

УДК 523.9

**А. В. Сухоруков, Н. Г. Щукина**

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины  
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680  
avsukhorukov@gmail.com

### **НЛТР-формирование солнечного спектра кремния. Содержание кремния в одномерных моделях атмосферы Солнца**

*Исследовано НЛТР-образование спектра кремния в одномерных полуэмпирических моделях солнечной атмосферы HOLMUL, MACKKL и VAL,C. НЛТР-содержание кремния, определенное по 65 линиям Si I разной интенсивности, практически не зависит ни от потенциала возбуждения нижнего уровня, ни от длины волны, ни от эквивалентной ширины рассмотренных линий, если при расчете ван-дер-ваальсовской постоянной затухания  $\gamma_6$  используется приближение Унзольда с поправочным множителем  $E = 1.5$ . Значения НЛТР-содержания кремния лежат в пределах от  $7.547 \pm 0.012$  (HOLMUL) до  $7.582 \pm 0.013$  (VAL,C). Применение для расчета  $\gamma_6$  теории АВО ведет к уменьшению содержания кремния с увеличением эквивалентной ширины линий. Найдено, что НЛТР-поправки к содержанию кремния в среднем равны  $-0.05$  dex. Ошибки НЛТР-содержания, вызванные погрешностями сечений фотоионизации и сечений неупругих столкновений с электронами и атомами водорода, не превышают  $0.02$  dex. Показано, что использование смещенной «солнечной» шкалы сил осцилляторов Гуртовенко и Костыка взамен экспериментальной шкалы Беккера и др. дает практически то же значение содержания.*

**НЛТР-УТВОРЕННЯ СОЛЯЧНОГО СПЕКТРУ КРЕМНІЮ. ВМІСТ КРЕМНІЮ В ОДНОВИМІРНИХ МОДЕЛЯХ АТМОСФЕРИ СОНЦЯ, Сухоруков А. В., Щукіна Н. Г.** — Досліджено НЛТР-утворення спектру кремнію в одновимірних напівемпіричних моделях сонячної атмосфери HOLMUL, MACKKL та VAL,C. НЛТР-вміст кремнію, визначений за 65 лініями Si I різної інтенсивності, майже не залежить ні від потенціалів збудження нижнього рівня, ні від довжини хвилі, ані від еквівалентної ширини ліній Si I, якщо при розрахунку ван-дер-ваальсової сталої згасання  $\gamma_6$  використовується наближення Унзольда з поправковим множником  $E = 1.5$ . Значення НЛТР-вмісту кремнію лежать у межах від  $7.547 \pm 0.012$  (HOLMUL) до  $7.582 \pm 0.013$  (VAL,C).

*Застосування для розрахунків  $\epsilon$  теорії АБО призводить до зменшення вмісту кремнію при збільшенні еквівалентної ширини ліній. Знайдено, що НЛТР-поправки до вмісту кремнію в середньому дорівнюють  $-0.05$  dex. Похибки НЛТР-вмісту, викликані похибками перерізів фотоіонізації та непружних зіткнень з електронами і атомами водню, не перевищують  $0.02$  dex. Показано, що використання зсунутої «сонячної» шкали сил осциляторів Гуртовенка та Костики замість експериментальної шкали Беккера та ін. дає практично те ж значення вмісту.*

*NLTE FORMATION OF THE SOLAR SILICON SPECTRUM. SILICON ABUNDANCE IN ONE-DIMENSIONAL MODELS OF THE SOLAR ATMOSPHERE, by Sukhorukov A. V., Shchukina N. G. — We investigate the NLTE formation of the silicon spectrum in one-dimensional semi-empirical models of the solar atmosphere HOLMUL, MACKKL and VAL,C. We derive the NLTE abundance of silicon from equivalent widths of 65 Si I lines of different strengths in the aforementioned models. We show that the abundances fitted from these lines do not depend neither on their excitation potentials, nor on their wavelengths, nor on their equivalent widths when employing Unsöld's approximation for determination of van der Waals broadening constant  $\epsilon$  with an enhancement factor of  $E = 1.5$ . In that case the average silicon abundance range from  $7.547 \pm 0.012$  with HOLMUL to  $7.582 \pm 0.013$  with VAL,C. Using semi-classical theory of Anstee, Barklem and O'Mara for calculation of  $\epsilon$  causes reduction in the abundances with increase of the equivalent widths. We determine the NLTE silicon abundance corrections. They turn out to be on average around  $-0.05$  dex. We test the effects on the fitted abundance resulting from uncertainties in the photoionization, inelastic collisional electron and hydrogen cross-sections. The average abundance correction caused by these uncertainties does not exceed  $0.02$  dex. We estimate the abundance differences due to using shifted "solar" oscillator strength scale of Gurtovenko and Kostik instead of experimental oscillator strength scale of Becker et al. We show that both scales produce almost the same silicon abundance.*

## ВВЕДЕНИЕ

Анализ исследований, посвященных НЛТР-образованию солнечного спектра кремния и определению его содержания на Солнце, выполненный нами в работе [3], обнаружил несколько нерешенных проблем. В первую очередь это касается роли столкновений с атомами водорода при НЛТР-моделировании. Известно, что формула Дроина [21, 22], обычно используемая для расчета скоростей неупругих столкновений с атомами водорода, справедлива лишь при описании столкновений частиц одного типа. В случае столкновений атомов водорода с неводородоподобными атомами других химических элементов формулу Дроина часто умножают на масштабирующий множитель  $S_H$ ,

выбор которого требует серьезного квантово-механического обоснования [11]. Очевидно, что подгонка теоретических НЛТР-профилей линий к наблюдаемым с помощью множителя  $S_H$  по сути дела является маскировкой других эффектов, вызванных использованием большого набора свободных параметров, таких как атомные данные (силы осцилляторов, сечения фотоионизации, скорости неупругих столкновений с электронами, постоянная затухания и т. п.), поле скоростей (микро- и макротурбулентные скорости при одномерном моделировании), модель атмосферы.

Другая проблема связана с конструированием модели атома кремния при НЛТР-моделировании. Согласно данным [10] НЛТР-эффекты в линиях Si I чувствительны к количеству уровней и связанно-связанных радиативных переходов в данной модели. В этом плане особенно важную роль играют высоковозбужденные ридберговские уровни и радиативные переходы между ними, через которые возникает рекомбинационный поток атомов из резервуара ионов. Этот поток, вызванный действием так называемого «сифонного» механизма (см. [18]) ведет к дополнительному притоку атомов на низковозбужденные уровни Si I и к увеличению непрозрачности линий. Пренебрежение радиативными процессами между ридберговскими уровнями может привести к ошибкам при определении НЛТР-содержания кремния.

Третья проблема, обсуждаемая в литературе, касается чувствительности линий Si I к неоднородной структуре атмосферы Солнца, вызванной грануляцией. Учет грануляционной структуры атмосферы Солнца, выполненный Асплундом [8] при определении ЛТР-содержания на основании трехмерных гидродинамических моделей, привел к понижению на 0.04 dex рекомендованного Андерсом и Гревесом [5] солнечного содержания кремния. Неизвестно, как изменится это содержание, если при образовании линий в 3D-моделях учесть НЛТР-эффекты.

Цель работы — исследовать НЛТР-образование линейчатого спектра кремния в одномерных полуэмпирических моделях солнечной атмосферы с использованием наиболее реалистичной на сегодня модели атома кремния. В рамках данного исследования мы намерены решить следующие задачи: 1) сконструировать модель атома кремния, позволяющую учесть все НЛТР-механизмы заселения уровней, включая «сифонный»; 2) получить статистические закономерности проявления в линиях Si I основных НЛТР-эффектов, таких как дефицит функции источника и изменение непрозрачности линий, что важно для оценки НЛТР-поправок при определении содержания кремния на Солнце; 3) определить солнечное НЛТР-содержание кремния в одномерном приближении по существенно расширенному списку линий Si I и оценить, насколько найденное значение чувствительно к выбору модели атмосферы и погрешностям атомных параметров. Основное внимание будет уделено погрешностям сечений фотоионизации, сечений неупругих столкновений с электронами и атомами водорода, а также погрешностям ван-дер-ваальсовской постоянной затухания 6.

## МЕТОД И ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ

**Метод.** Мы исследовали НЛТР-образование линий Si I путем численного моделирования в одномерной среде (1D). В основе такого моделирования лежит самосогласованное решение системы уравнений переноса излучения и уравнений статистического равновесия для многоуровневой модели атома Si I + Si II, включающей большой набор радиативных связанно-связанных и связанно-свободных переходов. Для решения системы уравнений был использован код NATAJA, основанный на итеративном методе прекондиционирования Ауэра и др. [9]. Расчеты проводились в приближении полного перераспределения излучения в линиях. Более детальное описание кода, а также дополнительные ссылки приведены в работе [36].

**Модель атома.** Диаграммы уровней энергии и радиативных переходов в линиях нейтрального атома Si I и иона Si II показаны на рис. 1, а, б. Наша модель атома кремния содержит 296 уровней тонкой структуры и 4708 радиативных связанно-связанных переходов между ними, включая ридберговские уровни и переходы. Число радиативных связанно-свободных переходов на родственные термы ионов равно 295. Последний уровень в модели — основной уровень Si III. Диаграмма термов Si I является практически полной вплоть до уровней с потенциалом возбуждения  $EPL = 8.0$  эВ (206 уровней). В диаграмму термов Si II включены все уровни с энергиями возбуждения относительно основного состояния  $EPL < 7.7$  эВ (89 уровней). Атомные данные о энергетических уровнях взяты из базы данных NIST (<http://physics.nist.gov/asd3>). В целях унификации для всех уровней, в т. ч. для высоковозбужденных уровней с  $L$ - и  $J$ -связью, мы использовали единую систему  $LS$ -обозначений.

Список радиативных связанно-связанных переходов содержит все линии Si I и Si II с длинами волн  $< 11$  мкм, за исключением самых слабых. В этот список включены и запрещенные радиативные переходы между основным  $3s^2 3p^2 \ ^3P$  и нижними метастабильными уровнями Si I:  $3s^2 3p^2 \ ^1D$  и  $3s^2 3p^2 \ ^1S$ . Согласно работе [10] эти переходы играют важную роль при НЛТР-моделировании спектра кремния.

**Силы осцилляторов.** При решении системы уравнений переноса излучения и уравнений статистического равновесия силы осцилляторов  $lg gf$  этих линий были заимствованы из нескольких источников. В первую очередь это экспериментальные системы сил осцилляторов Гарц [23]. Данная система привязана к абсолютным вероятностям переходов ультрафиолетовых линий Si I, найти которые стало возможным благодаря лабораторным измерениям времени жизни их верхнего уровня  $4s \ ^3P^o$ . Переопределение времени жизни этого уровня с помощью считающегося более надежным метода лазерной флуоресценции, выполненное позднее Беккером и др. [15], показало, что силы осцилляторов Гарц должны быть увеличены на +0.1 dex. В нашей работе мы использовали именно такие откорректированные значения. К сожалению, список линий Гарц включает небольшое количество ли-

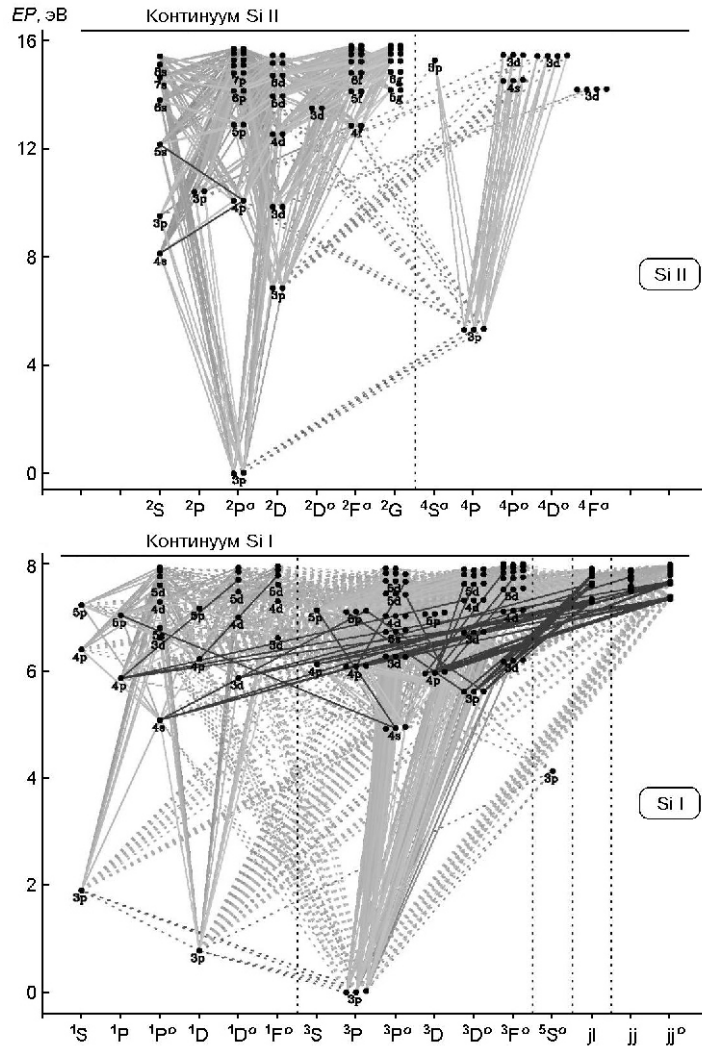


Рис. 1. Диаграмма уровней энергии и наиболее важных радиативных переходов для моделей нейтрального атома кремния Si I (внизу) и иона Si II (вверху): сплошные линии — разрешенные переходы, штриховые — запрещенные

ний Si I (менее 30 в оптическом диапазоне спектра). Поэтому другим источником информации о силах осцилляторов стали «солнечные» значения  $\lg gf_w$  Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка [2], полученные путем подгонки к эквивалентным ширинам линий  $W$ . Основываясь на результатах нашей предыдущей работы [4], мы привязали их к шкале Беккера и др. путем увеличения на +0.073 dex. Для сильных инфракрасных линий Si I с длиной волны  $> 1000$  нм были использованы «солнечные» силы осцилляторов Борерро и др. [17]. Чтобы скомпенсировать низкое значение содержания кремния, принятое авторами при их определении ( $A_{Si} = 7.46$  dex), мы уменьшили указанные силы осцилляторов на 0.1 dex. Следует отметить, что даже после такой коррекции значения  $\lg gf$  остаются, по-видимому, завышенными из-за

пренебрежения НЛТР- и 3D-эффектами. Силы осцилляторов для оставшихся связанно-связанных переходов были взяты из баз данных Куруча [30] и VALD [29].

**Сечения фотоионизации** заимствованы из сервера TOPBase [20]. Приведенные на этом сервере данные были получены Нахар и Прадханом [35] на основании так называемого R-матричного метода. Для сечений фотоионизации с уровней Si I характерно наличие резонансных пиков. Чтобы уменьшить время вычислений, мы сгладили их, проинтерполировав на более грубую сетку длин волн по методу, описанному в работе [14]. Для уровней, сечения которых отсутствуют в базе данных TOPBase, принималось водородоподобное приближение [1]. Наши оценки показывают, что данное приближение может вести к недооценке сечений порядка величины.

Для выяснения чувствительности НЛТР-профилей линий Si I к погрешностям такого рода мы выполнили решение системы уравнений переноса и статистического равновесия с двумя значениями масштабирующего множителя для сечений фотоионизации:  $S_X = 0.1$  и  $S_X = 10$ . Принимая во внимание, что систематическая ошибка данных TOPBase не превышает 10 % [10], использование указанных значений  $S_X$  позволяет оценить максимальный эффект, который можно ожидать от погрешностей сечений фотоионизации.

**Данные для неупругих столкновений с электронами.** При расчете матрицы коэффициентов скоростей возбуждения и ионизации при неупругих столкновениях с электронами нам пришлось обратиться к приближенным методам, поскольку для атома кремния пока нет надежного квантово-механического метода расчета сечений возбуждения и ионизации электронным ударом. Экспериментальные же измерения сечений единичны, поскольку связаны с серьезными техническими трудностями. Расчет коэффициентов скоростей для оптически разрешенных переходов проводился на основании дипольной аппроксимации Регемортера [39]. Эта аппроксимация дает надежные результаты в пределах множителя 2. Коэффициенты скоростей возбуждения других переходов находились на основании ударной аппроксимации Ситона (см. обзор [16]) с заданием сечений через силу удара  $S$ . Указанное приближение позволяет получить самосогласованные оценки для полной матрицы скоростей возбуждения электронным ударом, правильно описывающие их эволюцию с уменьшением энергетического расстояния между уровнями, что чрезвычайно важно при решении задач по кинетике возбуждения и ионизации таких сложных атомов, как кремний.

Основной источник ошибок при использовании аппроксимации Ситона — погрешности силы удара  $S$ . Согласно [1] использование приближения  $S = 1$  ведет к завышению ударных скоростей примерно на порядок для запрещенных переходов и занижению на порядок — для разрешенных. В нашей работе сила удара для всех переходов принималась равной единице. Для того чтобы выяснить, насколько погрешности ударных скоростей скажутся на НЛТР-моделировании ли-

ний кремния Si I, мы провели численный эксперимент со значениями  $\alpha = 0.1$  и  $\alpha = 10$ .

Коэффициенты скоростей ионизации для неупругих столкновений с электронами рассчитывались на основании дипольной аппроксимации Ситона [1].

**Данные для неупругих столкновений с атомами водорода.** Сейчас пока нет единого мнения о роли столкновений с атомами водорода при НЛТР-моделировании солнечных линий [10, 11, 19, 25, 27, 31]. Имеются указания [19, 27], что для уровней с достаточно высокими энергиями возбуждения значения сечений неупругих столкновений с атомами H I на три порядка меньше, чем значения, определяемые полупирической формулой Дроина [21, 22]. Согласно Барду и Карлсону [10] такого рода столкновения могут оказаться важными лишь для звезд с низкой металличностью. В звездах солнечного типа эффекты, производимые ими, должны быть существенно меньше. Решение данного вопроса упирается в отсутствие надежных квантово-механических расчетов сечений неупругих столкновений атомов водорода с неводородоподобными атомами [11]. За неимением таких данных приходится масштабировать формулу Дроина с помощью множителя  $S_H$ . Согласно работе [37] при  $S_H = 0.1$  можно добиться хорошего согласия сильных инфракрасных НЛТР-профилей линий Si I с наблюдениями. В нашей работе мы провели исследование роли неупругих столкновений атомов кремния с атомами водорода, применив формулу Дроина для двух значений множителя:  $S_H = 0$  и  $S_H = 0.1$ .

**Коэффициент поглощения в линиях Si I и Si II** описывался фойгтовским профилем. В качестве основных механизмов, вызывающих уширение линий кремния, были рассмотрены затухание излучения, квадратичный эффект Штарка и ван-дер-ваальсовское взаимодействие с атомами водорода. Для расчета уширения, обусловленного затуханием вследствие излучения, использовалась классическая постоянная затухания  $\gamma_{rad}$  [34]. Штарковская постоянная затухания  $\gamma_4$  вычислялась по формуле Грима [24].

Для оценки того, как выбор приближения для ван-дер-ваальсовской постоянной затухания  $\gamma_6$  влияет на определение содержания кремния, мы провели расчеты для двух случаев. В первом из них ван-дер-ваальсовская постоянная затухания  $\gamma_6$  находилась на основании полуклассической теории теории Ансти, Барклема и О'Мары [6, 7, 12, 13] (т. н. теория АВО). Наш список содержит 15 линий, для которых можно провести расчеты  $\gamma_6$  на основании этой теории. Для оставшихся линий Si I мы применили классическую формулу Унзольда [1, 38] с множителем  $E = 2.5$ , при котором данная формула дает значения  $\gamma_6$ , близкие к полученным с помощью теории АВО. Во втором случае все профили рассчитывались по классической формуле Унзольда с множителем  $E = 1.5$ , найденным из эмпирических исследований.

Расчет **коэффициента поглощения** в континууме проводился по методике, описанной в работе Щукиной и Трухильо Буэно [36]. В частности, были учтены следующие источники непрозрачности: свя-

занно-свободное и свободное поглощение атомами водорода H и H I, связанно-свободное поглощение металлами (C, Mg, Al, Si, Fe), свободно-свободное поглощение молекулами H<sub>2</sub><sup>+</sup>, рэлеевское рассеяние на атомах водорода и томпсоновское рассеяние на электронах. Мы учли также дополнительный источник непрозрачности, создаваемой в УФ-диапазоне солнечного спектра «частоколом линий». Учет данного источника был выполнен по методу, предложенному Брулсом и др. [18]. В области длин волн 208 <  $\lambda$  < 420 нм мы умножали коэффициент поглощения, обусловленный отрицательными ионами водорода, на множитель, зависящий от длины волны. Для меньших длин волн проводилась аналогичная коррекция коэффициента поглощения, обусловленного металлами. Корректировочные множители были получены путем подгонки теоретической интенсивности излучения в континууме к наблюдаемой.

Линии Si I, использованные при определении содержания кремния, приведены в табл. 1 нашей работы [4]. Напомним, что при определении фотосферного содержания кремния обычно используют 18 или 19 линий [8, 42] из списка линий Гарц [23]. Для получения более достоверных результатов мы увеличили количество линий, обратившись к «солнечной» шкале сил осцилляторов Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка [2]. Наш список включает 65 линий Si I разной интенсивности для большого диапазона длин волн (551.7—989.2 нм) и потенциалов возбуждения нижнего уровня (4.93—6.22 эВ), взятых из работы [2]. При определении содержания кремния мы использовали «солнечные» силы осцилляторов  $\lg gf_w$ , найденные путем подгонки к наблюдаемым эквивалентным ширинам  $W$  линий.

Согласно нашим исследованиям [4] шкала Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка смещена на +0.073 dex относительно экспериментальной шкалы Беккера и др. [15] и на -0.026 dex относительно экспериментальной шкалы Гарц [23]. Разность между «солнечной» и экспериментальными шкалами сил осцилляторов практически не зависит ни от потенциала возбуждения нижнего уровня, ни от длины волны, ни от эквивалентной ширины. Эту разность можно интерпретировать как суммарную ошибку «солнечных» сил осцилляторов линий Si I, вызванную при их определении выбором одномерной модели атмосферы и содержания кремния в ней, пренебрежением НЛТР- и 3D-эффектами, погрешностями постоянной затухания  $\tau_6$ , микротурбулентной скорости и наблюдаемой эквивалентной ширины.

Мы учли эффект, создаваемый погрешностями сил осцилляторов, за счет привязки «солнечных» сил осцилляторов  $\lg gf_w$  к экспериментальной шкале [15]. Отметим, что на сегодня нет однозначного мнения, насколько точна данная шкала (см. подробную дискуссию в работах [8, 15, 23]). С одной стороны, в ее пользу говорит применение Беккером и др. [15] более надежного по сравнению с другими методами метода лазерной флуоресценции. С другой стороны, результаты [15] отличаются на +0.1 dex не только от измерений Гарц, но и от измерений других исследователей.



Среди отобранных 65 линий Si I имеется 13 линий, для которых известны экспериментальные данные. Наличие таких линий позволило нам оценить погрешность содержания кремния, обусловленную использованием откорректированных «солнечных» сил осцилляторов  $\lg gf_w$  Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка взамен экспериментальных значений  $\lg gf$  Беккера и др.

Мы не стали определять содержание кремния по линиям Si II из-за малого количества линий, пригодных для этих целей (всего лишь три линии), и из-за больших погрешностей сил осцилляторов (см. [4]).

**Одномерные модели солнечной атмосферы.** Мы рассмотрели НЛТР-образование линий Si I и Si II в трех одномерных плоскопараллельных моделях солнечной атмосферы HOLMUL [26], MACKKL [33] и VAL,C [40, 41] с целью выяснить, как выбор модели влияет на определение НЛТР-содержания кремния.

В качестве величины микротурбулентной скорости мы использовали значение  $V_{mi} = 1.0$  км/с. Согласно нашим исследованиям [4] погрешности микротурбулентной скорости практически не влияют на величину содержания кремния.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

**Населенности уровней кремния.** На рис. 2 мы приводим зависимости от высоты коэффициентов  $n_i = n_i^{НЛТР} / n_i^{ЛТР}$  отклонения от ЛТР-уровней кремния для моделей HOLMUL и MACKKL ( $n_i^{НЛТР}$  и  $n_i^{ЛТР}$  — населенности  $i$ -го уровня для НЛТР- и ЛТР-случаев соответственно). Представленные данные рассчитаны со следующими входными параметрами: «солнечные» силы осцилляторов  $\lg gf_w$  привязаны к экспериментальной шкале Беккера и др. [15]; постоянная затухания  $\gamma_6$  находилась по классической формуле Унзольда [1, 38] с поправочным множителем  $E = 1.5$ ;  $V_{mi} = 1$  км/с; скорости неупругих столкновений атомов кремния с атомами водорода рассчитывались по формуле Дроина с множителем  $S_H = 0.1$ . Обращает на себя внимание наличие трех групп уровней Si I. В первую группу входят основной уровень  $3p^2\ ^3P$ , низковозбужденные ( $EPL < 2$  эВ) метастабильные уровни  $3p^2\ ^1D$ ,  $3p^2\ ^1S$  и уровни  $3p\ ^5S$ ,  $4s\ ^3P^o$ ,  $4s\ ^1P^o$  со значениями  $EPL = 4...5$  эВ. В моделях HOLMUL и MACKKL они оказываются перенаселенными практически на протяжении всей атмосферы, за исключением самых глубоких слоев. Избыток атомов на этих уровнях увеличивается с высотой. В модели VAL,C степень перенаселенности данных уровней существенно меньше. Вторую группу составляют уровни с более высокими значениями потенциала возбуждения:  $5.61 < EPL < 6.62$  эВ. Для них характерна слабая перенаселенность в фотосфере вплоть до высот 400 км и недонаселенность выше этого слоя. По мере перехода во внешние слои эта недонаселенность усиливается. В моделях с хромосферным подъемом температуры (MACKKL и VAL,C) эффект достигает максимума в области температурного минимума, после чего

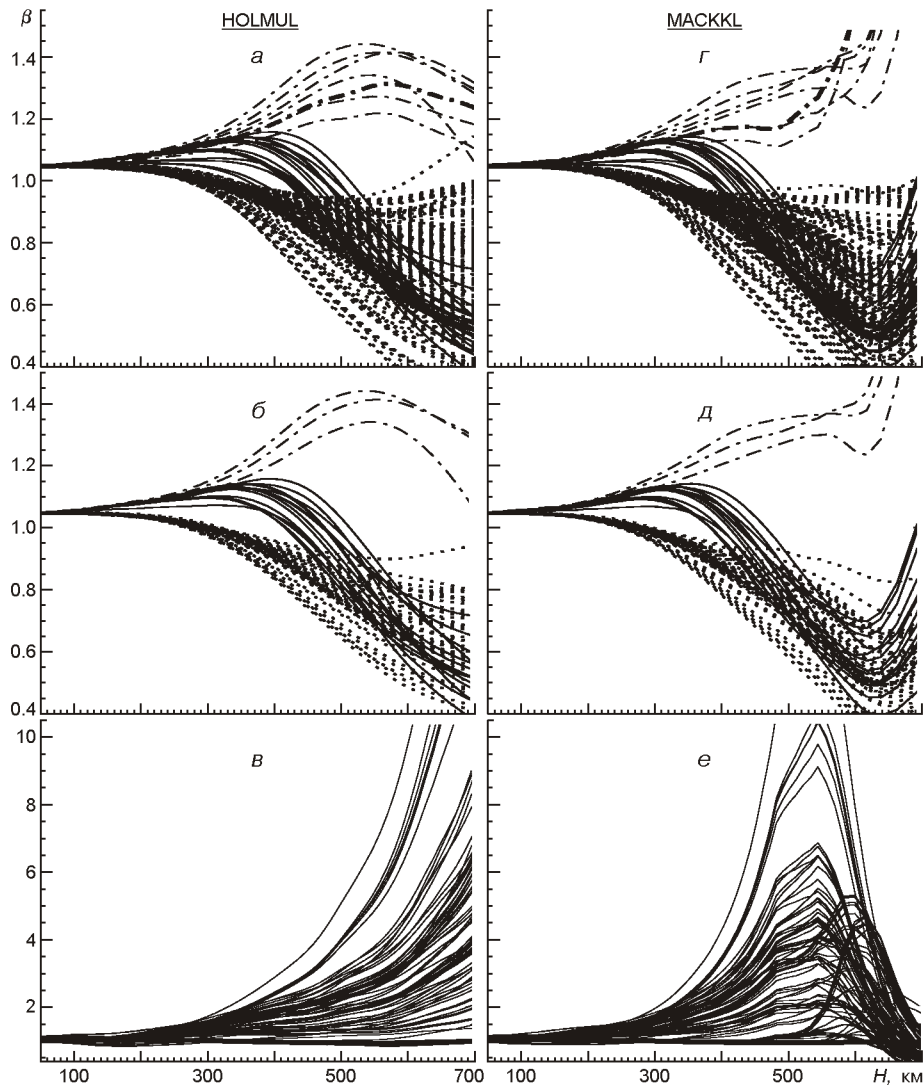


Рис. 2. Зависимости от высоты коэффициентов отклонения от ЛТР для уровней кремния в одномерных моделях Солнца HOLMUL (а, б, в) и MACKKL (г, д, е). Фрагменты а, г — для всех уровней атома Si I, представленной на рис. 1; б, д — для уровней 65 линий Si I, использованных при определении содержания кремния; в, е — для всех уровней Si II. Штрих-пунктирные линии — уровни Si I со значениями  $EPL = 5.08$  эВ, жирная линия — основное состояние, пунктирные линии — уровни Si I с  $EPL = 6.71$  эВ, сплошные линии — все уровни Si II и уровни Si I со значениями  $5.62$  эВ  $EPL = 6.62$  эВ. Входные параметры моделей см. в тексте

степень недонаселенности уровней Si I уменьшается. В модели HOLMUL, в которой хромосфера отсутствует, дефицит атомов на этих уровнях с высотой только усиливается. К третьей группе относятся высоковозбужденные уровни с  $EPL = 6.71$  эВ, коэффициенты которых меньше единицы практически во всей атмосфере за исключением нижней фотосферы, где число атомов на них близко к ЛТР-значениям. Степень недонаселенности уровней данной группы увеличивается с высотой, но уменьшается с их потенциалом возбуждения. В

результате  $\alpha$ -коэффициенты близлежащих к континууму уровней лишь незначительно отличаются от единицы.

Из рис. 2, б, д видно, что уровни линий Si I, использованные при определении содержания кремния, образуют три группы, подобные описанным выше. При этом к первой и второй группам относятся нижние уровни данных линий, с потенциалами возбуждения  $EPL$

5.08 эВ и  $5.61 < EPL < 6.22$  эВ соответственно. Третью группу составляют их верхние уровни с  $EPL = 7.04$  эВ.

Поведение  $\alpha$ -коэффициентов уровней Si II противоположно поведению  $\alpha$ -коэффициентов уровней Si I. Для возбужденных уровней Si II в моделях MASKKL и VAL,C характерно наличие двух пиков перенаселенности: в области температурного минимума и на высотах около 600 км. В отличие от указанных моделей в модели HOLMUL избыток возбужденных атомов Si II наблюдается во всех слоях, и этот избыток увеличивается с высотой. Населенность основного уровня близка к ЛТР-значению.

Важным следствием описанного выше поведения  $\alpha$ -коэффициентов является отклонение ионизационного равновесия Si I и Si II от предсказываемого формулой Саха. В соответствии с этой формулой повсюду в атмосфере Солнца количество ионов кремния существенно превышает количество нейтральных атомов. При НЛТР возникает дополнительный избыток атомов Si II: от 5 % в фотосфере до 10 % в области температурного минимума.

Показанное на рис. 2 поведение  $\alpha$ -коэффициентов уровней кремния — результат сложного взаимодействия нескольких НЛТР-механизмов. Основными из них являются УФ-сверхионизация, потери фотонов в линиях, вызванные рассеянием излучения, накачка излучением УФ-линий и сверхрекомбинация, связанная с действием сифонного механизма. Детальное описание этих механизмов можно найти в работах [18, 36].

Здесь мы укажем только, что радиативный разбаланс в сильных УФ-линиях Si I с длинами волн между 250 и 400 нм, образующихся при переходах между возбужденными уровнями  $3p^3S$ ,  $4s^3P^o$ ,  $4s^1P^o$  первой группы и основным  $3p^2^3P$  и метастабильными уровнями  $3p^2^1D$ ,  $3p^2^1S$ , — мал, поскольку потери фотонов в рассматриваемых линиях подавляют избыток излучения в континууме, характерный для указанного диапазона длин волн. В результате перенаселенность уровней первой группы возникает в основном благодаря действию сифонного механизма, при котором потери фотонов в инфракрасных линиях, возникающих в переходах между высоковозбужденными ридберговскими уровнями, вызывают дополнительный рекомбинационный поток из резервуара ионов. В одномерных моделях с более крутым градиентом температуры в фотосфере, типичным представителем которых является модель VAL,C, рекомбинационный поток существенно слабее. Как следствие, низковозбужденные уровни Si I в таких моделях оказываются перенаселенными в значительно меньшей степени.

Заселение уровней второй группы происходит за счет совместного действия сифонного механизма, УФ-сверхионизации и потери фотонов в линиях. При этом УФ-сверхионизация является главным механизмом, ведущим к недонаселенности данных уровней. Падение  $\alpha$ -коэффициентов с высотой начинается тогда, когда средняя интенсивность непрерывного излучения  $J$  с длинами волн  $\lambda < 500$  нм становится больше функции Планка  $B$ . В моделях с хромосферой (MACKK и VALC) эффект достигает максимума в области температурного минимума. В более высоких слоях увеличение  $\alpha$ -коэффициентов данных уровней происходит потому, что УФ-излучение, не реагирующее ввиду прозрачности атмосферы на хромосферное увеличение температуры, становится существенно холоднее, т. е.  $J < B$ . В модели HOLMUL, где температура монотонно уменьшается с высотой, УФ-излучение  $J$  повсюду больше, чем  $B$ , при этом по мере перехода в более высокие слои разность  $J - B$  увеличивается. Как следствие, недонаселенность рассматриваемых уровней Si I с высотой усиливается.

Потери фотонов в линиях, вызванные рассеянием излучения, ведут к дивергенции  $\alpha$ -коэффициентов уровней, при которой степень отклонения от ЛТР-населенности верхнего уровня радиативного перехода оказывается больше, чем нижнего. Именно этим объясняется различие между  $\alpha$ -коэффициентами высоковозбужденных уровней как Si I, так и Si II.

Населенности высоковозбужденных уровней Si I, принадлежащих третьей группе уровней, контролируются главным образом двумя механизмами: сверхрекомбинацией и потерями фотонов в инфракрасных линиях Si I.

Основным механизмом, ведущим к перенаселенности высоковозбужденных уровней Si II в области температурного минимума, является накачка излучением ( $J > B$ ) многочисленных оптически тонких УФ-линий Si II с длиной волны вблизи 260 нм, возникающих в переходах  $3p^2P - np^2P^o$ ,  $3d^2D - np^2P^o$  и  $3d^2D - np^2F^o$  (см. рис. 1). Второй пик перенаселенности вблизи 600 км — результат накачки уУФ-линиями вблизи 122.6 нм. На рис. 1 им соответствуют переходы с уровня  $3p^4P$  на уровни  $3d^4D^o$ ,  $3d^4P^o$ ,  $3p^4S^o$  и  $4s^4P^o$ . Быстрое падение  $\alpha$ -коэффициентов возбужденных уровней Si II в более высоких слоях связано с тем, что здесь УФ-излучение становится существенно холоднее окружающей среды.

**Высоты образования линий Si I.** Отклонение населенностей уровней Si I от локальных термодинамических значений, показанное на рис. 2, приводит к двум важным НЛТР-эффектам.

Первый из них связан с изменением непрозрачности линий Si I. Принимая во внимание, что вынужденная эмиссия в рассматриваемых линиях Si I пренебрежимо мала, коэффициент поглощения  $L_{\text{НЛТР}}^l$  в каждой из них изменяется по сравнению с ЛТР-случаем за счет масштабирования населенности нижнего уровня  $l$  коэффициентом отклонения от ЛТР  $\beta_l$ :

$$L_{\text{НЛТР}}^l = \beta_l L_{\text{ЛТР}}^l \quad (1)$$

В результате происходит смещение области формирования линий. Удобной мерой этого смещения служит разность  $H = H_{\text{ЛТР}} - H_{\text{НЛТР}}$  между высотой  $H_{\text{ЛТР}}$ , где при ЛТР оптическая глубина в центре линии  $\mu_u$  равна единице, и высотой  $H_{\text{НЛТР}}$ , где при НЛТР  $\mu_u = 1$ . Отметим, что оценки данных высот основаны на соотношении Эддингтона — Барбье [34]. Мы отдаем отчет в ограниченности такой концепции определения области формирования линий. В нашем случае использование этого соотношения оправданно, поскольку позволяет быстро оценить погрешности определения высот образования, вызванные применением ЛТР-гипотезы.

Из формулы (1) следует, что дефицит атомов на нижнем уровне линии будет приводить к уменьшению её непрозрачности и к смещению области формирования рассматриваемой линии в более глубокие слои. Обратный эффект наблюдается, если уровень оказывается перенаселенным. На рис. 3, а мы показываем значения  $H$  в зависимости от высот  $H_{\text{НЛТР}}$  для линий Si I, использованных нами при определении содержания кремния. Изменение  $H$  с высотой хорошо описывается полиномом второй степени. Видно, что в модели HOLMUL все рассмотренные линии образуются глубже 250 км, где их нижние уровни в той или иной степени оказываются перенаселенными (см. рис. 2, б). Избыток атомов Si I на данных уровнях вызывает смещение области формирования ядер линий Si I в более высокие слои. Степень смещения  $H$  увеличивается с высотой  $H_{\text{НЛТР}}$ . В целом величина смещения невелика и заключена между  $H = -1$  км для слабых линий и  $H = -10$  км для сильных.

Отрицательные значения  $H$  для всех без исключения рассмотренных линий Si I являются характерной особенностью и в случае их формирования в моделях MACKKL и VAL,C. Однако диапазон смещений оказывается меньше, особенно для VAL,C (максимальное смещение  $H = -6$  км), что связано с меньшей перенаселенностью нижних уровней в данной модели.

**Функции источника в линии.** Второй важный эффект, связанный с отклонением от ЛТР-населенностей уровней Si I, — отличие функции источника  $S^L$  от функции Планка  $B$ . Удобной мерой этого отличия является температура возбуждения  $T_{ex}$ , которую легко определить из соотношения [36]

$$\begin{aligned} S^L &= (2h^3 / c^2) / [(\mu_l / \mu_u) \exp(h / kT_e) - 1] = \\ &= (2h^3 / c^2) / [\exp(h / kT_{ex}) - 1] = B(T_{ex}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\nu$  — частота излучения в центре линии;  $T_e$  — электронная температура модели,  $\mu_l$  и  $\mu_u$  — коэффициенты отклонения от ЛТР нижнего и верхнего уровней,  $h, k, c$  — соответственно постоянные Планка, Больцмана и скорость света. Из соотношения (1) следует, что в оптическом диапазоне спектра для типичных значений электронной температуры в области формирования линий Si I и Si II

$$S^L \approx B(T_e) \mu_u / \mu_l. \quad (3)$$

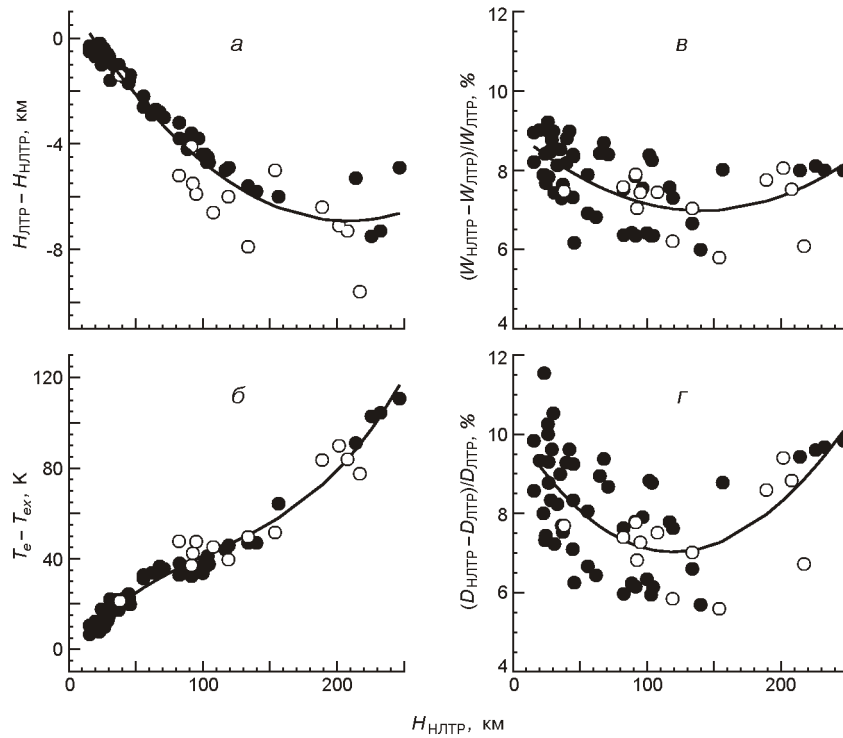


Рис. 3. Влияние НЛТР-эффектов на высоты образований (а), функции источника (б), эквивалентные ширины (в) и центральные глубины (г) 65 линий Si I [4], использованных для определения содержания кремния. Кружки — данные для 13 линий Si I, для которых в работе [23] приведены экспериментальные силы осцилляторов. Кривые — результаты полиномиального сглаживания. (Модель HOLMUL; входные параметры те же, что и на рис. 2)

Таким образом, отклонение функции источника в линии от ЛТР-значений возникает, если коэффициенты  $l$  и  $u$  не равны между собой. При  $u/l < 1$  наблюдается дефицит функции источника в линии, а при  $u/l > 1$  — ее избыток.

Для получения статистических закономерностей поведения функций источника  $S^L$  линий, мы оценили их температуры возбуждения в приближении Эддингтона — Барбье. Иными словами, мы определили значения  $S^L$  в центре каждой из линий, рассмотренной в данной работе, на высоте  $H_{\text{НЛТР}}$ . На рис. 3, б мы показываем разности  $T_{\text{ex}} - T_e$  для указанных линий Si I. Как видим, чем выше в модели HOLMUL образуются ядра линий Si I, тем больше отклонение их функций источника от функции Планка, причем всегда  $T_{\text{ex}} < T_e$ . Наибольший дефицит функции источника наблюдается у сильных линий в ближней инфракрасной области ( $\lambda > 700$  нм) с эквивалентными ширинами  $W > 7$  пм. Для них различия между температурой возбуждения и электронной температурой могут достигать 100 К. Разности  $T_{\text{ex}} - T_e$ , полученные для MACKKL и VAL,C, близки к представленным на рис. 3, б.

**Эквивалентные ширины и центральные глубины линий Si I.**

Дефицит функции источника, показанный на рис. 3, б, приводит к уменьшению интенсивности излучения в центре линий Si I и к увеличению их центральной глубины  $D$ . Эффект усиливается еще более за

счет смещения области формирования данных линий в более высокие слои атмосферы (рис. 3, *a*). В результате при НЛТР эквивалентные ширины  $W$  и центральные глубины  $D$  рассмотренных нами линий увеличиваются. На рис. 3, *b* мы показываем относительное изменение  $W/W = (W_{\text{НЛТР}} - W_{\text{ЛТР}})/W_{\text{ЛТР}}$  при переходе от НЛТР- к ЛТР-приближению в зависимости от высоты  $H_{\text{НЛТР}}$  для случая модели HOLMUL. Относительные изменения  $D/D = (D_{\text{НЛТР}} - D_{\text{ЛТР}})/D_{\text{ЛТР}}$  центральных глубин для данных линий представлены на рис. 3, *c*. Как видим, НЛТР-эффекты ведут к увеличению значений  $W$  и  $D$  в среднем не более чем на 10 %. Интересно, что в моделях MACKKL и VALC, в отличие от HOLMUL, наблюдается уменьшение значений  $W/W$  и  $D/D$  с высотой. Иными словами, относительные НЛТР-эффекты в слабых линиях здесь выражены сильнее.

**НЛТР-содержание кремния.** Мы использовали астрономическую логарифмическую шкалу при определении содержания кремния  $A_{\text{Si}} = \lg(n_{\text{Si}}/n_{\text{H}}) + 12$ , где  $n_{\text{Si}}/n_{\text{H}}$  — отношение числа атомов кремния к числу атомов водорода. Определение НЛТР-содержания кремния проводилось путем подгонки наблюдаемых эквивалентных ширин  $W$  линий Si I к теоретическим значениям. Наблюдаемые значения  $W$  для центра солнечного диска были взяты из работы [2]. Расчеты проводились в приближении полного перераспределения излучения в линиях.

На рис. 4, *a*, *b*, *c* мы приводим НЛТР-содержание кремния  $A_{\text{Si}}^{\text{НЛТР}}$  в модели HOLMUL. Представленные на этом рисунке данные были рассчитаны со следующими параметрами: в качестве сил осцилляторов были взяты «солнечные» значения  $\lg gf_w$ , привязанные к экспериментальной шкале Беккера и др. [15]; постоянная затухания  $\gamma_0$  находилась по классической формуле Унзольда [1, 38] с поправочным множителем  $E = 1.5$ ; значение микротурбулентной скорости  $V_{\text{mi}} = 1$  км/с; скорости неупругих столкновений атомов кремния с атомами водорода рассчитывались по формуле Дроина с множителем  $S_H = 0.1$ . Значения  $A_{\text{Si}}^{\text{НЛТР}}$ , найденные по отдельным линиям Si I, представлены в виде зависимостей от потенциала возбуждения нижнего уровня  $EPL$ , длины волны и наблюдаемой эквивалентной ширины линий. Как видим, для полученных значений содержания характерно практически полное отсутствие корреляции с указанными параметрами. Исключение составляют лишь четыре сильные линии Si I с  $W > 8$  пм (594.8541, 768.0267, 791.8384, 793.244 нм), которые дают примерно на 0.02 dex более низкое содержание, чем остальные линии Si I в среднем. Значение НЛТР-содержания кремния в модели HOLMUL равно  $\langle A_{\text{Si}}^{\text{НЛТР}} \rangle = 7.547 \pm 0.012$ . Малое значение среднего квадратичного отклонения  $A = 0.012$  dex можно рассматривать как свидетельство в пользу достоверности полученного результата.

Мы также определили НЛТР-содержание кремния с экспериментальными силами осцилляторов Гарц [23], увеличив их на 0.1 dex с целью привязки к шкале Беккера и др. [15]. Для этого мы использовали 13 общих линий для списков Гарц [23] и Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка [2]. Основная задача такого определения — оценить погреш-

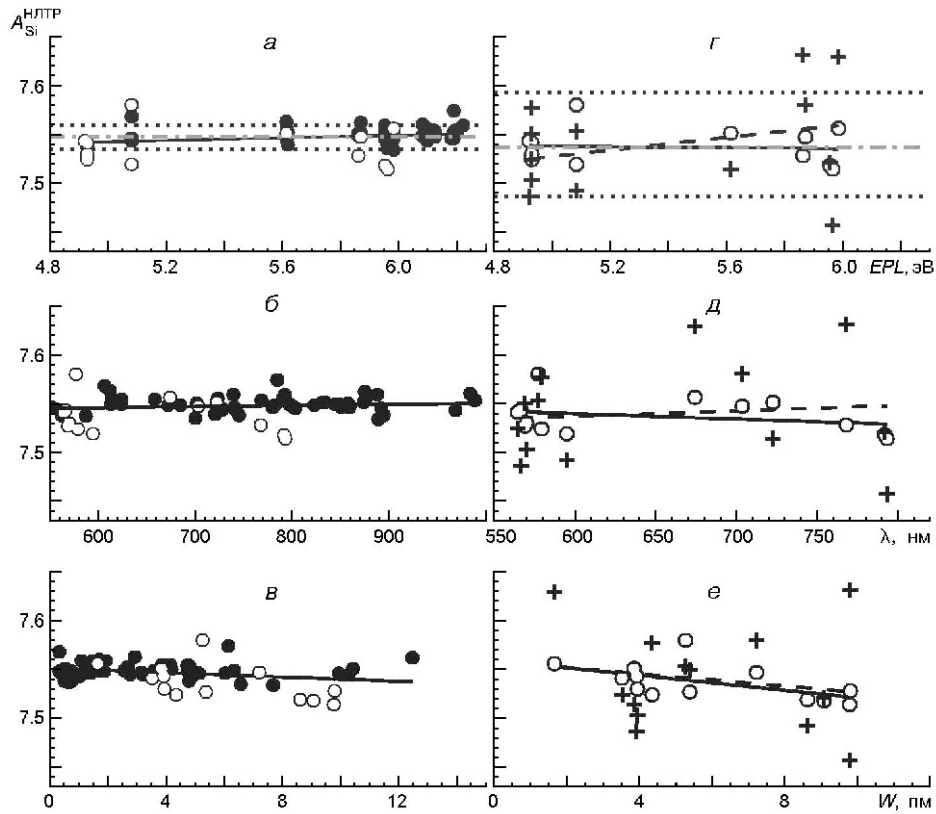


Рис. 4. Зависимость НЛТР-содержания кремния в фотосфере Солнца от потенциала возбуждения нижнего уровня  $EPL$  ( $a, г$ ), длины волны ( $б, д$ ) и наблюдаемой эквивалентной ширины  $W$  ( $в, е$ ) линий Si I. Сплошные линии — среднее значение содержания; пунктирные — среднее квадратичное отклонение. Фрагменты  $a, б, в$  — данные для 65 линий Si I из табл. 1 работы [4];  $г, д, е$  — данные для 13 линий Si I, для которых в работе [23] приведены экспериментальные силы. Точки и кружки — значения  $A_{Si}^{NLTP}$ , вычисленные с увеличенными на 0.073 dex «солнечными» силами осцилляторов [2]. Крестики — значения  $A_{Si}^{NLTP}$ , найденные с экспериментальными значениями  $\lg gf$  [23], привязанными к шкале [15]. (Модель HOLMUL,  $E = 1.5$ ,  $V_{mi} = 1$  км/с,  $S_H = 0.1$ )

ность содержания кремния, обусловленную использованием привязанных к шкале Беккера и др. «солнечных» сил осцилляторов  $\lg gf_W$  Гуртовенко и Костыка взамен экспериментальных значений  $\lg gf$ . На рис. 4,  $г-е$  мы приводим результаты такой оценки. Из сравнения данных для 13 общих линий Si I следует, что в среднем различия НЛТР-содержаний, обусловленные использованием разных шкал сил осцилляторов, составляют лишь 0.003 dex. Обращает на себя внимание, что при использовании экспериментальных сил осцилляторов среднее квадратичное отклонение содержания  $A$  оказывается существенно большим ( $A = 0.053$  dex), чем для «солнечных» значений  $\lg gf_W$  ( $A = 0.019$  dex). Основная причина этого связана, по-видимому, с намного более низкой внутренней точностью экспериментальных данных. Уменьшение числа линий ведет к появлению слабой зависимости от потенциала возбуждения и эквивалентной ширины значений  $A_{Si}^{NLTP}$ , полученных с экспериментальными силами осцилляторов.



Содержание кремния в одномерных моделях атмосферы Солнца на основе «солнечных» сил осцилляторов Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка [2], привязанных к шкале Беккера и др. [15]. Поправочный множитель к постоянной затухания  $\gamma_6$  равен  $E = 1.5$ ,  $V_{mi} = 1$  км/с,  $S_H = 0.1$

Модель	$A_{ЛТР}$	$A_{НЛТР}$
HOLMUL	$7.594 \pm 0.015$	$7.547 \pm 0.012$
МАСККЛ	$7.593 \pm 0.012$	$7.549 \pm 0.014$
VAL,C	$7.623 \pm 0.012$	$7.582 \pm 0.013$

По этой же причине содержание, найденное с «солнечными» силами осцилляторов  $\lg gf_w$ , начинает коррелировать с силой линий. Кроме того, из сравнения рис. 4,  $a$  и  $c$  видно, что вследствие использования малого количества линий среднее содержание  $\langle A_{Si}^{НЛТР} \rangle$  понижается примерно на 0.01 dex независимо от того, какие шкалы сил осцилляторов используются.

Разброс содержаний кремния, вызванный использованием той или иной одномерной полуэмпирической модели атмосферы Солнца, невелик. В таблице мы приводим среднее значение содержания кремния  $\langle A_{Si}^{НЛТР} \rangle$  в моделях HOLMUL, МАСККЛ и VAL,C, рассчитанное для тех же, что и на рис. 4,  $a$ — $v$  входных параметров. Для сравнения в ней приведены значения ЛТР-содержания, полученные в нашей работе [4] с теми же значениями  $\lg gf_w$ ,  $\gamma_6$  и  $V_{mi}$ . Видно, что как при ЛТР, так и при НЛТР значения содержания кремния в моделях HOLMUL и МАСККЛ фактически совпадают, в то время как в модели VAL,C они оказываются выше примерно на 0.03 dex:  $\langle A_{Si}^{НЛТР} \rangle = 7.582 \pm 0.013$ . Интересно, что в моделях МАСККЛ и VAL,C, как и в модели HOLMUL, практически нет зависимости значений  $A^{НЛТР}$  от эквивалентной ширины линий, если при расчете постоянной затухания  $\gamma_6$  использовать приближение Унзольда с поправочным множителем  $E = 1.5$ . При этом нижний предел найденных значений  $\langle A_{Si}^{НЛТР} \rangle$  совпадает с принятым на сегодня значением солнечного содержания кремния [32].

При НЛТР, как и при ЛТР [4], применение для расчета  $\gamma_6$  теории АВО ведет к нежелательному тренду значений содержания  $A_{Si}^{НЛТР}$  с эквивалентной шириной (рис. 5) независимо от того, какие списки линий Si I и какие шкалы сил осцилляторов используются. Эффект усиливается с увеличением эквивалентной ширины, при этом разность содержаний, найденных по слабым и по сильным линиям, может достигать +0.2 dex. Средняя поправка к НЛТР-содержанию, вызванная применением теории АВО вместо приближения Унзольда, составляет +0.026 dex. При этом среднее значение содержания в модели HOLMUL снижается до  $\langle A_{Si}^{НЛТР} \rangle = 7.521 \pm 0.040$ .

Отметим, что наличие показанного на рис. 5 тренда не может служить доказательством ненадежности теории АВО, поскольку при определении НЛТР-содержания кремния мы не учитывали 3D-эффекты, вызванные грануляционной структурой солнечной атмосферы. Анализу роли этих эффектов мы посвятим отдельное исследование.

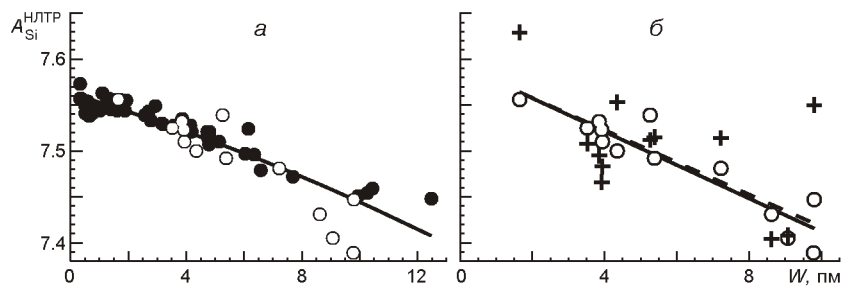


Рис. 5. Зависимость НЛТР-содержания кремния в фотосфере Солнца от наблюдаемой эквивалентной ширины линий Si I для случая, когда постоянная затухания  $\tau_0$  рассчитывалась в приближении АВО: *a* — данные для 65 линий Si I из табл. 1 работы [4],  $\langle A \rangle = 7.521 \pm 0.040$ ; *б* — данные для 13 линий Si I (обозначения см. на рис. 4; крестикам и кружкам соответствуют значения  $\langle A \rangle = 7.489 \pm 0.076$  и  $\langle A \rangle = 7.486 \pm 0.053$ ). Модель атмосферы — HOLMUL,  $V_{mi} = 1$  км/с,  $S_H = 0.1$

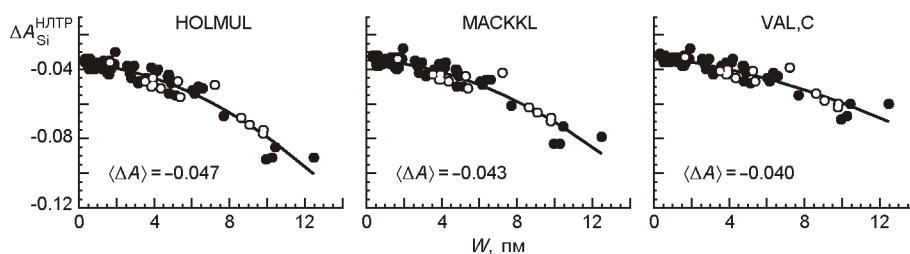


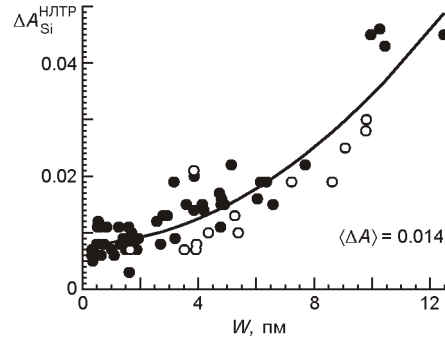
Рис. 6. Зависимость НЛТР-поправок  $A_{Si}^{NLTP} = A_{Si}^{NLTP} - A_{Si}^{JTP}$  к содержанию кремния в моделях атмосферы HOLMUL, MACKKL и VAL,C от наблюдаемой эквивалентной ширины  $W$ . Кривые — результат полиномиального сглаживания. Кружки — 13 линий Si I, для которых экспериментальные силы осцилляторов [23] привязаны к шкале [15]. (Входные параметры те же, что и на рис. 2)

### НЛТР-поправки к содержанию кремния $A_{Si}^{NLTP} = A_{Si}^{NLTP} - A_{Si}^{JTP}$

для трех моделей атмосферы Солнца HOLMUL, MACKKL и VAL,C показаны на рис. 6. Видно, что во всех моделях поправки увеличиваются с эквивалентной шириной линий Si I. Особенно велики они для сильных высоковозбужденных линий Si I из ближнего ИК-диапазона. В первую очередь к ним относятся линии Si I 740.5772, 741.5949, 768.0267, 791.8384, 793.2448, 874.2446, 875.2007 нм. Значения  $A_{Si}^{NLTP}$  для этих линий зависят от модели атмосферы. В HOLMUL они могут достигать  $-0.1$  dex, в то время как в модели VAL,C  $A_{Si}^{NLTP} > -0.07$  dex. Поправки  $A_{Si}^{NLTP}$  для многочисленных слабых и умеренно сильных линий Si I из оптического диапазона малы (около  $-0.03$  dex). В среднем величина НЛТР-поправок  $\langle A_{Si}^{NLTP} \rangle$  лежит между  $-0.04$  dex (VAL,C) и  $-0.047$  dex (HOLMUL).

**Влияние погрешностей атомных параметров на значения содержания кремния.** Как известно, значения содержания кремния чувствительны к погрешностям ряда параметров, в первую очередь сил осцилляторов, постоянной затухания, микротурбулентной скорости и модели атмосферы. Мы оценили величину этих погрешностей в нашей работе [4].

Рис. 7. Изменение  $A = A_{S_H 0.1}^{НЛТР} - A_{S_H 0}^{ЛТР}$  НЛТР-содержания кремния, вызванное учетом неупругих столкновений атомов кремния с атомами водорода. Скорости неупругих столкновений с атомами водорода рассчитывались по формуле Дроина с масштабирующим множителем  $S_H = 0.1$ . Входные параметры и обозначения те же, что и на рис. 6. (Модель HOLMUL)



При НЛТР-моделировании появляется дополнительная зависимость содержания от погрешностей сечений фотоионизации, сечений неупругих столкновений с электронами и атомами водорода. Выполненное нами исследование показало, что роль первых двух погрешностей невелика (порядка 0.01—0.02 dex). Погрешности сечений неупругих столкновений с атомами водорода сказываются в первую очередь на сильные высоковозбужденные линии Si I из ближнего ИК-диапазона, поскольку они наиболее чувствительны к отклонению от ЛТР (рис. 7). В нашем списке линий Si I число таких линий составляет лишь около 10 %. Их суммарный вклад в ошибки при определении  $A_{Si}^{НЛТР}$  невелик. В среднем мы оцениваем эти ошибки в пределах 0.014 dex. Этот вывод находится в хорошем согласии с результатами Ведемейера [42] и Ши и др. [37].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты нашего исследования сводятся к следующему.

1. Рассмотрена проблема НЛТР-образования спектра кремния в одномерных полуэмпирических моделях солнечной атмосферы HOLMUL, MACKKL и VAL,C на основе реалистичной модели атома кремния для двух стадий ионизации: Si I и Si II.

2. Показано, что в указанных линиях наблюдаются два НЛТР-эффекта. Первый — дефицит функции источника. Он возникает за счет потерь фотонов при рассеянии излучения в линиях. Второй — избыток непрозрачности — обусловлен перенаселенностью нижних уровней рассмотренных линий Si I. Дефицит функции источника приводит к увеличению эквивалентных ширин  $W$  и центральных глубин  $D$  этих линий. Эффект усиливается еще за счет смещения области формирования данных линий в более высокие слои атмосферы. В среднем НЛТР-эффекты ведут к увеличению значений  $W$  и  $D$  не более чем на 10 %.

3. Определены значения НЛТР-содержания кремния в моделях HOLMUL, MACKKL и VAL,C для 65 линий Si I. Список линий, их диапазон эквивалентных ширин, длин волн и потенциалов возбуждения нижнего уровня существенно шире, чем использованные ранее.

4. Показано, что НЛТР-содержание практически не зависит ни от потенциала возбуждения нижнего уровня, ни от длины волны, ни от

эквивалентной ширины линий Si I, если при расчете постоянной затухания  $\tau_6$  использовать приближение Унзольда с поправочным множителем  $E = 1.5$ . Применение для расчета  $\tau_6$  теории АВО ведет к нежелательной зависимости содержания кремния от эквивалентной ширины независимо от того, какие списки линий Si I и какие шкалы сил осцилляторов используются. Одной из причин такой зависимости может быть пренебрежение 3D-эффектами, вызванными грануляционной структурой солнечной атмосферы.

5. Рассчитаны НЛТР-поправки к содержанию кремния и показано, что их значения являются наибольшими и зачастую превышающими  $-0.1$  dex для сильных высоковозбужденных линий Si I из ближнего ИК-диапазона ( $\lambda > 700$  нм). НЛТР-поправки для многочисленных слабых и умеренно-сильных линий Si I из оптического диапазона малы (в среднем около  $-0.03$  dex). Средняя величина НЛТР-поправок составляет около  $-0.05$  dex.

6. Исследована чувствительность НЛТР-содержания к погрешностям сечений фотоионизации, сечений неупругих столкновений с электронами и атомами водорода и показано, что роль этих погрешностей невелика. В среднем ошибки содержания составляют  $0.01$ — $0.02$  dex.

7. Показано, что ошибки содержания, возникающие при использовании смещенной «солнечной» шкалы сил осцилляторов Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка взамен экспериментальной шкалы Беккера и др. пренебрежимо малы.

8. При НЛТР оценки содержания кремния различаются от  $7.547 \pm \pm 0.012$  (HOLMUL) до  $7.582 \pm 0.013$  (VAL,C). При этом нижняя оценка совпадает с принятым на сегодня значением солнечного содержания [5, 32].

Результаты данного исследования будут использованы в будущем для НЛТР-анализа спектра кремния на базе трехмерных гидродинамических и магнитогидродинамических моделей солнечной атмосферы.

1. Аллен К. У. *Астрофизические величины*. — М.: Мир, 1977.—446 с.
2. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. *Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов*. — Киев: Наук. думка, 1989.—200 с.
3. Сухоруков А. В., Щукина Н. Г. *Солнечный спектр кремния и диагностика атмосферы Солнца // Кинематика и физика небес. тел.*—2011.—27, № 1.—С. 45—58.
4. Щукина Н. Г., Сухоруков А. В. *«Солнечная» шкала сил осцилляторов и определение ЛТР-содержания кремния в фотосфере Солнца // Кинематика и физика небес. тел.*—2011.—27, № 2.—С. 3—21.
5. Anders E., Grevesse N. *Abundances of the elements — Meteoritic and solar // Geochim. et cosmochim. acta.*—1989.—53.—P. 197—214.
6. Anstee S. D., O'Mara B. J. *An investigation of Brueckner's theory of line broadening with application to the sodium D lines // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1991.—253, N 1.—P. 549—560.
7. Anstee S. D., O'Mara B. J. *Width cross-sections for collisional broadening of s—p and p—s transitions by atomic hydrogen // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—276,

- N 3.—P. 859—866.
8. *Asplund M.* Line formation in solar granulation. III. The photospheric Si and meteoritic Fe abundances // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**359**.—P. 755—758.
  9. *Auer L., Fabiani Bendicho P., Trujillo Bueno J.* Multidimensional radiative transfer with multilevel atoms. I. ALI method with preconditioning of the rate equations // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**292**.—P. 599—615.
  10. *Bard S., Carlsson M.* Constructing computationally tractable models of Si I for the 1082.7 nm transition // *Astrophys. J.*—2008.—**682**, N 2.—P. 1376—1385.
  11. *Barklem P. S., Belyaev A. K., Guitou M., et al.* On inelastic hydrogen atom collisions in stellar atmospheres // *Astron. and Astrophys.*—2011.—**530**.—P. A94—A103.
  12. *Barklem P. S., O'Mara B. J.* The broadening of p—d and d—p transitions by collisions with neutral hydrogen atoms // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1997.—**290**, N 1.—P. 102—106.
  13. *Barklem P. S., O'Mara B. J., Ross J. E.* The broadening of d—f and f—d transitions by collisions with neutral hydrogen atoms // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1998.—**296**, N 4.—P. 1057—1060.
  14. *Bautista M. A., Romano P., Pradhan A. K.* Resonance-averaged photoionization cross sections for astrophysical models // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1998.—**118**, N 1.—P. 259—265.
  15. *Becker U., Zimmermann P., Holweger H.* Solar and meteoritic abundance of silicon // *Geochim. et cosmochim. acta*—1980.—**44**.—P. 2145—2149.
  16. *Bely O., van Regemorter H.* Excitation and ionization by electron impact // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1970.—**8**.—P. 329—368.
  17. *Borrero J. M., Bellot Rubio L. R., Barklem P. S., del Toro Iniesta J. C.* Accurate atomic parameters for near-infrared spectral lines // *Astron. and Astrophys.*—2003.—**404**.—P. 749—762.
  18. *Bruls J. H. M. J., Rutten R. J., Shchukina N. G.* The formation of helioseismology lines. I. NLTE effects in alkali spectra // *Astron. and Astrophys.*—1992.—**265**.—P. 237—256.
  19. *Caccin B., Gomez M. T., Severino G.* The formation of the alkali resonance lines in cool atmospheres. I. Na I and K I in a sunspot umbra // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**276**.—P. 219—226.
  20. *Cunto W., Mendoza C., Ochsenbein F., Zeppen C. J.* TOPBase at CDS // *Astron. and Astrophys. Lett.*—1993.—**275**, N 1.—P. 5—8.
  21. *Drawin H. W.* Zur formelmäßigen Darstellung des Ionisierungsquerschnitts für den Atom-Atomstoß und über die Ionen-Elektronen-Rekombination im dichten Neutralgas // *Z. Phys.*—1968.—**211**, N 4.—S. 404—417.
  22. *Drawin H. W.* Influence of atom-atom collisions on the collisional-radiative ionization and recombination coefficients of hydrogen plasmas // *Z. Phys.*—1969.—**225**, N 5.—S. 483—493.
  23. *Garz T.* Absolute oscillator strength of Si I lines between 2500 Å and 8000 Å // *Astron. and Astrophys.*—1973.—**26**.—P. 471—477.
  24. *Griem H. R.* Spectral line broadening by plasmas. — New York: Acad. Press, 1974.—421 p.—(Pure and Applied Physics, Vol. 39).
  25. *Holweger H.* Solar element abundances, non-LTE line formation in cool stars and atomic data // *Phys. scr. T.*—1996.—**65**.—P. 151—157.
  26. *Holweger H., Müller E. A.* The photospheric barium spectrum: Solar abundance and collision broadening of Ba II lines by hydrogen // *Solar Phys.*—1974.—**39**.—P. 19—30.
  27. *Kaulakys B.* Analytical expressions for cross sections of Rydberg-neutral inelastic collisions // *J. Phys. B: Atom. and Mol. Phys.*—1985.—**18**.—P. L167—L170.
  28. *Kiselman D.* NLTE effects on oxygen lines // *New Astron. Revs.*—**45**, N 8.—P. 559—563.

29. Kupka F., Piskunov N. E., Ryabchikova T. A., et al. VALD-2: Progress of the Vienna atomic line data base // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**138**.—P. 119—133.
30. Kurucz R. L., Bell B. Atomic line data. — Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1995.—(Kurucz CD-ROM N 23).
31. Lambert D. L. Quantitative stellar spectroscopy with large optical telescopes // *Phys. scr.* Т.—1993.—**47**.—P. 186—198.
32. Lodders K. Solar system abundances and condensation temperatures of the elements // *Astrophys. J.*—2003.—**591**, N 2.—P. 1220—1247.
33. Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., et al. New sunspot umbral model and its variation with the solar cycle // *Astrophys. J.*—1986.—**306**, N 1.—P. 284—303.
34. Mihalas D. Stellar atmospheres: 2nd ed. — San Francisco: W. H. Freeman and Co, 1978.—650 p.
35. Nahar S. N., Pradhan A. K. Atomic data for opacity calculations. XVIII. Photoionization and oscillator strengths of Si-like ions  $\text{Si}^0$ ,  $\text{S}^{2+}$ ,  $\text{Ar}^{4+}$ ,  $\text{Ca}^{6+}$  // *J. Phys. B: Atom. and Mol. Phys.*—1993.—**26**.—P. 1109—1127.
36. Shchukina N., Trujillo Bueno J. The iron line formation problem in three-dimensional hydrodynamic models of solar-like photospheres // *Astrophys. J.*—2001.—**550**, N 2.—P. 970—990.
37. Shi J. R., Gehren T., Butler K., et al. Statistical equilibrium of silicon in the solar atmosphere // *Astron. and Astrophys.*—2008.—**486**.—P. 303—310.
38. Unsöld A. Physik der Sternatmosphären: Second ed. — Berlin: Springer, 1955. — 866 p.
39. Van Regemorter H. Rate of collisional excitation in stellar atmospheres // *Astrophys. J.*—1962.—**136**.—P. 906—915.
40. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1976.—**30**.—P. 1—60.
41. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—**45**.—P. 635—725.
42. Wedemeyer S. Statistical equilibrium and photospheric abundance of silicon in the Sun and in Vega // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**373**.—P. 998—1008.

Поступила в редакцию 14.06.11