметрів вертикальних колонок моделі до спільної шкали геометричних глибин; таку прив'язку забезпечує умова горизонтального балансу повного тиску на нижній межі атмосфери. Область відтворюваних глибин досить широка: від -50 км до 500 км, тобто впритул до температурного мінімуму; при  $h > 500$  км чутливість вибраної лінії до температури середовища зменшується, але стабілізатор забезпечує плавний перехід до температури згідно моделі незбуреної атмосфери.

Відтворені стратифікації температури вздовж кожної із 256 колонок шириною 253 км показано на рис. 1; товста світла лінія — температурна залежність для моделі VALC спокійного Сонця. На глибині  $h = -50$  км різниця температур гранула-міжгранула не перевищує 1250 К; в сторону вищих шарів горизонтальні флуктуації температур зменшуються і набувають найменшого значення 200 К на висоті  $h = 100$  км, у верхній фотосфері флуктуації температури збільшуються до 500 К. На жаль, ми нічого не можемо сказати про величину флуктуацій в області температурного мінімуму, оскільки, як було згадано вище, чутливість лінії до температури у вищих шарах зменшується.

Розглянемо варіації температури в дещо іншому ракурсі. На рис. 2 представлено хід температури вздовж просторової координати  $X$  на різних глибинах з кроком  $\Delta h = 25$  км. У нижніх шарах фотосфери до  $h \approx 100$  км має місце класична картина грануляції: гранули гарячіші від міжгранул.

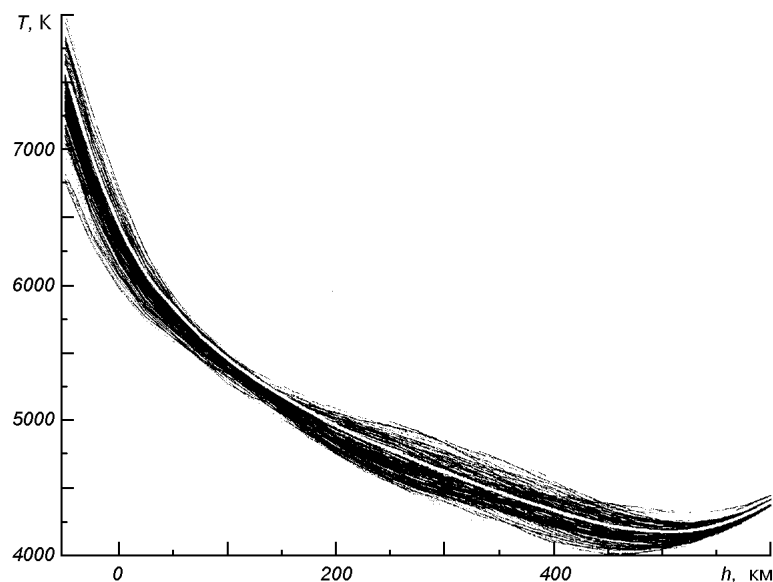


Рис. 1. Горизонтальні флуктуації температури в фотосфері Сонця; світла лінія посередині — модель VALC для спокійного Сонця

Але при  $h \approx 100$  км, тобто на початку області проникаючої конвекції відбувається перша інверсія температури — речовина центральних частин конвективних чарунок стає холоднішою, ніж в міжгранульних проміжках, хоча продовжує рухатись вгору; те ж стосується міжгранул; цей ефект вперше виявив Р. І. Костик [4]. Початку області проникаючої конвекції відповідає мінімум горизонтальних флуктуацій температури (рис. 1); ширина цієї перехідної області приблизно 50 км. Як бачимо, температурна структура верхньої фотосфери значною мірою визначається проникаючою конвекцією, яка є однією із особливостей конвекції реального Сонця; в умовах атмосфери Сонця вона носить нелокальний характер, а самі конвективні чарунки, як показує розрахунок поля швидкостей, проходять через температурний мінімум і досягають висоти  $h \approx 600$  км. Слід зауважити, що зустрічаються чарунки (хоча рідко) з класичною картиною конвекції ( $X = 24, 29, 52$ ), чарунки, в яких інверсія температури відбувається у вищих шарах ( $X = 5, 47$ ), чарунки з подвійною інверсією ( $X = 12, 27, 59$ ), але найбільше чарунок — з інверсією в нижніх шарах (рис. 2).

У нижній фотосфері спостерігаються переважно флуктуації температури великих масштабів, тоді як у верхній фотосфері з'являються флуктуації менших масштабів (рис. 2), особливо в широких нисхідних потоках (міжгранулах). Це свідчить про те, що в нижній фотосфері переважають конвективні рухи, а у верхній — поряд з проникаючою конвекцією виникають коливні рухи (основні центри зародження коливань знаходяться в інтенсивних нисхідних потоках у верхній фотосфері). Аналогічні результати отримано в роботах [5, 17, 18] з дослідження коливань інтенсивності випромінювання в сонячній грануляції. Крім цього, по висотній стратифікації температурних гребенів чи впадин можна виявити горизонтальні потоки (здебільшого на висотах  $h > 250$  км). Аналіз переміщення темпера-

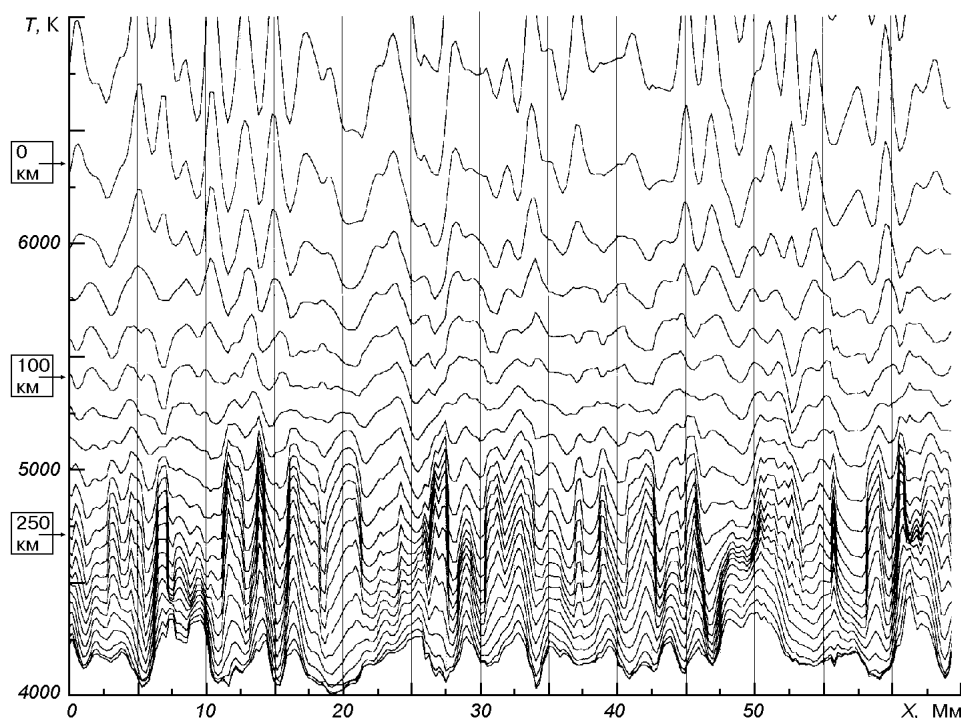


Рис. 2. Температурна структура сонячної грануляції: зверху донизу подаються горизонтальні профілі температури на різних глибинах з кроком 25 км

турних гребенів (впадин) по висоті і горизонтальній координаті дозволяє оцінити швидкість горизонтальних потоків; ця швидкість може втричі перевищувати швидкості вертикальних рухів. Отже, у верхній фотосфері виникають флуктуації, що породжують коливні рухи, які поширюються переважно не вертикально (горизонтальна складова швидкості може в декілька разів перевищувати вертикальну швидкість).

Наш метод дозволяє заглянути в нижні шари фотосфери — в сильно турбулізовану зону. У глибоких шарах конвективної зони швидкість руху речовини досить велика (близька до звукової). Однак на останніх кількох сотнях кілометрів сонячної поверхні конвективний потік енергії зменшується. Така область слабоефективної конвекції називається нададіабатичним шаром (SAL). Оскільки загальний потік енергії є постійним, то радіативний потік повинен збільшитись, щоб компенсувати зменшення конвективного потоку. Це досягається шляхом росту градієнта температури [22]. В цих шарах речовина, що рухається вгору, має більшу температуру і, відповідно, меншу густину, ніж навколишнє середовище; ця речовина проходить крізь шари з пониженою іонізацією, при цьому вивільняється енергія іонізації, що призводить до подальшого підвищення температури газу. Отже, плавучість конвективних чарунок різко зростає; при цьому зростає турбулентність (мікротурбулентна швидкість 1 км/с) і термодинамічні флуктуації речовини, зокрема флуктуації температури 1250 К (див. рис. 1). В цій області значення нададіабатичності

$$\nabla - \nabla_{ad} = - \frac{dT}{dr} \cdot \frac{R}{g\mu} - \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)$$

є додатним і порядку одиниці. Вертикальні профілі нададіабатичності для різних колонок моделі горизонтальної поверхні Сонця показані на рис. 3. Наші дослідження дозволяють відтворити тільки верхню частину нададіабатичного шару фотосфери Сонця. Із отриманих даних випливає, що максимальне значення нададіабатичності  $(\nabla - \nabla_{ad})_{max} \geq 0.6$ , а сам максимум знаходиться дещо нижче — поблизу  $h = -50$  км. Тривимірне моделювання дає в умовах атмосфери Сонця значення нададіабатичності від 0.4 (в'язкість на міжсіткових масштабах найменша, що забезпечує числову стійкість конвекції [19]) до 0.7 (використано модель надв'язкості [24]). Критерій

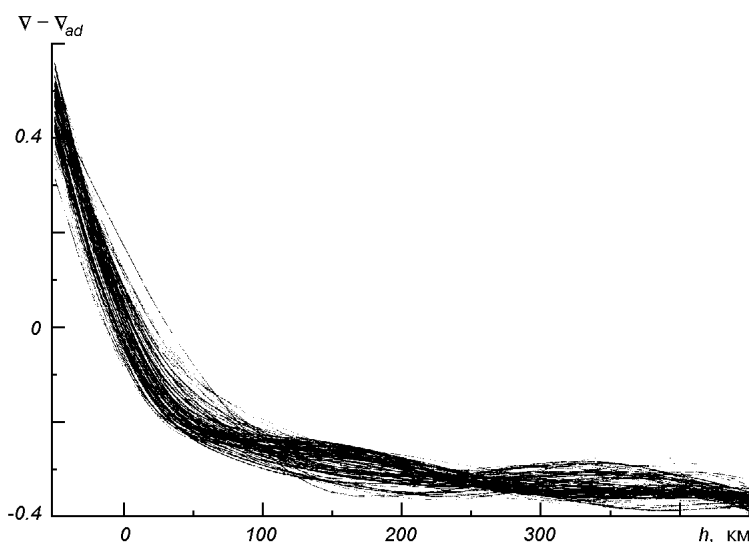


Рис. 3. Вертикальні профілі нададіабатичності у фотосфері Сонця

Шварцшільда для вершини конвективної зони  $\nabla - \nabla_{\text{ad}} = 0$  виконується на висотах  $h \approx 0 \pm 25$  км. При розрахунку стратифікації газового тиску з висотою враховували турбулентний тиск, який виштовхує конвективну зону у вищі шари [22], видозмінюючи таким чином стратифікацію температури. В шарах  $h > 0$  нададіабатичність набуває від'ємних значень; на цих висотах плавучість чарунок поступово спадає, при цьому відбувається втрата іонізаційної і теплової енергії за рахунок виходу радіації та виконання роботи при розширенні газу.

Через те що при  $h > 0$  значення  $\nabla_{\text{ad}}$  близьке до 0.6 і майже не змінюється до температурного мінімуму, то рис. 3 відображає також температурний градієнт у фотосфері Сонця ( $0 < h < 500$  км). Реальний температурний градієнт визначається відносною ефективністю між радіативним і конвективним переносом тепла (загальний потік постійний і залежить від світності зорі). Згідно з нашим відтворенням градієнт температури різко зменшується до 50 км. У вищих шарах градієнт продовжує зменшуватись, але повільніше, і приблизно стабілізується ( $\nabla \approx 0.4$  при  $h = 50$  км,  $\nabla \approx 0.25$  при  $h = 400$  км). Зменшення температурного градієнта з висотою не обов'язково призводить до зменшення радіативного потоку, оскільки останній залежить обернено пропорційно від непрозорості атмосфери [19]. На висотах, які ми можемо проглядати ( $-50 \text{ км} < h < 500 \text{ км}$ ), існують конвективні потоки речовини із швидкостями  $\pm 1.5$  км/с, які також дають вклад в загальний потік енергії.

Як видно з рис. 3, в області проникаючої конвекції є дві зони, в яких спостерігається роздвоєння висотної залежності градієнтів. На глибині  $h \approx 100$  км (початок проникаючої конвекції) є тенденція до вирівнювання не тільки температури, але і її градієнта. Перша область  $100 \text{ км} < h < 250 \text{ км}$ : нижня вітка — гранули без інверсії температури (їхня інверсія настає (не завжди) вище  $h \approx 250$  км), міжгранули з інверсією; верхня вітка — міжгранули без інверсії (інверсія може наступити вище), гранули з інверсією. Друга область  $250 \text{ км} < h < 450 \text{ км}$ : нижня вітка — гранули з другою інверсією, міжгранули з першою (у вищих шарах) інверсією; верхня вітка — гранули з першою (у вищих шарах) інверсією, міжгранули з другою інверсією. Рідше зустрічаються гранули та міжгранули без інверсії. Для середніх гранул та міжгранул інверсія температури має місце при  $h \approx 80$  км та 240 км [10]. В сонячній грануляції поряд з інверсією температури має місце інверсія поля швидкостей [4].

Ми відтворили фізичні умови в досить широкій смузі шириною 65000 км по поверхні Сонця, що дозволило дослідити температурну структуру неоднорідної фотосфери Сонця та вивчити такі особливості реальної грануляції, як нададіабатичний шар та область проникаючої конвекції; правда, результати спостережень в лінії  $\lambda 532.4185$  нм Fe I дозволяють прозондувати тільки верхню частину нададіабатичного шару. Для дослідження трохи глибших шарів варто б використати результати спостережень в УФ- ( $\lambda \approx 400$  нм) чи ІЧ- ( $\lambda \approx 16000$  нм) лініях, для яких коефіцієнт поглинання в неперервному спектрі найменший, за рахунок чого крила лінії утворюються у найглибших шарах.

## ВИСНОВКИ

Відтворена температурна структура у фотосферних шарах реальної сонячної грануляції; досліджено флуктуації температури на різних глибинах сонячної фотосфери; на висоті  $h \approx 100$  км флуктуації мінімальні.

Проведено дослідження особливостей сонячної конвекції з врахуванням не-ЛТР-ефектів. Визначено нижню границю проникаючої конвекції



$h \approx 100$  км. Початок цієї зони характеризується мінімальними флуктуаціями температури. Результати дослідження температурного поля показують, що коливні рухи зароджуються у верхній фотосфері, де також існують сильні горизонтальні потоки, швидкості яких в декілька разів можуть перевищувати вертикальні швидкості. У фотосфері Сонця є два вузькі шари, в яких відбувається інверсія температури: перший шар — початок області проникаючої конвекції, другий шар залягає на висоті 250 км. Більшість конвективних шарунок можна поділити на чотири типи: без інверсії температури, з інверсією в нижніх шарах ( $100 \text{ км} < h < 250 \text{ км}$ ), з інверсією у верхніх шарах ( $h > 250 \text{ км}$ ) та з подвійною інверсією.

Визначено верхню межу нададіабатичного шару:  $h \approx 0 \pm 25$  км, максимальне значення нададіабатичності 0.6. Сам пік залягає дещо нижче, ніж  $h = -50$  км; для нададіабатичного шару характерні найбільші флуктуації температури.

Ми вдячні Н. Г. Щукіній за надані результати спостережень.

1. *Апрощенко И. Н.* Трехмерные гидродинамические модели солнечной фотосферы // Кинематика и физика небес. тел.—1993.—9, № 1.—С. 3—15.
2. *Апрощенко И. Н., Гадун А. С., Гонасюк С. И и др.* отв. ред. Гуртовенко Э. А. Вариации глобальных характеристик Солнца. — Киев: Наук. думка, 1991.—304 с.
3. *Гадун А. С.* Двумерная нестационарная магнитогрануляция // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 2.—С. 99—120.
4. *Костык Р. И.* Тонкая структура фраунгоферовых линий и строение атмосферы Солнца // Астрон. журн.—1985.—62, № 1.—С. 112—123.
5. *Костык Р. И., Щукина Н. Г.* Пятиминутные колебания и тонкая структура фотосферы Солнца. I // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 1.—С. 25—37.
6. *Стоділка М. І.* Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір // Журн. фіз. досл.—2002.—6, № 4.—С. 435—442.
7. *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.
8. *Atroshchenko I. N., Gadun A. S.* Three-dimensional hydrodynamic models of solar granulation and their application to a spectral analysis problem // Astron. and Astrophys.—1994.—291, N 2.—P. 635—656.
9. *Bellot Rubio L. R., Ruiz Cobo B., Collados M.* Probing down flows in solar magnetic elements: the Fe II test // Astron. and Astrophys.—1999.—341, N 2.—P. L31—L34.
10. *Borrero J. M., Bellot Rubio L. R.* A two-component model of the solar photosphere from the inversion of spectral lines // Astron. and Astrophys.—2002.—385, N 3.—P. 1056—1072.
11. *Collados M., Martinez Pillet V., Ruiz Cobo B., et al.* Observed differences between large and small sunspots // Astron. and Astrophys.—1994.—291, N 2.—P. 622—634.
12. *Del Toro Iniesta J., Tarbell T., Ruiz Cobo B.* On the temperature and velocity through the photosphere of a sunspot penumbra // Astrophys. J.—1994.—436, N 1.—P. 400—410.
13. *Dravins D.* Stellar granulation. VI — Four-component models and non-solar-type stars // Astron. and Astrophys.—1990.—228, N 1.—P. 218—320.
14. *Dumont S., Collin-Souffrin S.* Rapid non-LTE calculations of Balmer lines and hydrogen ionization: the solar case // Astron. and Astrophys.—1985.—144, N 1.—P. 245—248.
15. *Fritiger C., Solanki S. K., Fligge M., Bruls J. H. M. J.* Properties of the solar granulation obtained from the inversion of low spatial resolution spectra // Astron. and Astrophys.—2000.—358, N 3.—P. 1109—1121.
16. *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.
17. *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.
18. *Kostik R., Shchukina N., Khomenko E.* Interaction of granulation with 5-min photospheric oscillations // Magnetic Fields and Solar Processes / Ed. A. Wilson: Proc. 9th European Meeting on Solar Physics.—ESA-SP.—2000.—Vol. 448.—P. 319—324.
19. *Li L. H., Robinson F. J., Demarque P., Sofia S., Guenther D. B.* Inclusion of turbulence in solar modeling // Astrophys. J.—2002.—576, N 2.—P. 1192—1201.
20. *Nordlund A.* Numerical solutions of the solar granulation. I. Basic equations and methods // Astron. and Astrophys.—1982.—107, N 1.—P. 1—10.

21. *Ploner S. R. O., Solanki S. K., Gadun A. S.* The evolution of solar granules deduced from 2D simulation // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**352**, N 2.—P. 679—696.
22. *Robinson F. J., Demarque P., Li L. H., et al.* Three-dimensional convection simulations of the outer layers of the Sun using realistic physics // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2003.—**340**, N 3.—P. 923—936.
23. *Rodriguez Hidalgo I., Ruiz Cobo B., Collados M., del Toro Iniesta J. C.* Granular and intergranular model atmospheres from inversion of solar two-dimensional spectroscopic data // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1999.— **173**.—P. 313—316.—(Proc. on Theory and Tests of Convection in Stellar Structures / Eds Alvaro Gimenez, Edward F. Guinan and Benjamin Montesinos.).
24. *Rosenthal C. S., Christensen-Dalsgaard J., Nordlund Æ., et al.* Convective contributions to the frequencies of solar oscillations // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**351**, N 2.—P. 689—700.
25. *Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta J. C.* Inversion of Stokes profiles // *Astrophys. J.*—1992.—**398**, N 1.—P. 375—385.
26. *Socas-Navarro H., Ruiz Cobo B. and Trujillo Bueno J.* Non-LTE inversion of line profiles // *Astrophys. J.*—1998.—**507**, N 1.—P. 470—481.
27. *Socas-Navarro H., Trujillo Bueno J., Ruiz Cobo B.* Non-LTE inversion of Stokes profiles induced by Zeeman effect // *Astrophys. J.*—2000.—**530**, N 2.—P. 977—993.
28. *Spruit H. C., Nordlund Æ., Title A. M.* Solar convection // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1990.—**28** (A91-28201 10-90).—P. 263—301.
29. *Steenbock W., Holweger H.* Statistical equilibrium of lithium in cool stars of different metallicity // *Astron. and Astrophys.*—1984.—**130**, N 2.—P. 319—323.
30. *Stein R. F., Nordlund Æ.* Simulations of solar granulation // *Astrophys. J.*—1998.—**499**, N 2.—P. 914—933.
31. *Stein R. F., Nordlund Æ.* Realistic solar convection simulations // *Solar Physics.*—2000.—**192**, N 1/2.—P. 91—108.

Надійшла до редакції 05.05.03