

УДК 524.35-852/74; 520.22

## СПЕКТРОСКОПИЯ ЗВЕЗД В НАЗЕМНОМ УЛЬТРАФИОЛете. II. АТМОСФЕРЫ

© 2010 В. Е. Панчук, В. Г. Клочкова, М. В. Юшкин

Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 20 января 2009 г.; принята в печать 30 июля 2009 г.

В историческом плане рассмотрены некоторые задачи спектральных исследований звездных атмосфер в наземном ультрафиолете. В качестве примеров приведены фрагменты спектров, полученных авторами на 6-м телескопе БТА.

Ключевые слова: *звезды — переменные и пекулярные; методы астрономических наблюдений, приборы и инструменты*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Необходимость спектроскопических наблюдений звезд в УФ-диапазоне объясняется хотя бы тем, что у горячих звезд максимум распределения энергии в спектре лежит именно в этом диапазоне. Наземный ультрафиолет (3000–3800 Å) чрезвычайно богат линиями атомов и ионов. Высокая плотность линий создает трудности их идентификации и проблему теоретического описания многочисленных спектральных блендов. При переходе в заатмосферный ультрафиолет плотность линий в спектрах холодных звезд возрастает настолько, что указанный диапазон становится малоинформативным.

Задачи звездной спектроскопии в наземном ультрафиолете можно разделить на три группы. В первой группе используется то обстоятельство, что условия формирования линий в звездной атмосфере существенно различаются для разных ультрафиолетовых поддиапазонов. Ко второй группе можно отнести все задачи, где необходимо наблюдать линии определенных химических элементов и/или избранных мультиплетов, не представленных в других диапазонах длин волн. К третьей группе относим задачи обнаружения и диагностики хромосфер холодных звезд, а также задачи спектроскопии околозвездных оболочек. Некоторые из задач перечислены в [1]. В данной работе рассмотрим задачи, принадлежащие первым двум группам.

### 2. ПРЕДЕЛ БАЛЬМЕРОВСКОЙ СЕРИИ ВОДОРОДА

Привлекательность использования характеристик абсорбционных линий высоких членов баль-

меровской серии состоит в том, что область формирования соответствующего излучения залегает относительно глубоко в атмосфере, т.е. слабо связана с нестабильностями внешних слоев, но хорошо отражает изменения эффективной температуры. Предполагалось и подтверждено расчетами, что в условиях частичной ионизации водорода влияние содержания других доноров электронов является несущественным. Таким образом, область бальмеровского скачка предоставляет нам “чистый инструмент” определения фундаментальных параметров звездных атмосфер, работающий однозначно в достаточно широком диапазоне концентраций металлов, легких элементов и гелия.

#### 2.1. Классификация спектров

В дополнение к гарвардской и йеркской системам классификации спектров, в середине XX века была создана французская классификация, основанная на изучении непрерывного спектра в ближней ультрафиолетовой области. Первоначально измерялись два параметра: величина скачка ( $D$ ) вблизи предела бальмеровской серии водорода и длина волны  $\lambda_1$ , на которой падение интенсивности достигает половины  $D$ . Основным достоинством классификации является ее нечувствительность к химическому составу. К достоинствам также отнесем использование диапазона, где угловая дисперсия призм быстро возрастает, к недостаткам — труднодоступность используемого диапазона для большинства спектрографов из-за использования в них тяжелых сортов стекол и низкого размещения над уровнем моря. При продвижении от ранних подклассов В к подклассу А7 величина бальмеровского скачка растет, затем снижается,

поэтому двумерная классификация является неоднозначной. Для устранения этой неоднозначности в трехмерной французской классификации (IAP) в качестве третьего параметра добавлен спектрофотометрический градиент  $\varphi_b$  в области 3800–4600 Å, при этом нечувствительность классификации к содержанию металлов была сохранена.

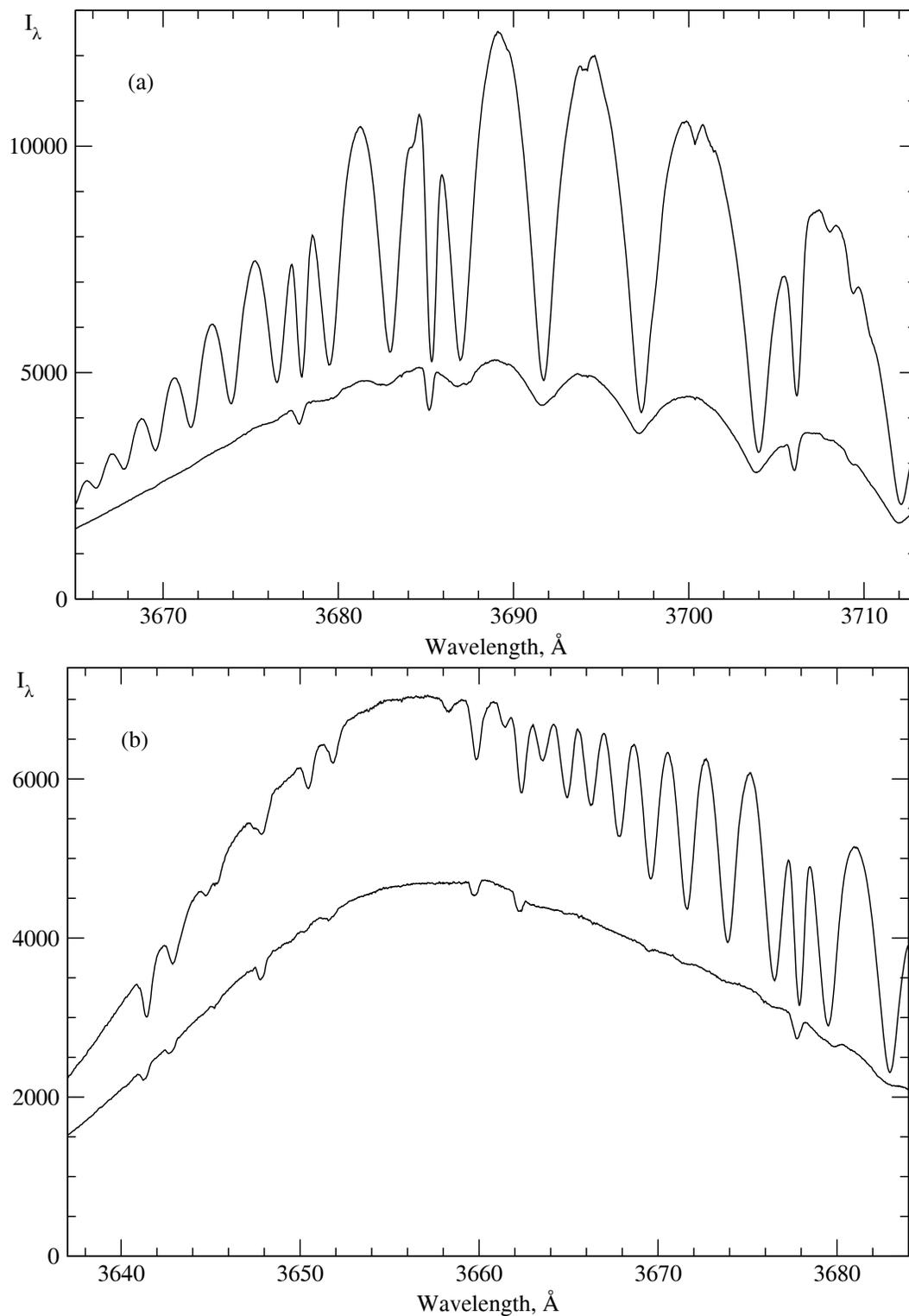
## 2.2. Электронные плотности

Привлекательность использования бальмеровского предела состояла еще и в том, что, кроме параметров, описывающих характер распределения энергии в спектре, удавалось определить среднюю электронную плотность. В формуле Инглиса-Теллера  $\log p_e = 7.4 - 7.5 \log n + \log T$  электронное давление  $p_e$  связано с температурой  $T$  и номером  $n$  последней различимой линии бальмеровской серии. Здесь уже требовалось, по крайней мере, получать спектры со средним спектральным разрешением и вводить поправки за эффект осевого вращения [2]. Методом кривых роста электронное давление удавалось определить, используя линии соседних стадий ионизации данного элемента, и возможность независимого определения электронной плотности  $n_e$  методом Инглиса-Теллера была принципиальной. Номер линии  $n$  — целое число, и с учетом коэффициента 7.5 при  $\log n$  точность определения электронной плотности была невысокой. На Рис. 1 приводим примеры, иллюстрирующие возможности метода Инглиса-Теллера при использовании высокого спектрального разрешения.

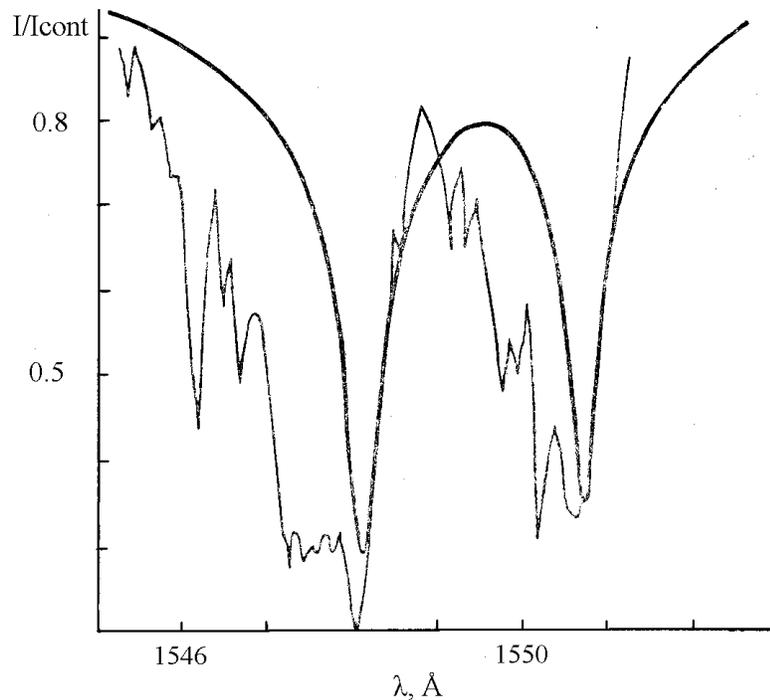
## 2.3. Метод бальмеровских индексов

Переход от средних характеристик атмосфер к одномерным моделям атмосфер на первый взгляд исключил метод Инглиса-Теллера из практики спектроскопистов. Однако критерий Инглиса-Теллера еще долгое время неявно использовался, например, в алгоритмах расчета моделей звездных атмосфер [3] при определении номера последней учитываемой линии бальмеровской серии. На кильской диаграмме (температура  $T_e$  — ускорение силы тяжести  $\log g$ ) все изолинии равенства наблюдаемых и теоретических характеристик водородных линий в диапазоне температур 22000–12000 К расположены наклонно, и только изолинии показателей цвета  $(U - B)_0$ ,  $(B - V)_0$  и бальмеровского скачка  $D$  расположены вертикально, см., например, [4]. Это означает, что при неопределенностях в оценке величины межзвездного или околозвездного покраснения единственным параметром для В-звезд, слабо чувствительным к  $\log g$ , остается величина бальмеровского скачка. Измерение величины скачка

$D$  на спектрограммах высокого разрешения представляет определенные трудности, связанные с экстраполяцией континуума. Поэтому в [4] был предложен и реализован метод бальмеровских индексов, позволяющий расширить число температурных критериев при определении параметров атмосфер В- и А-звезд. При этом использовался достаточно узкий спектральный интервал (200 Å), т.е. метод практически свободен от эффекта покраснения. По наблюдениям 73 звезд с дисперсией 28 Å/мм выяснилось, что эффективные температуры, определенные путем сравнения наблюдаемых и теоретических бальмеровских индексов, систематически завышены относительно определений в общепринятой шкале в среднем на 1000 К, а эффективные ускорения силы тяжести занижены относительно определений в [2] в среднем на  $\Delta \log g = 0.5$ . Было сделано предположение, что это расхождение связано с приближенным характером расчета области бальмеровского скачка в моделях [3], где для определения номера последней учитываемой линии  $n$  использовался критерий Инглиса-Теллера  $n = 1100n_e^{-2/15}$ . Итак, если ранее по номеру последней наблюдаемой линии оценивалась электронная плотность, то в методе моделей атмосфер [3] ситуация стала обратной: электронная плотность  $n_e$  на каждом уровне модели вычислялась, а номер  $n$  определялся только из условия равенства квазистатической ширины линии расстоянию до следующей линии. Вопрос о последней линии в серии является задачей определения самого высокого связанного состояния атома в плазме: внутривлазменное электрическое микрополе размывает электронные уровни и снижает потенциал ионизации атома. В [5] показано, что последнее реализуемое энергетическое состояние атома определяется номером  $n = 3800n_e^{-1/6}$ , учет туннельного эффекта снижает  $n$  на единицу, а влиянием электронных соударений при плотностях атмосфер В- и А-звезд можно пренебречь. С учетом этих обстоятельств в [5] был выполнен перерасчет моделей [3] и сетки бальмеровских индексов. Используя полученные на 0.6-м и 6-м телескопах 118 спектрограмм для 57 звезд, авторы [6] пришли к выводу, что новая сетка бальмеровских индексов соответствует температурной калибровке [7]. Внутренняя точность фотографического метода оказалась высокой ( $\Delta T_e = 200$  К,  $\Delta \log g = 0.1$ ), и возрастает с переходом на фотоэлектрические приемники. Мы считаем, что, если использовать характеристики только водородного спектра, то метод бальмеровских индексов является основным свободным от эффектов покраснения спектроскопическим методом определения температур В-звезд. При



**Рис. 1.** (а) Бальмеровская серия водорода в спектрах звезд разной светимости A2 Ia (вверху) и A0 Va (внизу). В приводимом участке спектра сверхгиганта видны линии от  $H_{15}$  3712 Å до  $H_{27}$  3666 Å, в спектре карлика — до  $H_{21}$  3679 Å. По ординате указано число отсчетов на канал ( $I_\lambda$ ). (б) Область предела бальмеровской серии водорода в спектрах звезд A2 Ia (вверху) и A0 Va (внизу). В спектре сверхгиганта видны линии до  $H_{33}$  3658 Å. Спектры получены на НЭС БТА.



**Рис. 2.** Наблюдения IUE (тонкая линия) и модельный расчет резонансного дублета C IV 1548 Å и 1550 Å в спектре 27 Cma, V3 IVe. Приняты величины угла наклона  $i = 90^\circ$  и угловой скорости осевого вращения  $\omega = 0.2$  (в долях критической скорости). Наблюдаемая асимметрия крыльев дублета не может быть объяснена фотосферными эффектами.

использовании данных, аналогичных приведенным на Рис. 1, точность метода возрастет.

### 3. ВЛИЯНИЕ ОСЕВОГО ВРАЩЕНИЯ НА СПЕКТР ЗВЕЗДЫ

Основа “широкодиапазонного” подхода к проблеме осевого вращения заложена в простой модели вращающейся сферы однородной яркости [8]. Уже в таком приближении величина уширения изменяется вдоль спектра, т.к. полуширина линии пропорциональна длине волны. Следовательно, при переходе от синего диапазона к ультрафиолетовому эффект может быть обнаружен. Попытки вычислить профили линий, учитывая сплюснутость вращающейся звезды и зависимость физических условий от координат на поверхности звезды, начались сразу, как только это позволило состояние вычислительных средств. В [9] были вычислены профили линий He I 4471 Å, Mg II 4481 Å и Ca II 3934 Å с учетом дифференциального вращения. Для выявления эффекта точность фотографических наблюдений оказалась недостаточной. В [10] проведен расчет влияния вращения на линии He I 4471 Å, Fe I 4476 Å, Mg II 4481 Å в диапазоне спектральных классов O9–F8. Профили первых двух линий оказались чувствительными к наклону оси вращения, третьей — нет.

Ситуация оживилась после миссии Коперник: в [11] отмечено, что в заатмосферном УФ (1170–1400 Å) проекция скорости осевого вращения  $\zeta$  Тау составляет 100 км/с, тогда как по спектрам в видимой области — 300 км/с. Условие ионизационного баланса как для Si III и Si IV, так и для C III и C IV дает параметры атмосферы ( $T_e = 27500$  К,  $\log g = 4.0$ ), т.е. температуру гораздо более высокую, чем следует из классификации по видимому диапазону (V4 III, что соответствует температуре 17500 К). Практически одновременно были опубликованы модельные расчеты [12], выполненные при следующих упрощениях: сферическая звезда, планковское (чернотельное) распределение энергии, закон гравитационного потемнения по Цейпелю, доплеровский профиль, отсутствие дифференциального вращения. Расчеты выполнены для 4500 Å, 1200 Å и 1000 Å. Оказалось, что в УФ-диапазоне профили имеют более резкие ядра и неглубокие крылья, что интерпретировалось как результат большого градиента потока в УФ, поэтому для холодных В-звезд эффект выражен сильнее. Отношение величин  $V \sin i$ , определенных по спектру в видимом и УФ-диапазоне, не сильно зависит от угла наклона  $i$  и уменьшается, когда уменьшается угловая скорость  $\omega$ , но увеличивается при понижении температуры. Затем были использованы [13] оригинальные наблюдения с КА Коперник в диапазоне

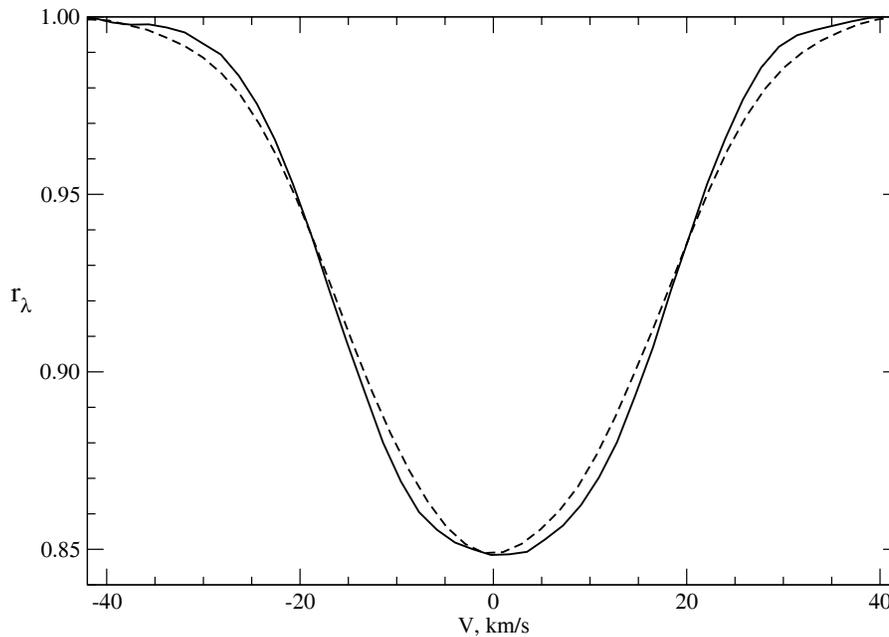
1000–1300 Å с разрешением 0.2 Å. Для линий S IV 1062 Å, S IV 1073 Å, C II 1092 Å, Si III 1108 Å, III 1110 Å, Si IV 1122 Å, C III 1248 Å проведена процедура разделения  $V$  и  $i$ . Исследования были продолжены [14] с привлечением новых наземных наблюдений. В частности, получено, что Ве-звезды не вращаются с критической скоростью и имеют случайное распределение осей вращения.

Многие линии в ультрафиолете являются резонансными, их использование для изучения эффекта уширения вращением представляется проблематичным. В качестве примера на Рис. 2 приводим фрагмент рисунка из работы [15], в которой по наблюдениям на IUE выполнено определение скорости вращения и угла наклона  $i$  для 7 звезд. Используемые при этом резонансные линии зачастую имеют протяженные асимметричные коротковолновые крылья. Моделирование эффектов вращения для нерезонансных линий: триплета Si III 1113.17 Å, 1113.20 Å, 1113.23 Å и линии MgII 4481 Å, выполнено в [16], где для спектральных подклассов B1 и B5 показано, что изменения с длиной волны вращательной полуширины имеют высокую чувствительность к массе звезды. В [17] по линиям HeI 4144 Å, HeI 4471 Å, триплета SiII 4128–4131 Å, FeI 4476 Å, MgII 4481 Å исследовано влияние вращения на результаты спектральной классификации. Теоретические расчеты для линий HeI 4471 Å и MgII 4481 Å [18] и результаты наблюдений с дисперсией 20 Å/мм были использованы для определения углов наклона и скорости вращения 69 звезд B0–B3 [19].

В результате моделирования атмосфер быстро-вращающихся звезд был сделан вывод о том, что наблюдаемые скорости осевого вращения горячих звезд должны зависеть от длины волны используемой линии. Причина различий  $V \sin i$  следующая. У быстровращающейся звезды в непрерывном спектре преобладает излучение, выходящее из более горячих околополярных областей. При этом доля вклада излучения, формирующегося в околополярных областях, в суммарный спектр звезды возрастает с уменьшением длины волны. Наблюдаемый профиль спектральной линии является суперпозицией профилей линии, формирующихся в различных участках поверхности звезды, обращенной к наблюдателю. Вклад околополярных областей, где дисперсия скорости меньше, в наблюдаемый профиль линии также будет увеличиваться с уменьшением длины волны. Следовательно, профили спектральных линий становятся уже при продвижении в УФ. Физической основой методов разделения  $V$  и  $i$  является различие в гравитационном потемнении в континууме между далеким УФ (1100 Å) и видимым диапазоном. Подчеркнем,

что моделирование эффекта вращения основано на предположении, что сильные линии, наблюдаемые в заатмосферном ультрафиолете, формируются в атмосфере звезды и околозвездная оболочка не вносит заметного вклада в профили этих линий высокой стадии ионизации. Спектроскописты надеялись развернуть работы по массовому определению пространственной ориентации осей вращения. Однако, вскоре появились доказательства оболочечного происхождения ряда линий, или, по крайней мере, наличия существенного вклада оболочки в профили фотосферных линий (см. Рис. 2). Уже в [16] было показано, что влияние вращения слабее, чем это наблюдается [11, 20], или чем это предсказано в упрощенных моделях [12]. Расчеты, проведенные для бланкетированных моделей, в сравнении с данными IUE показали [21], что различия в скорости осевого вращения, полученной в УФ и видимой области для В-звезд, не так велики, как указывалось в пионерских работах, а в ряде случаев находятся в пределах ошибок измерений. Вычисления синтетических спектров показывают, что в заатмосферном ультрафиолете сочетание высокой плотности линий с быстрым вращением приводит к ситуации, когда в широких спектральных интервалах отсутствуют участки континуума (см., например, [22], Рис. 1). Блэндирующий эффект большого числа линий, в сочетании со свойствами регистрирующей аппаратуры (сложная зависимость концентрации света в коротких спектральных порядках эшелле-спектрометров IUE), затрудняет определение уровня непрерывного спектра и, следовательно, вносит ошибки в “ультрафиолетовые” величины  $V \sin i$ .

Мы считаем, что для задачи разделения  $V$  и  $i$  оптимальным является сочетание наблюдений в видимой области с наблюдениями в наземном ультрафиолете. В наземном ультрафиолете неопределенность проведения уровня непрерывного спектра меньше и точность выделения профилей линий выше. Набор используемых спектральных линий следует дополнять относительно слабыми линиями, нечувствительными к эффектам нестабильности внешних слоев атмосферы. На Рис. 3 по данным наших наблюдений сравнены профили линий, расположенных до и после бальмеровского скачка, в спектре Веги — быстровращающейся звезды, наблюдаемой почти с полюса ( $V = 175$  км/с,  $i = 7^\circ$  [23]). Видно, что профили линий одинаковой интенсивности, сформированных на различной глубине (до и после бальмеровского скачка) по-разному реагируют на осевое вращение. Таким образом, задача определения угла наклона оси вращения, поставленная ранее для сильных линий, может быть решена по слабым линиям. Однако это требует регистрации спектров звезд с высоким отношением сигнал/шум.



**Рис. 3.** Профили линий одинаковой остаточной интенсивности в спектре  $\alpha$  Луг, расположенные до (сплошная линия, около 4300 Å) и после (пунктир, около 3300 Å) предела бальмеровской серии. Спектр получен на НЭС БТА.

#### 4. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР

Исследования в заатмосферном ультрафиолете дали много новой информации о содержании химических элементов в межзвездной среде и относительно мало о химическом составе звездных атмосфер. Были обнаружены линии ионов, для объяснения природы которых требовались необычно горячие атмосферы. Так появилась концепция горячей околозвездной оболочки [24], которая искажает сильные резонансные линии ветровыми и оболочечными эффектами; значительную роль также играет блендирование. Для задачи определения содержания элементов в звездных атмосферах диапазон 1200–2900 Å оказывается менее пригодным и более дорогостоящим, чем наземный ультрафиолет. Исключение составляют элементы, не представленные линиями в наземном ультрафиолете, например, бор (резонансный дублет ВІ 2496.7 Å и 2497.7 Å).

##### 4.1. Содержание элементов CNO-группы и металлов

В процессе классификационных обзоров были выделены ОВ-звезды с пекулярными соотношениями интенсивностей линий элементов CNO [25]. В дальнейшем была поставлена наблюдательная программа, целью которой являлось как изучение химического состава атмосфер таких звезд, так и поиск неоднородностей химического состава при исследовании горячих звезд в различных

скоплениях и группировках. Был построен специализированный спектрограф [26], параметры которого подобраны так, чтобы линии, используемые для определения химического состава (СІІ 4267 Å, NІІ 3995 Å, 4630 Å, ОІІ 4638 Å, 4641 Å, 4649 Å), находились в центральных частях порядков эшеллевого спектра, а параметры решетки эшелле выбраны так, чтобы изменение концентрации света в порядках было менее крутым. Проблему составляет определение содержания азота, т.к. линии NІІ слабы ( $W < 100 \text{ mÅ}$ ), и при больших  $V \sin i$  требуется высокое отношение сигнал/шум (S/N) для их обнаружения. Программа наблюдений была выполнена только для ближайших скоплений, т.о., задача не потеряла актуальности до сих пор. В дальнейшем систематика спектров ОВ-звезд [27] проводилась как по видимой области (фотосферные линии), так и в далеком ультрафиолете (ветровые профили), а наблюдения в наземном ультрафиолете по-прежнему практически не проводились.

Радиальный градиент химического состава в Галактике традиционно измерялся по НІІ-областям и, в последнее время, по спектрам цефеид, но в ряде случаев наблюдениям доступны только яркие массивные звезды верхней части ГП. Видимая область спектров горячих звезд бедна линиями ионов металлов. Смещение наблюдаемого диапазона из синей области в фиолетовую и ультрафиолетовую расширяет число доступных линий в несколько раз и делает определения химического состава более уверенными. Разработанный нами вариант на-

блюдений на НЭС БТА позволяет регистрировать диапазон 3000–4400 Å с величиной спектрального разрешения  $R = 60000$  с перекрытием соседних порядков во всем диапазоне (см. [1], Рис. 2). На Рис. 4 приведен небольшой фрагмент спектра горячей звезды с линиями металлов.

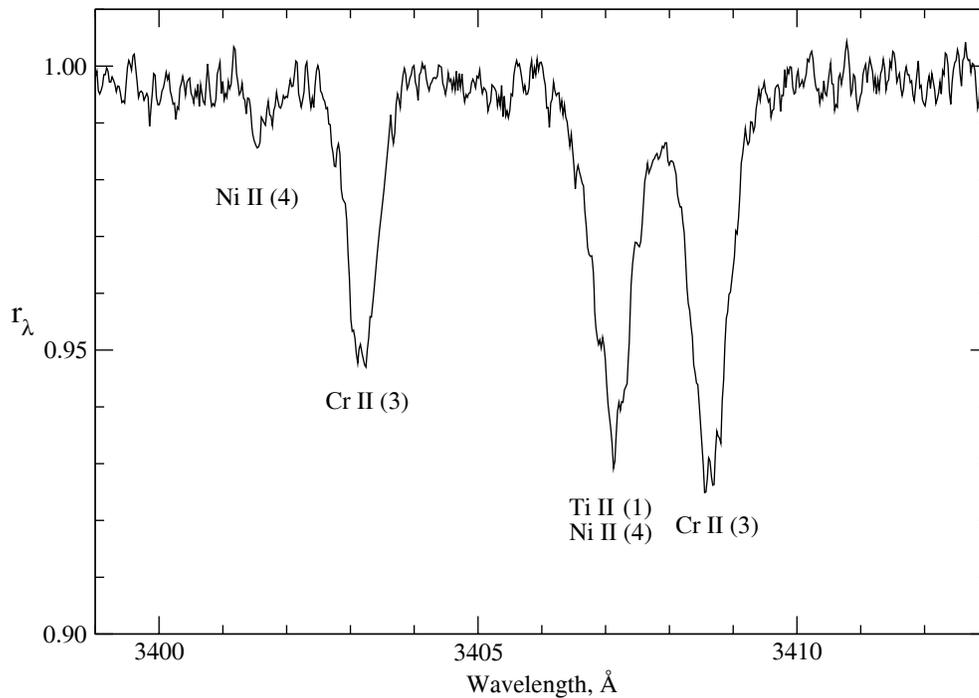
#### 4.2. Содержание бериллия

Резонансный дублет  $\text{BeII}$  3130.42 Å и 3131.06 Å находится в области, где коэффициент пропускания земной атмосферы в шесть раз ниже, чем на длине волны 4000 Å. На Рис. 5 приведен полученный на НЭС БТА фрагмент спектрального порядка, содержащий линии  $\text{BeII}$ . Отметим три задачи, связанные с определением содержания бериллия в атмосферах звезд разной металличности (возраста), подробнее см. в [28].

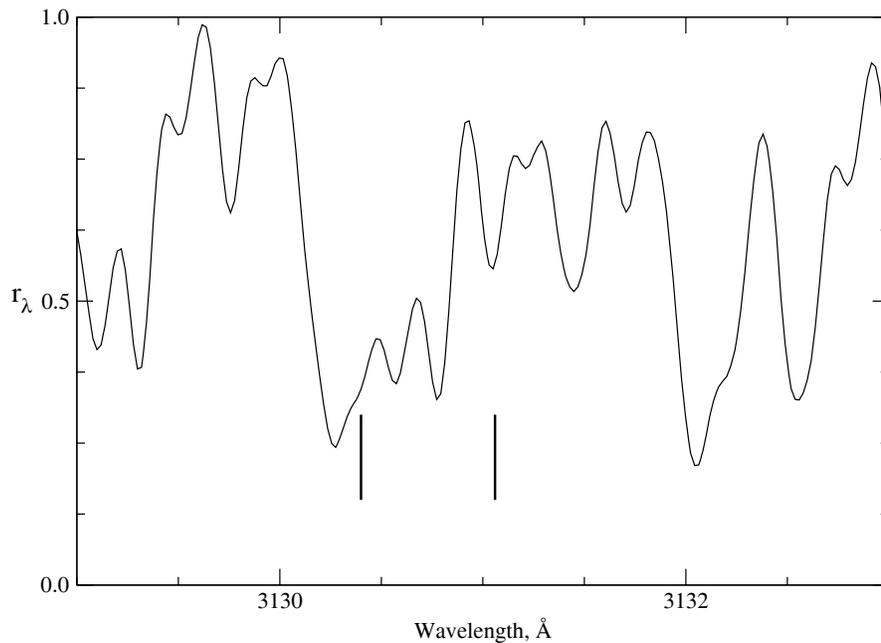
*Задача 1. Изучение конвективного перемешивания и оценка дозвездного содержания  $\text{Be}$ .* Триада литий/бериллий/бор интересна тем, что их содержание (по отношению к водороду) в космических лучах и в звездных атмосферах различается на несколько порядков. Это обстоятельство явилось эмпирической основой сценария [29], в котором изотопы  $\text{Li}$ ,  $\text{Be}$ ,  $\text{B}$  образуются в реакциях скалывания при столкновениях галактических космических лучей (ГКЛ) с ядрами элементов СНО-группы, выброшенными в межзвездную среду в результате эволюции звезд предыдущих поколений. Литий наиболее доступен наблюдениям, но и самый хрупкий. При конвективном перемешивании оболочки звезды ядра лития разрушаются, если внутренняя граница конвективной зоны достигает слоев с температурой 2.5 млн К. В спектре Солнца линия  $\text{LiI}$  6707 Å не видна, следовательно, конвективное перемешивание достигает слоев с указанной температурой. Ядра  $\text{Be}$  разрушаются при температуре 3.5 млн К. В спектре Солнца и звезд, подобных Солнцу, линии бериллия наблюдаются (Рис. 5). В этом случае, по-видимому, нижняя граница конвективной зоны не достигает слоев с температурой, достаточной для разрушения бериллия. Известны объекты, где содержание  $\text{Li}$  уже уменьшено, а содержание  $\text{Be}$  еще осталось дозвездным. Эти факты послужили основой для наблюдательных задач по тестированию механизмов перемешивания в оболочках холодных звезд разного возраста (конвективный перенос или перемешивание, индуцированное вращением, см., например, [30]). При понижении эффективной температуры от 6000 К до 5000 К содержание лития в атмосферах звезд I-го типа населения понижается на три порядка [31, 32], тогда как содержание бериллия остается постоянным (в пределах точности первых наблюдений, [33]) и равным содержанию, наблюдаемому в атмосферах

горячих звезд и Солнца. Выбор механизма истощения легких ядер связан и с проблемой “литиевого провала” — в узком интервале температур наблюдается резкое понижение содержания лития, сменяемое столь же резким возвратом к прежнему значению [34]. В области литиевого провала обнаружена корреляция содержания бериллия и лития [35], интерпретируемая в рамках моделей перемешивания, индуцированного вращением. Эффект исследован для трех рассеянных скоплений, обнаружены различия от скопления к скоплению, поэтому предполагается, что степень истощения лития и бериллия может быть связана с возрастом и металличностью [36].

*Задача 2. Оценка количества бериллия космологического происхождения.* Если наблюдать горячие маломассивные субкарлики ( $T_e > 5500$  К) со слабой внешней конвективной зоной, то по содержанию лития и бериллия в их атмосферах можно определить дозвездное содержание этих элементов. Как только состоялся переход на низкошумящие фотоэлектрические приемники, было обнаружено, что у маломассивных субкарликов концентрация ядер лития сначала понижается с понижением металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$  (т.е. с увеличением возраста), а затем остается неизменной, формируя т.н. литиевое плато [37]. Такое остаточное содержание лития, рассматриваемое как синтезированное в эпоху Большого Взрыва и сохранившееся в атмосферах медленно эволюционирующих малометаллических звезд, соответствовало оценке барионной плотности (в стандартной модели), совпадающей с оценкой, сделанной по содержанию дейтерия и гелия. Были предприняты попытки [38–40] наблюдений резонансного дублета  $\text{BeII}$  в спектрах звезд все более низкой металличности в надежде выйти на плато, аналогичное литиевому. Оказалось, что в отличие от  $\text{Li}$  при низких металличностях содержание  $\text{Be}$  не выходит на плато, а монотонно падает с увеличением возраста звезды. Итак, в атмосфере одного и того же субкарлика (возраст которого, в пределах точности, совпадает с возрастом Вселенной) наблюдается “космологическое” содержание лития, а содержание бериллия  $\log\{N(\text{Be})/N(\text{H})\} = -13$  на три порядка выше, чем дает стандартная космологическая модель. Попытки “свести концы с концами” предпринимались неоднократно. Во-первых, совершенствовались модели синтеза элементов во время Большого Взрыва. Например, расширение набора реакций первичного нуклеосинтеза (учет столкновений ядер лития с тритием, [41]) дает выход  $\log\{\text{Be}/\text{H}\} = -13$ , что на три порядка выше выхода в стандартной однородной модели. Предпринимались также попытки получить значимый



**Рис. 4.** Фрагмент спектра горячей звезды  $\beta$  Ori, B8 Ia, содержащий линии ионизованных металлов. Спектр получен на НЭС БТА.



**Рис. 5.** Фрагмент спектрального порядка (G2V, солнечный химсостав), содержащий линии резонансного дублета Be II (отмечены черточками). Спектр получен на НЭС БТА.

выход бериллия и бора с использованием неоднородной модели [42]. Во-вторых, уточнялись модели синтеза лития, бериллия и бора в реакциях на ГКЛ.

*Задача 3. Определение спектра ГКЛ в разные эпохи синтеза легких элементов.* По данным наблюдений 16-ти звезд с разрешением

$R = 11000$  и в предположении, что весь бериллий образован в реакциях скалывания на ГКЛ, в [38] получено, что таким образом можно синтезировать не более 10% лития, наблюдаемого в звездах гало. После того, как спектральное разрешение было

увеличено до  $R = 20000$ , в [39] был сделан вывод, что в реакциях на ГКЛ может быть синтезировано не более 1% ядер лития. Итак, наблюдения бериллия укрепили мнение о том, что у субкарликов наблюдается литий космологического происхождения. Оставалось уточнить модель синтеза бериллия в ГКЛ. В [40] сделано предположение, что для производства наблюдаемого количества ядер бериллия в реакциях скалывания, требуется спектр ГКЛ в ранней Галактике, отличный от современного в области высоких энергий: много больше чем 100 МэВ на нуклон (синтез Ве в реакциях скалывания идет, начиная с 10 МэВ на нуклон).

Наблюдения звезд с экстремальным дефицитом элементов железного пика показывают, что содержание бериллия в них продолжает снижаться [43]: при  $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.30$   $[\text{Be}/\text{H}] < -13.4$ . По результатам определения содержания Ве в диапазоне трех порядков металличности можно уточнить, по какой схеме проходят реакции скалывания. Предположим, что реакции скалывания происходят преимущественно в окрестностях сверхновых, т.е. выход ядер Ве определяется концентрацией мишеней (ядер кислорода) и набегающих протонов. В этом случае выход Ве не зависит от содержания тех ядер кислорода, которые синтезированы в предыдущей волне звездной эволюции и уже находятся в межзвездной среде (МЗС). Содержание Ве, образовавшегося в окрестностях сверхновых, должно быть пропорционально содержанию свежесинтезированного кислорода. Если реакции скалывания идут преимущественно в МЗС, то выход Ве зависит от концентрации ядер кислорода и плотности долгоживущих ГКЛ, т.е. от величин, определяемых числом сверхновых в единицу времени. Поэтому во втором случае выход Ве пропорционален квадрату концентрации ядер кислорода. Вначале из наблюдений получалось, что характер соотношения концентраций Ве и О изменяется с возрастом. Затем, с увеличением точности определения содержания, оказалось, что содержание ядер Ве линейно зависит от содержания кислорода. Здесь важную роль сыграло увеличение числа определений содержания кислорода и повышение их точности [44].

Сценарии образования легких элементов в эпоху ранней Галактики можно уточнить, добавив к определениям содержания бериллия и лития в спектрах звезд разной металличности определения содержания бора В. Считалось, что образование В и Ве в реакциях скалывания на ГКЛ модельно независимо,  $N(\text{B})/N(\text{Be}) \sim 7$  [45]. Наблюдения [46, 47] линии бора (В I 2496.7 Å) на HST дали соотношения содержаний ядер  $N(\text{B})/N(\text{Be})$ , согласующиеся с модельными.

#### 4.3. Звезды с дефицитом металлов

Расчеты химической эволюции ранней Галактики дают упрощенно следующую шкалу соотношения металличности и возраста: величина металличности  $[\text{Fe}/\text{H}] = -3$  достигается при возрасте Галактики  $10^7$  лет,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2$  — при возрасте  $10^8$  лет,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1$  — при возрасте  $10^9$  лет. Предметом проверки этого соотношения являются маломассивные, очень медленно эволюционирующие звезды, “заморозившие” в своих атмосферах химический состав дозвездного вещества. С уменьшением содержания элементов железного пика атмосфера звезды становится все более прозрачной в ультрафиолетовом диапазоне. На Рис. 6 сопоставлены фрагменты спектров четырех звезд разной металличности, исследованных в рамках программы спектроскопии старых звезд в широком диапазоне длин волн [48], выполненной на спектрографе НЭС 6-метрового телескопа БТА. По мере того, как ультрафиолетовые спектры освобождаются от линий элементов железного пика, становятся доступными линии химических элементов, содержание которых изменяется с возрастом иначе, чем содержание железа  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Приведем несколько примеров.

В спектре красного гиганта CD-38°245 экстремально низкой металличности ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -4.5$ ) в области 3356–3376 Å обнаружены полосы NH, что позволило определить содержание азота [49]. В работе [50] по 20 линиям OH в области 3138–3155 Å определено содержание кислорода в атмосферах 9 малометаллических звезд. Этот подход получил развитие в [51], но после того, как была показана возможность использования ИК-триплета кислорода [44], приоритет в данной задаче был отдан более доступному ИК-диапазону. В спектрах малометаллических звезд при определениях химического состава удается использовать детали полосы CN в области 3880–3884 Å [52]. В [53] выполнено первое определение содержания элемента из интервала атомных номеров  $41 < Z < 55$  для звезд гало: по резонансным линиям Ag I 3280.7 Å и 3382.9 Å определено содержание серебра для 7 звезд гало.

Отношение содержаний ядер, синтезируемых преимущественно в процессах быстрой (r) и медленной (s) нейтронизации, можно уточнить за счет расширения числа используемых химических элементов, если привлечь наблюдения в фиолетовой и ультрафиолетовой области. Кроме того, появляется возможность датировки вещества методом, использующим разные характерные времена распада радиоактивных изотопов. Линия Th II 4019.13 Å изотопа  $^{232}\text{Th}$  (период полураспада 14 млрд. лет) в комбинации с линией стабильных ядер Nd II 4018.82 Å впервые использована для определения возраста в [54], при этом предполагалось,

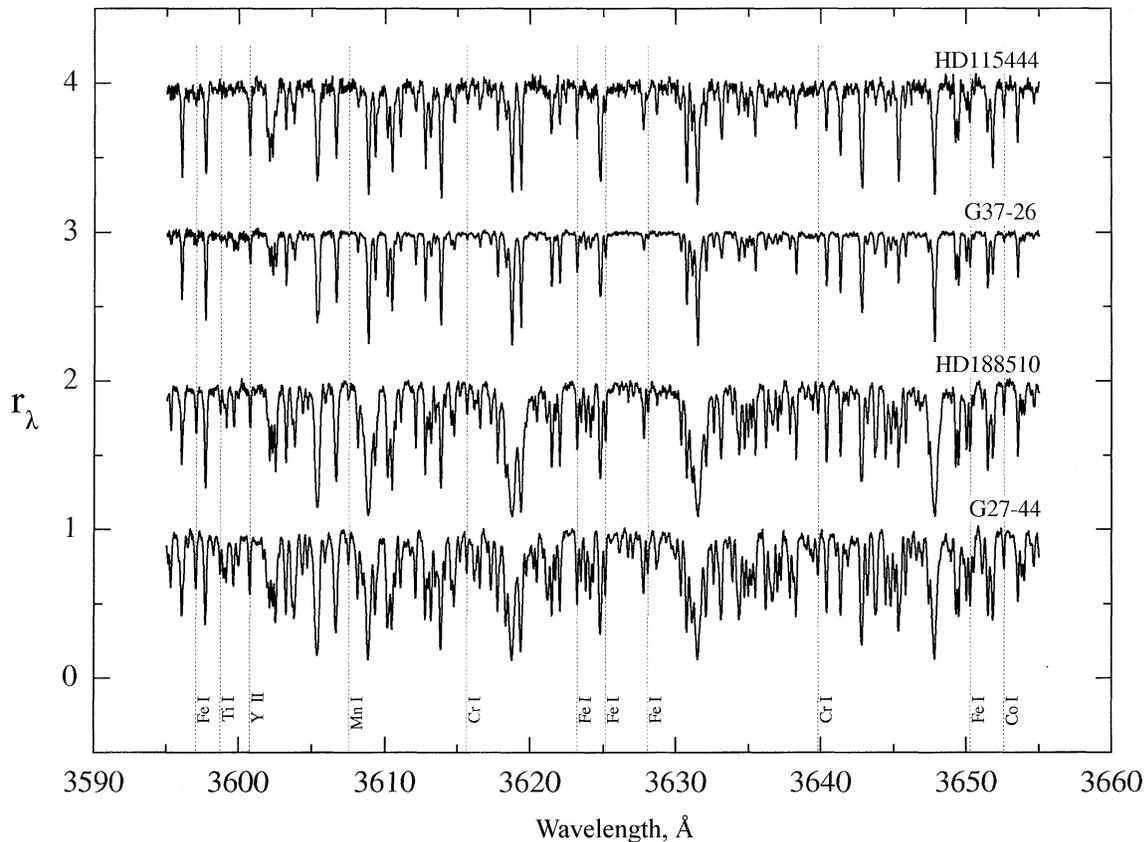


Рис. 6. Фрагмент атласа [48] спектров звезд разной металличности: HD115444,  $[Fe/H] = -2.91$ ; G37-26,  $[Fe/H] = -2.04$ ; HD188510,  $[Fe/H] = -1.52$ ; и G27-44,  $[Fe/H] = -0.60$ . Спектры получены на НЭС БТА.

что темп производства ядер Th и Nd неизменен во времени. Возраст, получаемый при таком предположении, оказывался зависимым от принятой модели химической эволюции Галактики и принятого отношения Th/Eu. Дополнительные наблюдения линий тория и европия [55] ослабили позиции Th/Nd-метода. Следующий заход на проблему был выполнен с применением более мощных наблюдательных средств [56, 57], поддержанных детальными расчетами г-процесса [57]. Такие наблюдения позволяют разделить индивидуальные события г-процесса, наблюдаемые на шкале более короткой, чем время перемешивания в Галактике. Вид классической пары линий Th/Nd меняется от звезды к звезде [58], что заставляет искать дополнительные линии, блендирующие линию тория. На Рис. 7 приведены фрагменты спектров в окрестностях линий ThII 4086.4 Å, 4019.1 Å, 3929.7 Å и 3539.6 Å по данным [59]. Линия урана UII 3859.5 Å может быть отделена от блендирующих линий CN, но из-за относительно небольшого периода полураспада  $^{238}\text{U}$  (4.47 млрд. лет) должна быть сильно ослаблена (или не наблюдаема) в атмосферах самых старых

звезд [59]. Таким образом, в задаче радиоактивной хронометрии торий остается наиболее удобным элементом.

## 5. ГРАДИЕНТЫ В АТМОСФЕРЕ

На Рис. 8 приведен пример расчетов [60] изменения коэффициента непрерывного поглощения и рассеяния с длиной волны для набора значений обратной температуры  $\Theta = 5040/T$ . Из рисунка следует, что в области наземного ультрафиолета геометрическая глубина формирования непрерывного излучения должна быть различной для разных длин волн. Следовательно, формирование абсорбций в разных длинах волн происходит также на разных геометрических глубинах. Оценки, выполненные для несерой модели атмосферы с  $T_e = 10000$  К, дают разность глубин формирования спектральных линий, находящихся до и после бальмеровского скачка, порядка 1000 км. На разности уровней формирования различных спектральных линий основаны попытки поиска градиентов различных характеристик в звездной атмосфере. Наблюдая линии, находящиеся в разных участках наземного ультрафиолета (например, до и после предела

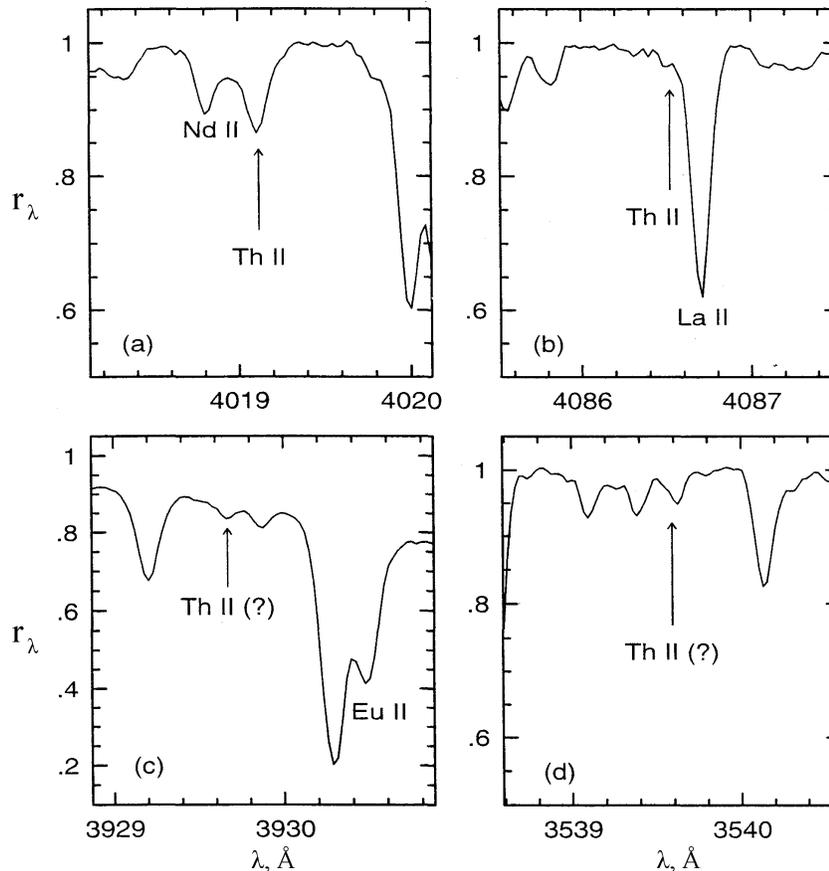


Рис. 7. Окрестности линий иона тория в наземном ультрафиолете, из [59].

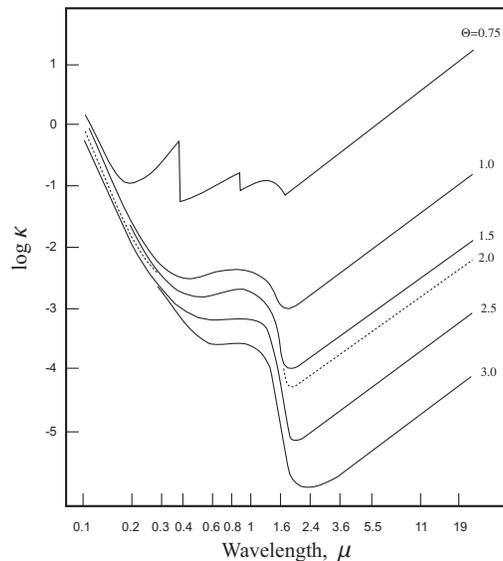
бальмеровской серии водорода), можно получить некоторые представления относительно градиента поля скоростей, вертикального градиента магнитного поля, градиента концентрации различных частиц (в предположении диффузии элементов в радиальном направлении). Первая попытка поиска изменения продольной компоненты магнитного поля с геометрической глубиной в атмосфере была предпринята в [61], но точности фотографической спектрофотометрии оказалось недостаточно. Результаты измерений изменения магнитного поля с глубиной, выполненные в районе бальмеровского скачка с использованием современных средств, изложены в [62].

Другим способом построения эмпирического разреза атмосферы является исследование линий, формирующихся на различных участках крыльев сильных резонансных линий. В УФ диапазоне такой случай предоставляет дублет H и K CaII. Об использовании этого дублета будет упомянуто в следующей публикации.

## 6. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

На Рис. 8 видно, что при понижении температуры коэффициент непрерывного поглощения в видимом и близком ИК-диапазонах, где у холодных звезд происходит перенос основной доли лучистой энергии, понижается. Объясняется это тем, что коэффициент поглощения на отрицательных ионах водорода  $H^-$  пропорционален электронной плотности, а при низких температурах основной вклад в электронную плотность дают только легко ионизуемые щелочные металлы. При низких значениях непрозрачности резко возрастает газовое давление. Например, при переходе от A0 к G5 газовое давление на уровне фотосферы увеличивается на два порядка, от  $10^3$  до  $10^5$  дин/см<sup>2</sup>. Поэтому в переносе энергии повышается роль аэродинамических механизмов, в том числе и крупномасштабной конвекции. По мере дальнейшего понижения эффективной температуры основным окном прозрачности становится область 1.7–2 мкм, переходная между связанно-свободными и свободно-свободными переходами на ионах  $H^-$ .

Диапазон 3000–3600 Å, где в фотосфере на пер-



**Рис. 8.** Изменение коэффициента непрерывного поглощения и рассеяния с длиной волны для разных температур  $\Theta = 5040/T$  и газового давления  $\log P_g = 3.0$  из [60].

вый план выходит релеевское рассеяние на атомах и молекулах водорода, а в атмосфере излучение блокируется сотнями тысяч абсорбционных линий, для холодной звезды является второстепенным в смысле переноса излучения. Проявления фотометрической и спектральной переменности в этом диапазоне могут и не иметь прямой связи с механизмами физической переменности, воздействующими на фотосферу. Хорошим подтверждением является фотометрическая и спектральная переменность звезд типа Миры Кита, где уже более 30 лет известны изменения, происходящие на коротких временах. Здесь, скорее, наблюдаются процессы, происходящие в хромосферах и оболочках [63]. Интерпретация изменений показателя цвета ( $U - B$ ) затруднена взаимодействием эмиссионных и абсорбционных деталей, а систематический спектральный мониторинг холодных переменных звезд в наземном ультрафиолете не проводился.

## 7. ВЫВОДЫ

Практически все задачи, перечисленные выше, не могут быть решены без повышения точности спектроскопических наблюдений в наземном ультрафиолете. Кроме того, существует ряд задач, требующих систематического спектрального мониторинга в этом диапазоне. Спектры, полученные нами для различных объектов, показали пригодность спектрографа НЭС для большинства перечисленных задач.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана РФФИ (проект 07–02–00247–а) и Программой Отделения физических наук РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Г. Ключкова, В. Е. Панчук и М. В. Юшкин, в *Ультрафиолетовая Вселенная. II.*, ред. Б. М. Шустов, М. Е. Сачков, и Е. Ю. Кильпио (Янус-К, Москва, 2008), с. 46.
2. И. М. Копылов, Изв. КрАО **26**, 232 (1961).
3. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl.* **40**, 1 (1979).
4. С. А. Гуляев, В. Е. Панчук и др., *Астрофиз. Исслед. (Изв. САО)* **22**, 3 (1986).
5. С. А. Гуляев, О. Г. Патимова и В. В. Плешаков, *Астрофиз. Исслед. (Изв. САО)* **25**, 55 (1987).
6. С. А. Гуляев, В. Е. Панчук и С. Г. Пяткес, *Астрофиз. Исслед. (Изв. САО)* **25**, 60 (1987).
7. И. М. Копылов, Изв. КрАО **30**, 69 (1963).
8. G. Shajn and O. Struve, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **89**, 222 (1929).
9. T. R. Stoekley, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **140**, 121 (1968).
10. G. W. Collins II, *Astrophys. J.* **191**, 157 (1974).
11. S. R. Heap, *Be and Shell Stars*, IAU Symp No. 70, Ed. by A. E. Sletteback, p. 165 (1976).
12. J. B. Hutchings, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **88**, 5 (1976).
13. J. B. Hutchings and T. R. Stoekley, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **89**, 19 (1977).
14. J. B. Hutchings, J. M. Nemecek, and J. Cassidy, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **89**, 19 (1977).
15. M. Ruusalepp, A. Sagar and L. Sagar, *Tartu publ.* **50**, 152 (1984).
16. G. H. Sonneborn and G. W. Collins II, *Astrophys. J.* **213**, 787 (1977).
17. A. Slettebak, T. J. Kuzma, and G. W. Collins II, *Astrophys. J.* **242**, 171 (1980).
18. M. Ruusalepp, *Tartu publ.* **48**, 81 (1981).
19. M. Ruusalepp, *Tartu publ.* **51**, 84 (1986).
20. S. R. Heap, *Astrophys. J.* **217**, 90 (1977).

21. K. G. Carpenter, A. Slettebak, and G. Sonneborn, *Astrophys. J.* **286**, 741 (1984).
22. R. L. Kurucz, *Astrophys. J.* **188**, L21 (1974).
23. Y. Takeda, S. Kawanomoto, and N. Ohishi, *Astrophys. J.* **678**, 446 (2008).
24. J. M. Marlborough, *Be Stars*, IAU Symp No. 98, Ed. by M. Jaschek and H.-G. Groth, p. 361 (1982).
25. N. R. Walborn, *Astrophys. J.* **205**, 419 (1976).
26. C. D. McKeith, P. L. Dufton and L. Kane, *Observatory* **98**, 263 (1978).
27. N. R. Walborn, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* **33**, 5 (2008).
28. В. Г. Клочкова и В. Е. Панчук, *УФН* **164**, 657 (1994).
29. H. Reeves, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Nature* **226**, 727 (1970).
30. C. P. Deliyannis and M. H. Pinsonneault, *Astrophys. J.* **365**, L67 (1990).
31. J. A. Thorburn, L. M. Hobbs et al., *Astrophys. J.* **425**, 150 (1993).
32. В. Г. Клочкова и В. Е. Панчук, *Астрон. ж.* **40**, 829 (1996).
33. R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, and M. R. Perez de Taoro, *Astronom. and Astrophys.* **302**, 184 (1995).
34. A. M. Boesgaard and M. J. Tripicco, *Astrophys. J.* **302**, L49 (1986).
35. C. P. Deliyannis et al., *Astrophys. J.* **498**, L147 (1998).
36. A. M. Boesgaard, E. Armengaud, and J. R. King, *Astrophys. J.* **582**, 410 (2003).
37. M. Spite and F. Spite, *Astronom. and Astrophys.* **115**, 357 (1982).
38. R. Rebolo et al., *Astronom. and Astrophys.* **193**, 193 (1988).
39. S. G. Ryan et al., *Astrophys. J.* **348**, L57 (1990).
40. G. Gilmore et al., *Nature* **357**, 379 (1992).
41. R. N. Boyd and T. Kajino, *Astrophys. J.* **336**, L55 (1989).
42. D. Thomas et al., *Astrophys. J.* **406**, 569 (1993).
43. F. Primas et al., *Astronom. and Astrophys.* **362**, 666 (2000).
44. T. V. Mishenina et al., *Astronom. and Astrophys.* **353**, 978 (2000).
45. T. P. Walker et al., *Astrophys. J.* **413**, 562 (1993).
46. D. K. Duncan, D. L. Lambert, and M. Lemke, *Astrophys. J.* **401**, 584 (1992).
47. B. Edvardsson et al., *Astronom. and Astrophys.* **290**, 176 (1994).
48. V. G. Klochkova et al., *Chin. J. Astron. Astrophys.* **6**, 579 (2006).
49. M. S. Bessel and J. Norris, *Astronom. J.* **285**, 622 (1984).
50. P. E. Nissen et al., *Astronom. and Astrophys.* **285**, 440 (1994).
51. A. M. Boesgaard et al., *Astronom. J.* **117**, 492 (1999).
52. J. Norris, S. G. Ryan, and T. C. Beers, *Astrophys. J.* **488**, 350 (1997).
53. J. L. Crawford et al., *Astronom. J.* **116**, 2489 (1998).
54. H. R. Butcher, *Nature* **328**, 127 (1987).
55. P. Francois, M. Spite, and F. Spite, *Astronom. and Astrophys.* **274**, 821 (1993).
56. C. Sneden et al., *Astrophys. J.* **467**, 819 (1996).
57. J. J. Cowan et al., *Astrophys. J.* **521**, 194 (1999).
58. В. Е. Панчук и др., Препринт № 169 (САО РАН, Нижний Архыз, 2002).
59. C. Sneden and J. J. Cowan, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* **10**, 221 (2001).
60. В. Е. Панчук, *Астрометрия и астрофизика* **25**, 20 (1975).
61. S. C. Wolff, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **90**, 412 (1978).
62. И. И. Романюк и др., *Астрофизический бюллетень* **62**, 32 (2007).
63. К. В. Бычков и В. Е. Панчук, *Астрон. ж.* **54**, 340 (1977).

## SPECTROSCOPY OF STARS IN GROUND-BASED ULTRAVIOLET. II. ATMOSPHERES

V.E. Panchuk, V.G. Klochkova, M.V. Yushkin

Some of the tasks of spectroscopic studies of stellar atmospheres in the ground-based ultraviolet are reviewed in historical perspective. Examples used include fragments of spectra that we obtained with the 6-m telescope of the Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences.

Key words: *stars—variable and peculiar; methods of astronomical observations, equipment and instruments*