

## ЛИНИИ HE I В АТМОСФЕРАХ В-ЗВЕЗД

В. В. ЦЫМБАЛ

*Описана методика расчета моделей атмосфер, синтетических спектров и профилей линий в атмосферах горячих звезд. Расчеты выполнены в ЛТР и не-ЛТР приближениях. Для линий He I в атмосферах В-звезд рассмотрены расхождения между теорией и наблюдениями. Обсуждается гипотеза о том, что причиной расхождений является облучение атмосферы звезды слабым рентгеновским излучением хромосферного или коронального происхождения.*

*The method of construction of stellar atmosphere models, synthetic spectra and line profiles for hot stars both in LTE and NLTE is considered. For HeI lines in atmospheres of B-stars I examine discrepancies between the theory and observations. The hypothesis, that the reason of the discrepancies is the illumination of stellar atmospheres by weak chromospheric or coronal X-rays, is under discussion.*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Среди широкого круга задач исследования содержания химических элементов во Вселенной следует особо выделить проблему определения содержания He. Помимо классических задач, связанных с теорией эволюции звезд и звездных агрегатов, проблема обилия He напрямую затрагивает вопросы, связанные с космологией и космомикрoфизикой. Это построение хронологических шкал, критерии отбора реально существующих хиггсовских бозонов, выбор симметрий, реализуемых в микромире.

С 1981 г. автор начал разработку аппарата количественной интерпретации звездных спектров. В настоящее время создан аналог европейского проекта ССР7 (Джеффри, 1989), реализованный на доступных для нас ЭВМ и существенно расширенный за счет диапазона используемой "input physics", - в частности, учета не-ЛТР эффектов и излучения, падающего на атмосферу звезды извне.

Разработанный комплекс позволяет практически исчерпать задачу количественного анализа спектра звезды в рамках классического метода моделей атмосфер, затем попытаться объяснить остающиеся расхождения эффектами отклонения от ЛТР и, наконец, ввести дополнительные факторы, влияющие на вид спектра звезды.

В статье рассматривается реализация этого подхода к проблеме определения содержания He. Ограничение рассмотрения спектральным классом В диктуется малой

интенсивностью линий He I в спектрах O-звезд, что обуславливает невысокую точность наблюдательного материала. Для A-звезд ситуация усугубляется тем, что наблюдаемые линии He I в их спектрах, в принципе, не описываются ЛТР или не-ЛТР теорией (Лемке, 1989). Возможное объяснение этого дано в конце статьи.

Немаловажным стимулом явилось также наличие обширного спектрального материала для большого числа B-звезд в САО АН СССР (Клочкова, Панчук, 1986, 1987, 1989, 1990). В работе Клочковой и Панчука (1990) содержится достаточно полный обзор предыдущих работ, и можно ограничиться ссылкой на эту статью.

## 2. АНАЛИЗ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ РАВНОВЕСИИ

В рамках гипотезы о ЛТР точность теоретических профилей и эквивалентных ширинок спектральных линий определяется полнотой описания физических процессов при расчете модели атмосферы звезды и достоверностью теории уширения линий, используемой при расчетах.

При анализе наблюдательного материала методом моделей атмосфер (при заданной фотометрической точности исходных данных) результат интерпретации зависит от надежности определения фундаментальных характеристик звездной атмосферы: эффективной температуры ( $T_{\text{eff}}$ ), ускорения силы тяжести на поверхности звезды ( $g$ ), металличности ( $\epsilon$ ) и микротурбулентной скорости ( $\xi_t$ ).

### 2.1. Модели атмосфер. Уравнение переноса излучения

При разработке программ использовано математическое обеспечение, созданное Куручем (1970, 1979). Это - программы ATLAS6, WIDTH6 и VALMER. Используются также различные списки спектральных линий и таблицы распределения вероятности непрозрачности в них (OPDF), составленные Куручем.

В приближении ЛТР отличия модифицированной программы расчета моделей атмосфер не слишком существенны. Анализ используемых в ATLAS6 приближений приводит к выводу о том, что за исключением вопросов учета конвективного переноса энергии, наиболее "узким" местом программы является решение уравнения переноса излучения. Автор отдает себе отчет в том, что высказанное утверждение может показаться странным: речь идет о классической задаче переноса в плоско-параллельной неподвижной атмосфере звезды. Тем не менее, проблема существует и суть ее в том, что нам необходимо с достаточно высокой точностью ( $\cong 1\%$ ) знать все интегральные характеристики поля излучения для всех слоев атмосферы звезды и всего диапазона частот. Требуемая точность диктуется тем, что если в качестве критерия сходимости модели атмосферы мы выбираем условие постоянства интегрального потока, то для получения точности совпадения его величины с величиной  $OT_{\text{eff}}^4$  не хуже 1% точность определения потока в конкретной частоте ( $H_\nu$ ) должна быть выше почти на три порядка. Это же требование относится и к средней интенсивности излучения ( $J_\nu$ ), если мы выбираем критерием условие лучистого равновесия и (или) решаем не-ЛТР задачу. В последнем случае требования к точности повышаются, т.к. заселенность энергетических уровней компонент плазмы определяется разностью скоростей прямых и обратных радиативных переходов, а эти скорости являются интегралами от  $J_\nu$ .

Существующие методы решения уравнения переноса в плоско-параллельной

атмосфере:

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu, \quad (1)$$

где  $I_\nu$  - удельная интенсивность излучения,  
 $S_\nu$  - функция источников,  
 $\tau_\nu$  - оптическая глубина,  
 $\mu = \cos(\theta)$ ,  $\theta$  - угол наклона к лучу зрения,

можно разбить на две группы.

В первой из них (в приближении полного перераспределения по частоте) уравнение (1) сводится к интегральному уравнению для функции источников:

$$S_\nu = \frac{k_\nu}{K_\nu} \tilde{S}_\nu + \frac{\sigma_\nu}{K_\nu} J_\nu, \quad (2)$$

$k_\nu$  - коэффициент поглощения,  
 $\sigma_\nu$  - коэффициент рассеяния,  
 $K_\nu = k_\nu + \sigma_\nu$ ,  
 $\tilde{S}_\nu$  - функция источников для процессов истинного поглощения.

При этом

$$J_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_\nu} S_\nu E_1(\tau_\nu - t) dt + \frac{1}{2} \int_{\tau_\nu}^{\infty} S_\nu E_1(t - \tau_\nu) dt, \quad (3)$$

где  $E_1$  - экспоненциальный интеграл.

Уравнение (2) решается методом последовательных приближений, и задача сводится к вычислению  $J_\nu$  по заданной функции источников. Различия в существующих методах этой группы сводятся, по существу, к способам вычисления (3). Используются либо квадратурные формулы (оптимальные даны в работе Снежко, 1971), либо функция источников на каждом интервале оптических глубин ( $\tau_j$ ,  $\tau_{j+1}$ ) представляется полиномом некоторой степени (Авретт, Лоузер, 1969; Куруч, 1970). В последнем случае интеграл (3) выражается аналитически через  $E_n$ ,  $n \leq 6$ . При этом, с целью экономии машинного времени расчеты проводятся единожды для фиксированной сетки  $\{\tau_i\}$ , и при решении уравнения переноса мы интерполируем  $J_\nu$  и  $H_\nu$  на сетки  $\{\tau_m\}$ , получаемые для конкретных частот. Заметим сразу, что эти сетки могут существенно отличаться друг от друга, и точность интерполирования для верхних слоев атмосферы звезды, как правило, невелика.

Во второй группе методов уравнение (1) сводится к дифференциальному уравнению 2-го порядка, которое решается разностным методом. Наиболее известен метод Фортриэ (Михалас, 1982). Точность решения зависит от используемых разностных формул и - в существенно большей степени - от числа узлов сетки, т.е. от числа слоев, на которое мы разбиваем атмосферу звезды.

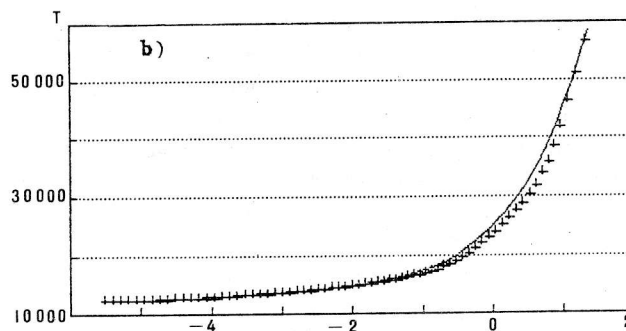
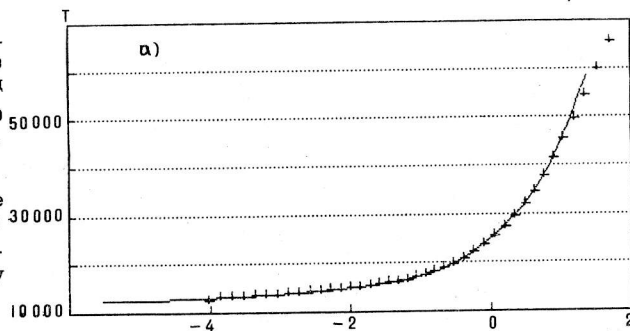
Автор выполнил ряд численных экспериментов по сравнению примерно десятка методов из вышеперечисленных групп применительно к конкретным частотам в конкретных моделях атмосфер звезд. "Эталоном" служили интегральные характеристики поля излучения, полученные в схеме, в которой интеграл (3) вычислялся "аналитически", т.е. без интерполяции на фиксированную сетку глубин. Выявлено, что расхождения в значениях  $N_\nu$  и  $J_\nu$  в отдельных случаях могут достигать нескольких порядков. Дело в том, что все существующие методы решения уравнения переноса тестировались на функциях источников, представляющих аналитическую функцию оптической глубины, - тогда появляется возможность сравнить численные и аналитические решения. Однако расчеты показывают, что "реальную" функцию источников даже в ЛТР практически невозможно аппроксимировать аналитической функцией во всей атмосфере звезды с заданной точностью.

Заметим, что все вышеизложенное становится критичным только при рассмотрении не-ЛТР моделей и при выборе в качестве критерия сходимости условия лучистого равновесия. Для ЛТР моделей (при условии постоянства потока) эти неточности только несколько искажают температурное распределение в самых верхних слоях атмосферы. В качестве паллиатива я выбрал метод Фортриэ, увеличив число разбиения атмосферы звезды на слои с 40 до 70. Это позволило (см. рис. 1а) "сдвинуть" атмосферу звезды выше и, как следствие, более точно (в рамках ЛТР) описать ядра сильных линий.

Более существенным в ЛТР моделях является возможное изменение структуры атмосферы при изменении абсолютных значений содержаний H и He.

Рис. 1. Сравнение моделей атмосферы звезды (температура в функции логарифма массы над  $1 \text{ cm}^2$ ). а) При разбиении на 70 и 40 слоев ( $T_{\text{eff}} = 22500$ ,  $\lg g = 3.5$ ).

б) При различном содержании He ( $T_{\text{eff}} = 22000$ ,  $\lg g = 3.5$ ) ( $[\text{He}] = 0.8$  соответствует максимальному изменению, заданному в расчетах).



На рис. 16 приведены результаты расчета моделей атмосфер, полученных при  $[\text{He}] = 0$  и  $+0.8$  (максимальное изменение в выполненных расчетах). Поскольку таблицы OPDF при этом не рассчитывались заново, различия в моделях проявляются только на уровне образования континуума. Так как это практически не сказывается на профилях линий He I, модели вычислялись при  $[\text{He}] = 0$ . Сетка моделей атмосфер была рассчитана в диапазоне  $T_{\text{eff}} = 10000 - 25000$  K,  $\lg g = 1.5 - 4.5$ . Покровной эффект учитывался с помощью таблиц OPDF (Куруч, 1979), предоставленных (с согласия автора) Т. Киппером.

## 2.2. Уширение спектральных линий. Блендирование

Для горячих звезд (причиной доплеровского уширения в основном служит тепловое движение атомов) основным механизмом формирования профиля спектральных линий является штарковское уширение. Для линий умеренной интенсивности большинства химических элементов вполне приемлем фойгтовский профиль с лоренцевской полушириной, определяемой через параметр  $C_4$ :

$$\Delta\lambda = (\lambda^2/4\pi c) C_4 N_e,$$

$\lambda$  - длина волны центра линии,

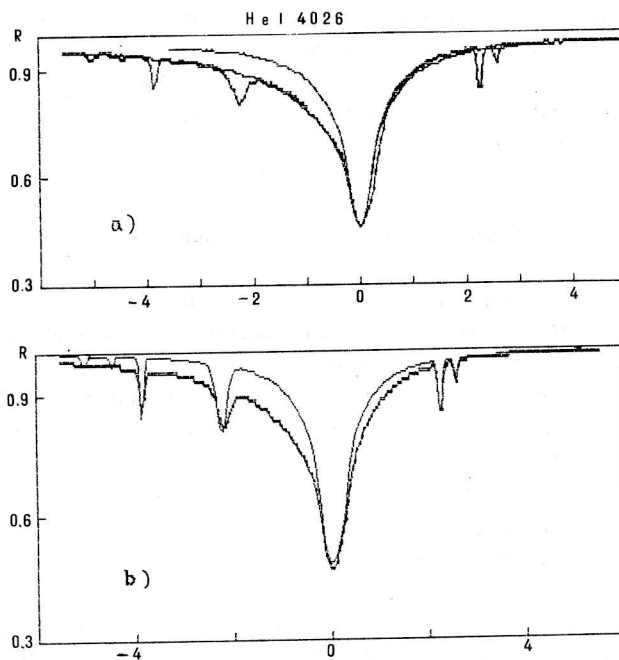
$N_e$  - концентрация свободных электронов.

При этом  $C_4$  либо вычисляется по приближенной аппроксимации Пейтреманна (Куруч, 1981), либо подгоняется под полуширины линий, рассчитанных в ударном приближении (Грим, 1978). По отношению к линиям He I этот подход рассмотрен в работе Леушина, Топильской (1986). Как показывают расчеты, такой метод приемлем не для всех линий He I. Для некоторых из них вид профиля существенно зависит от взаимодействия с ионами, штарковских сдвигов и тонкой структуры линий. Поэтому для описания профилей линий He I была использована следующая методика. Из списка линий (Куруч, 1988) выбирались отдельные компоненты мультиплетного расщепления. Для каждой из них вычислялся фойгтовский профиль с учетом уширения электронами и ионами, а для центра линии учитывался штарковский сдвиг. Итоговый профиль определялся как сумма профилей компонент тонкой структуры с учетом наложения профилей линий металлов, блендирующих рассматриваемую линию He I. Учет уширения производился в рамках "унифицированной теории" (Барнард и др., 1974). Так как теория пригодна только для разрешенных компонент, для линии He  $\lambda 4471$  использовались таблицы штарковского профиля, приведенные в цитируемой работе. Список линий для расчета определялся наличием констант электронного уширения в монографии Грима (1978). С появлением работы Дмитриевича, Саха-Брешота (1990) стал возможным расчет и остальных линий.

На рис. 2 представлены результаты расчетов при разных теориях уширения для линии He  $\lambda 4026$  ( $T_{\text{eff}} = 22500$ ,  $\lg g = 3.5$ ). Видно, что " $C_4$ -приближение" существенно искажает профиль линии и уменьшает ее эквивалентную ширину. Для проверки была вычислена модель атмосферы по программе Михаласа и др. (1975), и по ней рассчитаны профили линий He I. Эти профили сравнивались с приведенными в работах Ауэра, Михаласа (1973) и Михаласа и др. (1974). Профили полностью совпали, за исключе-

нием синей части профиля линий He  $\lambda\lambda 4026, 4387, 4413$ . Расхождения вызваны более рафинированным учетом ионного уширения и соответствуют качественной картине, предсказываемой "унифицированной теорией".

Рис. 2. Профиль линии He  $\lambda 4026$  при различных механизмах уширения линии ( $T_{\text{eff}} = 22500$ ,  $\lg g = 3.5$ ). а) Сравниваются профили при полном учете уширения, тонкой структуры и блендирования (нижняя кривая, а верхняя кривая - то же, но линия берется как синглет и профиль "синглетной" линии с "подогнанным" значением  $C_4$ ). б) Полный профиль сравнивается с синтетическим спектром, при расчете которого берется приближенная аппроксимация для  $C_4$ .



Наконец, существенным при расчетах был учет блендирования рассматриваемых линий линиями металлов. Даже для такой сильной линии, как He  $\lambda 4026$ , этот фактор становится существенным для  $T_{\text{eff}} \leq 15000$  К. Для линии же He  $\lambda 4121$  (рис. 3) блендирование определяет до 50% эквивалентной ширины линии.

Отбор линий для учета блендирования производился следующим образом. По программе расчета синтетических спектров SYNTH была вычислена сетка теоретических спектров В-звезд. При вычислениях учитывались все линии из списка Куруча (1988). Помимо собственно синтетического спектра, для каждой частоты определялась эффективная глубина образования потока выходящего излучения и подсчитывался вклад каждой бленды в суммарную непрозрачность на этой глубине. Все линии, дающие вклад на эффективной глубине образования центра бленды больше 1%, учитывались затем при детальном расчете профилей линий He I.

### 2.3. Анализ наблюдений в рамках ЛТР

На основе описанных методов для рассчитанной сетки моделей атмосфер были вычислены теоретические "суперкривые" роста: зависимости  $W_\lambda$  линий He I от  $T_{\text{eff}}$ ,  $\lg g$  и  $\epsilon_{\text{He}}$ . Таблицы полученных  $W_\lambda$  для 20 линий He I опубликованы (Цымбал, 1990). При наличии подобных таблиц задача определения содержания химических элементов по наблюдаемым эквивалентным ширинам становится доступной для самых небольших ЭВМ - достаточно выполнить трехмерную интерполяцию наблюдаемых  $W_\lambda$ . Графическая иллюстрация этого подхода приведена на рис. 4 для линии He  $\lambda 4026$ . На двумерный

разрез функции  $W_\lambda(T_{\text{eff}}, \lg g, \varepsilon)$  нанесены наблюдаемые  $W_\lambda$  из каталога Клочковой, Панчука (1987б), для которых значения  $\lg g \approx 3.5$ . Таким образом, анализ в ЛТР проводился аналогично работе Клочковой, Панчука (1986), но в основе интерпретации лежали собственные расчеты.

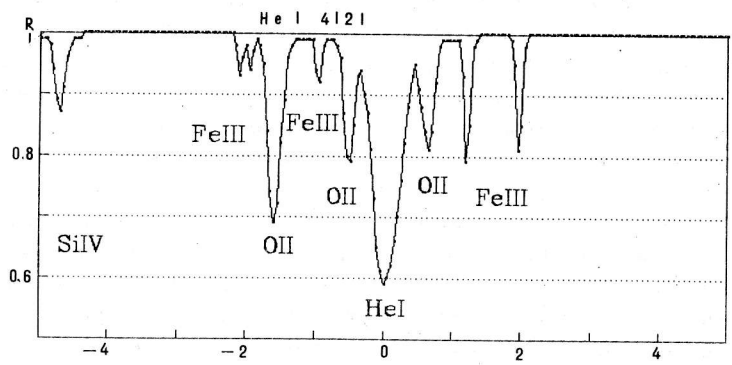


Рис.3. Профиль линии He  $\lambda$ 4121 с учетом блендирования. ( $T_{\text{eff}}=22500$ ,  $\lg g=3.5$ ).

Степень блендирования зависит от  $T_{\text{eff}}$ .

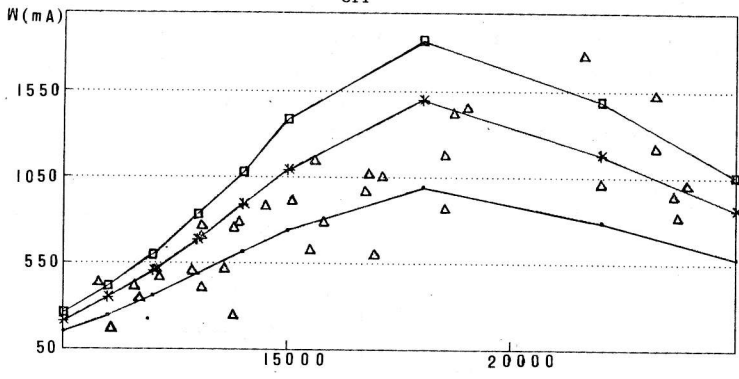
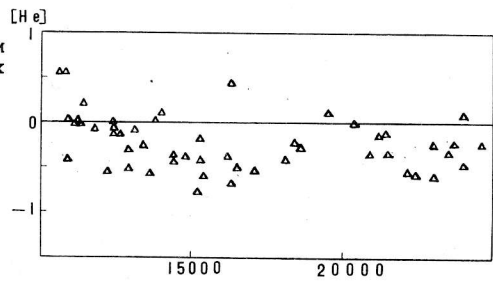


Рис.4. Кривые роста для линии He  $\lambda$ 4026 при  $\lg g=3.5$ . Треугольниками нанесены наблюдаемые значения.

Рис.5. Содержание He, среднее по линиям в синей части спектра для различных звезд.  $[\text{He}] = \lg(\varepsilon_{\text{He}}) - \lg(\varepsilon_{\text{He}})_\odot$ .



Важнейшим элементом анализа методом моделей атмосфер является определение соответствующих данной звезде  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ . Классический поиск фундаментальных характеристик атмосферы звезды на диаграмме ( $T_{\text{eff}}, \lg g$ ), описанный в работе Клоч-

ковой и др. (1985), при определении содержания He содержит ряд особенностей:  $\epsilon_{\text{He}}$  всего на порядок меньше  $\epsilon_{\text{H}}$  и изменение обилия He требует изменения содержания H, что может приводить к изменению профиля водородных линий, а в отдельных случаях и показателей цвета. Более серьезные противоречия, возникающие при одновременном использовании фотометрических и спектральных данных при определении ( $T_{\text{eff}}, \lg g$ ), описаны в работах Клочковой и др. (1983), Копылова и др. (1989а). В работе Копылова и др. (1989б) делается попытка обойти эти трудности и реализовать экспресс-метод поиска ( $T_{\text{eff}}, g$ ) на основе только спектральной информации.

Поскольку проблема достаточно точного определения значений ( $T_{\text{eff}}, g$ ) не входит в рамки настоящей статьи, в работе вместе с наблюдательным материалом используются значения ( $T_{\text{eff}}, g$ ), приведенные в статьях Клочковой, Панчука (1986, 1987а, 1989, 1990). Заметим, что для статистического анализа достаточно отсутствия систематических ошибок в определении  $T_{\text{eff}}, g$ .

На рис. 5 представлены результаты определения содержания He, полученные усреднением по 6 линиям He I в синей части спектра. В отличие от работы Клочковой, Панчука (1990) не выполнялась предварительная редукция на обилие, определенное по линии He  $\lambda 4471$ : авторы обосновывают такой прием несовершенством расчета профилей остальных линий в используемых ими теоретических данных. Заметим также, что линия He  $\lambda 4471$  из всех линий в синей части спектра наиболее чувствительна к эффектам отклонения от ЛТР.

На рис. 5 представлены все звезды - независимо от положения, возраста и "пекучести". Несмотря на это, подавляющее большинство показывает "дефицит" He, максимальный в области  $T_{\text{eff}} \approx 17000$  К. Этот результат можно попытаться объяснить несовершенством моделей атмосфер и неточным определением  $T_{\text{eff}}, g$ .

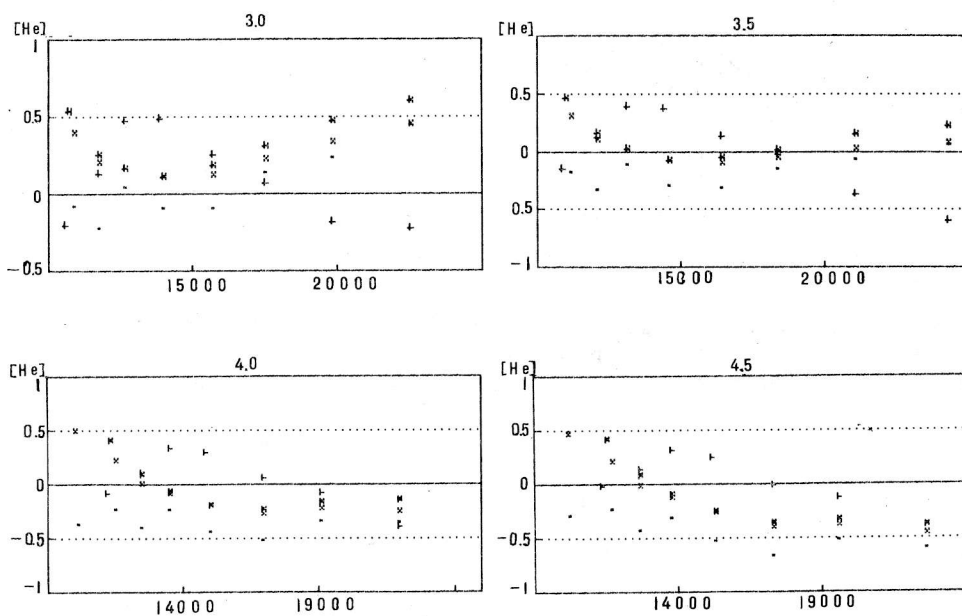


Рис. 6. Содержание He по "средним" эквивалентным ширинам для звезд III-V классов светимости в функции эффективной температуры звезды. Над каждым рисунком указано значение  $\lg g$ .



В работе Клочковой, Панчука (1989) приведены средние эквивалентные ширины для звезд, сгруппированных по классам светимости. При использовании этих данных мы можем надеяться на то, что погрешности, связанные с выбором модели атмосферы и ее параметров, "ушли" при усреднении. Вопрос в том, как получить соответствующие этим данным "средние"  $T_{\text{eff}}$ ,  $g$ . Из многочисленных работ по определению шкалы эффективных температур звезд следует, что для горячих звезд корреляция  $T_{\text{eff}}$  и показателя цвета  $(U-B)_0$  является достаточно однозначной. Тогда мы можем, используя данные работы Базера, Куруча (1978), перейти от  $W_{\lambda}(U-B)$  к  $W_{\lambda}(T_{\text{eff}})$ , оставив  $g$  свободным параметром.

На рис. 6 приведены результаты предложенного подхода для звезд III-V классов светимости, для которых  $\lg g = 3.5-4.0$  (Копылов и др., 1989а). Видно, что тенденция к "дефициту" Ne сохраняется для меньших эффективных температур, а для линии Ne  $\lambda 4026$  практически не зависит от  $T_{\text{eff}}$  и  $g$ . Последнее более наглядно на рис. 7, где  $[Ne]$ , определенное по линии Ne  $\lambda 4026$ , представлено для всех звезд.

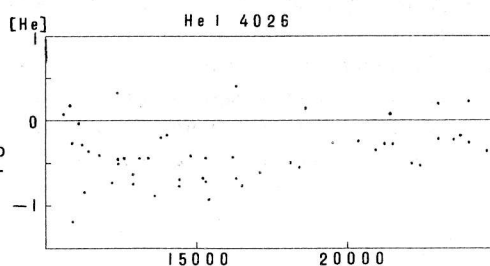


Рис. 7. Содержание Ne, определенное по линии  $\lambda 4026$  в зависимости от эффективной температуры звезды.

### 3. АНАЛИЗ ПРИ УЧЕТЕ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР

Надеюсь, что в предыдущем разделе автору удалось показать, что ЛТР анализ приводит к наличию значимых расхождений между теорией и наблюдениями при исследовании линий Ne I. При этом различие в содержании Ne, определенном по разным линиям, достигает для одной и той же звезды 10 раз. Такое расхождение невозможно объяснить даже с помощью самой рафинированной теории, остающейся в рамках ЛТР. Подобные же "аномалии" наблюдаются как для звезд других спектральных классов, так и для линий других химических элементов. Не затрагивая здесь феномен "химической пекулярности" в целом, упомянем хотя бы проблему согласования содержания одного и того же химического элемента, в первую очередь Fe, определенного по линиям, принадлежащим различным степеням ионизации этого элемента (см., например, Лемке, 1989). Приведенные в этой работе попытки интерпретации линии Ne  $\lambda 4471$  у A-звезд особенно интересны в контексте данной статьи.

Как правило, такие расхождения принято относить за счет эффектов отклонения от ЛТР. При этом в последнее время наметилась интересная тенденция: поскольку за счет не-ЛТР объяснить расхождения обычно все равно не удается, в качестве причин выдвигаются: несовершенство модели атома, плохие сечения переходов и т. п.

Так же, как и в случае ЛТР, автор пытается доказать, что приемлемое решение проблемы аномалий, обнаруживаемых при исследовании химического состава звезд, не удастся получить только за счет усовершенствований "технического" характера.

### 3.1. Методика вычислений

Одним из первых вопросов, возникающих при решении не-ЛТР задачи, является составление "модели" атома - диаграммы уровней оптического электрона и отбора учитываемых переходов между ними. В идеале модель атома должна включать в себя по возможности "все" уровни и "все" переходы. Для звездной атмосферы число уровней можно ограничить, исключая те уровни, переходы на которые и между которыми лежат в радиодиапазоне. Кроме того, можно исключить уровни, соответствующие дважды возбужденным состояниям. Тогда составление модели атома можно произвести следующим образом. Из списков линий (Куруч, 1979, 1988) выбираются все переходы, соответствующие данному химическому элементу в данной степени ионизации. В диаграмму уровней включаются все уровни, соответствующие этим переходам, которые затем объединяются по мультиплетам. Конечно, такая модель атома является заведомо избыточной, однако дополнительные затраты машинного времени с лихвой компенсируются универсальностью подхода и невозможностью дальнейших усовершенствований "технического" характера.

В реализованном варианте программы не-ЛТР задача решается при построении модели атмосферы одновременно для  $\leq 5$  химических элементов, каждый из которых существует в нескольких степенях ионизации.

Система уравнений статистического равновесия записывается через коэффициенты Мензелла (Куруч, 1970)

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{m=1}^{k-1} \frac{b_m}{b_i} f_{km} (R_{mk} + C_{mk}) + \frac{b_k}{b_i} \left\{ \sum_{m=1}^{k-1} f_{km} (\tilde{R}_{km} + C_{km}) + \sum_{m=k+1}^i (R_{mk} + C_{mk}) \right\} - \\
 & - \sum_{m=k+1}^i \frac{b_m}{b_i} (\tilde{R}_{km} + C_{km}) = \tilde{R}_i + C_{ki} \quad (4)
 \end{aligned}$$

$k=1, 2, \dots, i-1,$

$i$  - соответствует 1-му уровню следующей степени ионизации.

Здесь  $b_m$  - коэффициент Мензелла для уровня  $m$ :  $b_m = \frac{n_m}{n_m^*}$ ,  $n_m^*$  - заселенность при ЛТР,

$$f_{km} = \frac{b_k}{b_m} \cdot \frac{n_m}{n_k}$$

$R_{ij}, C_{ij}$  - скорости радиативных и столкновительных переходов:

$$R_{ij} = 4\pi \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{\nu} \frac{J_{\nu}}{h\nu} d\nu ; \quad R_{ji} = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{\nu} e^{-h\nu/kT} \left( \frac{4\pi}{h\nu} J_{\nu} + \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \right) d\nu, \quad (4a)$$

где  $\nu$ -частота,  $\alpha_{\nu}$ -сечение перехода.

Для связанно-связанных (b-b) переходов профиль сечения полагался фойгтовским (до 40 точек по частоте), а для линий водорода - штарковским (Грим, 1960). Подобное приближение грубовато, однако с учетом того, что на заселенностях уровней сказывается только разность прямых и обратных переходов, оно представляется вполне достаточным (этот вывод проверялся путем прямых расчетов). Для связанно-свободных переходов использовались возможно лучшие экспериментальные и теоретические сечения, а при отсутствии таковых применялась формула Крамерса. Ионизация столкновениями учитывалась согласно работе Бургеса, Чидичима (1983); столкновительные b-b переходы при отсутствии экспериментальных данных учитывались по формуле Кастнера (Кастнер, 1980). Для серии Лаймана H I сечения брались из работы Аггавела (1983). Для He I включена дизлектронная рекомбинация, согласно работе Батя, Андерхилл (1985); для запрещенных переходов использовалось приближение

$$C_{ij} = 8.631 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{ij} N_e}{g_j T^{1/2}} e^{-E_{ij}/kT}, \quad \text{при } \Omega_{ij}=1.$$

Система (4) записывается для каждой степени ионизации, и совокупность таких систем представляет полную систему уравнений стационарности для данного химического элемента. Она является незамкнутой, так как отсутствуют уравнения, описывающие уходы на предыдущую степень ионизации. Прямое включение этих уравнений делает матрицу коэффициентов в (4) плохо обусловленной. В этой связи постулируется  $b_p=1$ , где p соответствует 1-му уровню той степени ионизации, которая уже не учитывается (или полной ионизации, что естественно). Тогда для последней учитываемой степени ионизации условие равенства ионизаций и рекомбинаций для всех уровней:

$$\sum_{l=1}^n b_l f_{pl} (R_{lp} + C_{lp}) = \sum_{l=1}^n f_{pl} (\tilde{R}_{pl} + C_{lp}), \quad (4б)$$

где  $f_{pl}$  - правая часть уравнения Саха, замыкает полную систему уравнений и не ухудшает матрицу коэффициентов за счет взаимного сокращения в (4б) максимального из членов уравнения Саха.

В данной работе не-ЛТР задача решалась только для H и He. Структура атмосферы (распределение температуры с глубиной) при этом не менялась. Дело в том, что для В-звезд основным источником непрозрачности является водород, для которого, как следует из расчетов, эффекты отклонения от ЛТР практически несущественны в рассматриваемом диапазоне эффективных температур.

Выбранные модели атомов включали в себя:

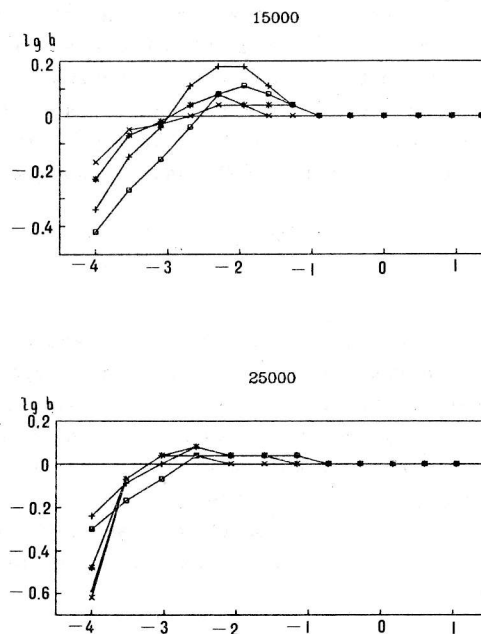
H I: 40 уровней, 101 переход;

HeI: 128 уровней, 422 перехода (не считая запрещенных);  
 HeII: 59 уровней, 291 переход.

### 3.2. Результаты НЛТР расчетов

Расчеты согласно описанной методике были выполнены для  $T_{\text{eff}} = 15000 - 25000$  К при  $\lg g = 3.5$ . Распределение температуры с глубиной не менялось: сколь-либо серьезных изменений температурного распределения следует ожидать при  $T_{\text{eff}} \geq 25000$  К. При выбранных же температурах заселенность уровней основного для формирования модели источника непрозрачности - водорода - остается практически бoльцмановской. Для He I заметные отклонения от равновесного распределения имеют место в сравнительно высоких слоях атмосферы звезды (рис. 8).

Рис. 8. Коэффициенты Мензелла  $b_{\text{HeI}}^i / b_{\text{HeII}}^1$  для  $T_{\text{eff}} = 15000$  и  $25000$  К в функции массы над  $1 \text{ см}^2$ . ( $\lg g = 3.5$ ).



Этот результат - неизменность структуры атмосферы и величина коэффициентов Мензелла - резко контрастирует с результатами известных работ Ауэра и Михаласа (1972, 1973). Для моделей, рассчитанных этими авторами, отличительной особенностью являются:

а) инверсия температуры в верхних слоях атмосферы звезды. Эта инверсия присутствует и в моделях, приводимых в более поздних работах и рассчитанных с помощью программ, в основе которых лежит программа Михаласа и др. (1975) и Вернера (1988), и отсутствует в моделях, рассчитанных, например, по программе Андерсона (1985);

б) коэффициенты Мензелла для основных уровней H и He I в работах Ауэра и Михаласа составляют величину  $\sim 10^3$ .

Поскольку речь идет о работах, ставших классическими, необходимо достаточно подробно остановиться на причинах полученных расхождений.

Внимательный анализ непосредственно программы (Михалас и др., 1975) позволил обнаружить малозаметную, но существенную методическую ошибку. Продемонстрируем ее на простом примере, позволяющем обойтись без громоздких вычислений. При построении не-ЛТР модели атмосферы звезды необходимо на каждом шаге коррекции температуры согласовывать между собой поле излучения и заселенность энергетических уровней компонент плазмы. Рассмотрим чисто водородную атмосферу, причем водород имеет только один связанный уровень. Для верхних слоев такой атмосферы (плотность плазмы в которых мала) радиативные ионизации и рекомбинации доминируют над столкновительными переходами и коэффициент Мензелла для основного (и единственного) уровня:

$$b_1 \sim \frac{\tilde{R}_{k1}}{R_{1k}}$$

$$\text{Принимая в (4a) } \alpha_{\nu} \approx \alpha_{\nu 1k} \left( \frac{\nu_{1k}}{\nu} \right)^3; J_{\nu} \approx J_{\nu 1k}, \text{ а также учитывая } \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} < \frac{8\pi\nu^2}{c^2},$$

получаем приближенную оценку для скоростей фото ионизации и рекомбинации:

$$R_{1k} \approx \frac{4\pi\alpha_{\nu 1k} J_{\nu 1k}}{3h}; \quad \tilde{R}_{k1} \approx \frac{8\pi\alpha_{\nu 1k} \nu_{1k}^2 kT}{hc^2} e^{-h\nu_{1k}/kT}$$

Предположим теперь, что на первой итерации для 1-го слоя запрашивается (ситуация взята из расчетов по программе) коррекция температуры  $\Delta T \sim 2T$ . Тогда, если мы, следуя за авторами программы, сначала вычислим скорости переходов, населенности уровней, а только затем - поле излучения, то для 1-й итерации мы получим следующее.  $R_{1k}$  останется прежним:  $J_{\nu 1k}$  не менялось, тогда как  $\tilde{R}_{k1}$  и  $b_1$  вместе с ним (при  $T=15000$ ) увеличатся в 400 раз. Непрозрачность в  $\nu_{1k}$  увеличится, и, следовательно,  $J_{\nu 1k}$  уменьшится: ситуация будет "заморожена" и для последующих итераций. Если же мы сначала вычислим поле излучения при новой температуре, затем решим уравнения стационарности и вновь вычислим поле излучения (достаточно убрать всего один оператор в программе!), то мы получим полное согласие с расчетами по модифицированной версии ATLAS6.

Завершая обсуждение, заметим, что в предлагаемой методике для каждого шага по температуре выполняется несколько итераций, согласующих поле излучения и заселенности уровней. Такой подход делает невозможным использование метода полной линеаризации, однако автор имел возможность убедиться, что мнение о быстродействии и устойчивости этого метода сильно преувеличено.

Несмотря на все перечисленное выше, для В-звезд многие выводы из работ Ауэра и Михаласа остаются верными. Дело в том, что интенсивность спектральных линий, которая, собственно, нас и интересует, определяется отношением коэффициентов Мензелла для верхнего и нижнего уровня соответствующего перехода. При "классическом" не-ЛТР подходе (во внимание принимается только собственное излучение звезды), это отношение будет относительно слабо зависеть от всей совокупности параметров задачи.

На рис.9 представлена зависимость эквивалентных ширин линий He I.

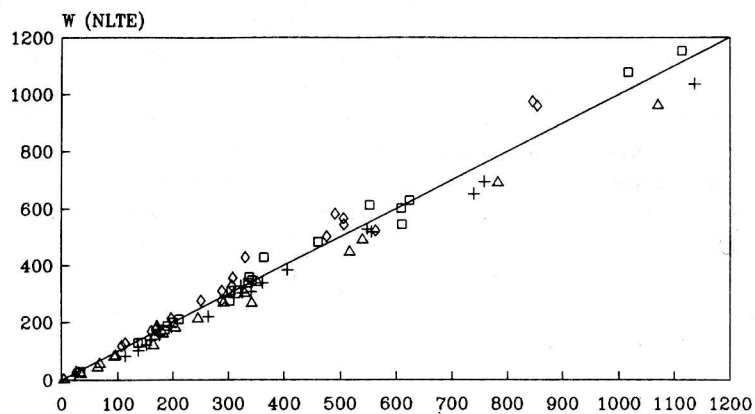


Рис.9. Связь эквивалентных ширин линий He I в ЛТР и не-ЛТР. Разными символами обозначены значения при соответствующих  $T_{\text{eff}}$ .

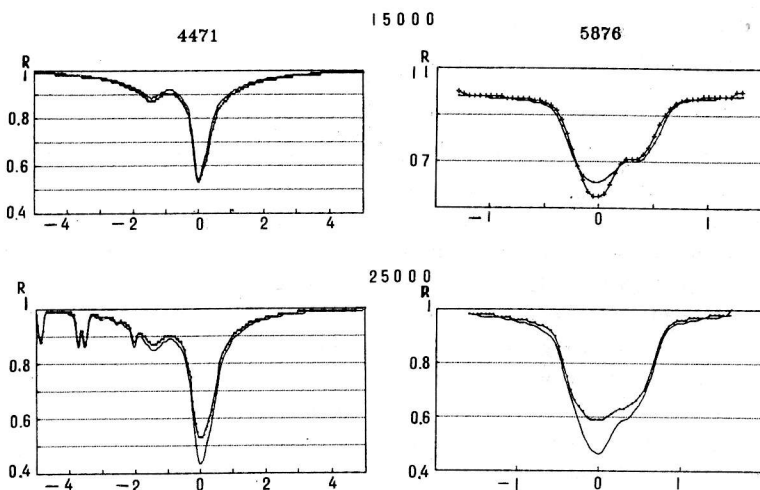
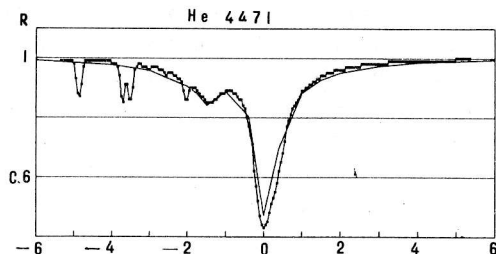


Рис.10. Профили линий He I  $\lambda\lambda 4471$  и  $5876$  при  $T_{\text{eff}}=15000$  и  $25000$  K (не-ЛТР профиль глубже).

На рис.10 представлены профили наиболее чувствительных к отклонениям от ЛТР линий в синей и красной части спектра.

Наконец, на рис.11 сравниваются профили линии He  $\lambda 4471$ , рассчитанные нами и приведенные в работе Михаласа и др. (1974). Общим в расчетах является только шарковский профиль поглощения, все остальное - модель атмосферы, модели атомов, методы решения - отличаются, и существенно. На мой взгляд, из рис.11 хорошо видно, какова настоящая цена всех "технических" усовершенствований в физике звездных атмосфер.

Рис.11. Профиль He  $\lambda 4471$ , рассчитанный автором (жирная линия), и он же, приведенный в работе Михаласа и др. (1974).



Однако каким же образом Ауэр и Михалас получают согласие своих расчетов и наблюдений? Очевидно, что причина кроется в методике интерпретации наблюдательного материала. В анализируемых работах во внимание принимаются только линии He I, и их профили "подгоняются" под наблюдаемые сразу по 4 "свободным" параметрам:

$T_{\text{eff}}$ ,  $\lg g$ ,  $\epsilon_{\text{He}}$  и  $v \sin i$ . Таким образом, использование малой доли информации, содержащейся в наблюдаемом спектре звезды, при наличии достаточного количества свободных параметров всегда позволяет "объяснить" наблюдения.

### 3.3. Учет рентгеновского излучения звезды

Если признать, что даже самый рафинированный учет отклонений от ЛТР при анализе спектров В-звезд оставляет значимое расхождение между теорией и наблюдениями, следует признать и существование физического фактора, не учтенного нами в теоретических расчетах.

Обширные исследования звезд в рентгеновском диапазоне, предпринятые в последние годы, показывают (см., например, Глебовски, 1989), что практически все O и В звезды являются источниками слабого (по сравнению с оптическим) рентгеновского излучения. Светимость звезд в рентгеновском диапазоне очень мала: отношение рентгеновской и болометрической светимостей  $L_x/L_{\text{bol}} \sim 10^{-6} + 10^{-8}$ . Столь слабое внешнее излучение не в состоянии, как это имеет место у рентгеновских источников, нагреть атмосферу звезды и, поэтому, никогда не принималось во внимание при интерпретации спектров O-В звезд. Однако существует возможность не столь прямого, как нагрев, но не менее существенного влияния на спектр звезды рентгеновского излучения ее хромосферы или короны. Все определяется тем, насколько велико, по сравнению с внешним, собственное излучение звезды в частотах ионизации тех или иных элементов. В частности, при  $T_{\text{eff}} \leq 25000\text{K}$  собственное излучение звезды в частотах ионизации He II и, отчасти, He I относительно невелико и внешнее облучение атмосферы звезды вызывает "сверхионизацию" гелия при достаточно малом отношении  $L_x/L_{\text{bol}}$ .

Подробно методика расчета моделей звездных атмосфер, облучаемых в рентгеновском диапазоне, изложена нами в отдельной работе (Мицкевич, Цымбал, 1991). Здесь я ограничусь двумя иллюстрациями возможного влияния внешнего излучения на спектр He I в атмосферах В-звезд.

На рис. 12 представлены профили избранных линий He I для нескольких значений  $T_{\text{eff}}$  и  $L_x/L_{\text{bol}}$ . Последнее отношение выбрано заведомо избыточным для того, чтобы продемонстрировать максимальный эффект. Замечу, что при существующей разрешающей способности рентгеновских спектрометров, спектры звезд в этом диапазоне практи-

чески не изучены. Особенно - из-за влияния межзвездной среды, это относится к спектрам звезд в области ионизации H и He.

Наконец, на рис. 13 представлено "содержание" He, полученное при обработке эквивалентных ширин линий He I в синей части спектра, рассчитанных с учетом внешнего рентгена. Обработка производилась обычным методом моделей атмосфер ( $T_{\text{eff}}$  и  $g$  в данном случае известны абсолютно точно!). Представляется полезным сравнить этот график с данными на рис. 5.

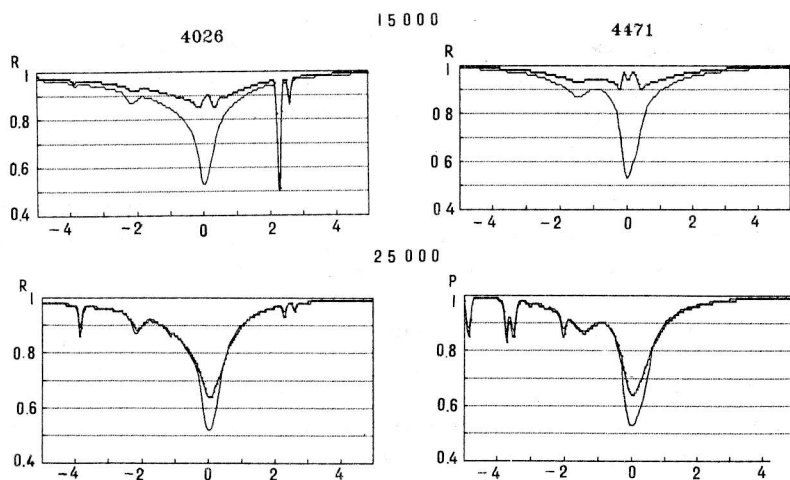


Рис. 12. Профили линий He I в ЛТР и не-ЛТР с учетом внешнего рентгеновского излучения. Рентгеновский спектр принят тепловым ( $T_x = 10^7$  К), величина отношения рентгеновской и болометрической светимости меняется от  $10^{-2}$  до  $10^{-5}$  для  $T_{\text{eff}} = 15000$  К.

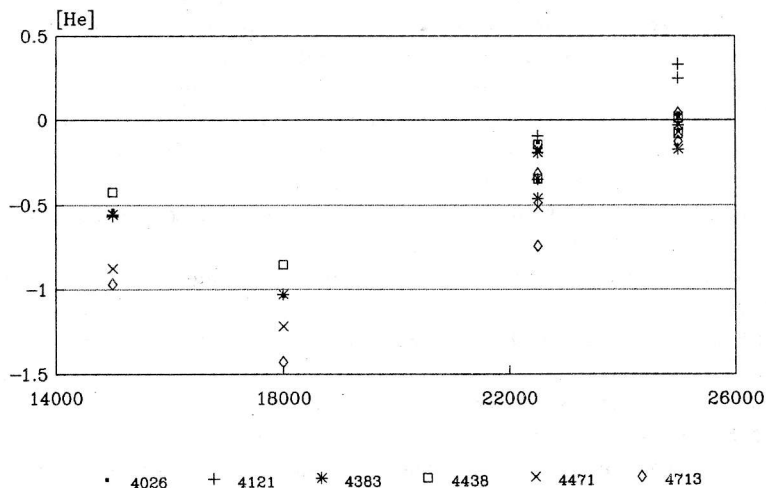


Рис. 13. "Содержание" He, определенное путем ЛТР анализа теоретических эквивалентных ширин, рассчитанных с учетом рентгеновского облучения. Рассматриваются те же линии, что и на рис. 5.



#### 4. ВЫВОДЫ

Несмотря на наличие отличного наблюдательного материала и тщательный учет всех физических факторов при теоретических расчетах, показано, что в рамках классического ЛТР и не-ЛТР анализа методом моделей атмосфер выполнить уверенное определение содержания Не в атмосферах В-звезд не представляется возможным.

Поскольку В-звезды являются наиболее "благоприятными" в смысле исследования химического состава по Не, данное обстоятельство позволяет задуматься о достоверности существующих определений обилия Не по звездным спектрам.

Обнаружено, что наличие у звезды слабого рентгеновского излучения существенным образом искажает линии Не I, причем эффект увеличивается с уменьшением эффективной температуры и обязательно присутствует у поздних В- и А-звезд.

Представляется необходимым учет рентгеновского облучения звездных атмосфер при исследовании конкретных звезд не только спектрального класса В и не только при исследовании линий Не. При этом крайне желательно использование если не наблюдаемого, то, по крайней мере, хорошего теоретического рентгеновского спектра именно этой звезды.

В заключение автор благодарит В. Г. Клочкову и В. Е. Панчука за предоставленные материалы и полезные дискуссии и А. С. Мицкевича за постоянное обсуждение и участие в проверке полученных результатов. Автор также признателен В. П. Гринину за стимулирование исследований с учетом рентгеновского облучения и постоянный интерес к этой части работы. Автор благодарен Р. Л. Куручу за разрешение использовать его данные по спискам атомных линий и таблицам непрозрачности.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Авретт, Лоузер (Avrett E. H., Loeser R.): 1969, *SAO Spec. Rept*, 303, 97 p.
- Аггавел (Aggawal K. M.): 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 202, 15 p.
- Андерсон (Anderson L. S.): 1985, *Astrophys. J.*, 298, 848.
- Ауэр, Михалас (Auer L. H., Mihalas D.): 1972, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 193.
- Ауэр, Михалас (Auer L. H., Mihalas D.): 1973, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 433.
- Базер, Куруч (Buser R., Kurucz R.L.): 1978, *Astron. & Astrophys.*, 70, 555.
- Барнард и др. (Barnard A. J., Cooper J., Smith E. W.): 1974, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 14, 1025.
- Батя, Андерхилл (Bhatia A. K., Underhill A. B.): 1986, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 60, 323.
- Бургас, Чидичима (Burgess A., Chidichimo M. C.): 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 203, 1269.
- Вернер (Werner K.): 1988, *Astron. & Astrophys.*, 204, 159.
- Глебовски (Ghlebowski T.): 1989, *Astrophys. J.*, 342, 1091.
- Грим (Griem H. R.): 1960, *Astrophys. J.*, 132, 883.
- Грим Г.: 1978, Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 491с.
- Джефри (Jeffery S. S.): 1989, *Quart. J. R. Astron. Soc.*, 30, 195.
- Димитриевиц, Саха-Брешот (Dimitrijevic M. S., Sahal-Brechot S.): 1990, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, 82, 519.
- Кастнер (Kastner S. O.): 1980, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 23, 327.

- Клочкова В. Г., Панчук В. Е., Цымбал В. В.: 1985, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, **19**, 22.
- Клочкова В. Г., Панчук В. Е.: 1986, *Письма в астрон. ж.*, **12**, 928.
- Клочкова В. Г., Панчук В. Е.: 1987а, *Письма в астрон. ж.*, **13**, 56.
- Клочкова В. Г., Панчук В. Е.: 1987б, *Сообщ. Спец. астрофиз. obs.*, **54**, 5.
- Клочкова В. Г., Панчук В. Е.: 1989, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, **27**, 25.
- Клочкова В. Г., Панчук В. Е.: 1990, *Препринт САО № 44*, 21с.
- Копылов И. М., Леушин В. В., Соколов В. В., Топильская Г. П., Цымбал В. В.,  
Гвоздь Ю. А.: 1989а, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, **28**, 59.
- Копылов И. М., Леушин В. В., Топильская Г. П., Цымбал В. В., Гвоздь Ю. А.: 1989б,  
*Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, **28**, 72.
- Куруч (Kurucz R. L.): 1970, *SAO Spec. Rept.*, **309**, 291 p.
- Куруч (Kurucz R. L.): 1979, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **40**, 1.
- Куруч (Kurucz R. L.): 1981, *SAO Spec. Rept.*, **391**, 135 p.
- Куруч (Kurucz R. L.): 1988, *Tape list*.
- Леушин В. В., Топильская Г. П.: 1986, *Астрофизика*, **25**, 103.
- Михалас и др. (Mihalas D., Barnard A. J., Smith E. W.): 1974, *Astrophys. J.*,  
**190**, 315.
- Михалас и др. (Mihalas D., Auer L. H., Heasley J.): 1975, *NCAR Technical Note*,  
*NCAR-TN/STR-104*, Boulder: NCAR.
- Мицкевич А. С., Цымбал В. В.: 1991, в печати.
- Снежко Л. И.: 1971, *Сообщ. Спец. астрофиз. obs.*, **3**, 3.
- Цымбал В. В.: 1990, *Сообщ. Спец. астрофиз. obs.*, **65**, 53.

Поступила в редакцию  
24 декабря 1990 г.