

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ԽՈՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԿՈՒԹԵՐՈՒ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆ ԸՍՏԳԱԴԻՏՈՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԳՈՒԹՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ВЫПУСК VII

Պատասխանատու խմբագիր Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՉՈՒՄՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

ՀԱՅԿԱՎԱՆ ԻՍՏԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԿՈՒԲԻՍԻՍԻՍ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏՈՐԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԳՈՒԹՅՈՒՆ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ВЫПУСК VII

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
РЯДА ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Л. В. МИРЗОЯ՜՜



ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие астрофизики за последние десятилетия привело к открытию новых интересных явлений во вселенной, к значительному пополнению и уточнению наших представлений о происходящих в ней процессах.

Одним из наиболее интересных исследований в этом отношении является открытие В. А. Амбарцумяном [1] в составе спиральных Галактик, в том числе и в составе нашей Галактики, нового типа звездных систем—звездных ассоциаций.

Существование звездных ассоциаций—систем молодых звезд (возраст ассоциаций по порядку величины не превышает 10^7 лет)—является фактом большого значения, открывающим новые пути к решению вопросов космогонии. Самый факт существования, наряду со звездами типа Солнца, молодых звезд, дает возможность исследовать пути развития и эволюции звезд.

Как стало известно после работ В. А. Амбарцумяна и его сотрудников [2], звезды ранних спектральных классов O и B весьма часто являются членами звездных ассоциаций типа O—ассоциаций горячих гигантов и сверхгигантов.

В свете открытия существования звездных ассоциаций, звезды ранних спектральных классов в настоящее время привлекают к себе все больше и больше внимания многих исследователей.

Всестороннее спектрофотометрическое исследование звезд ранних классов представляет большой интерес. Результаты такого исследования могут (при достаточно большом количестве звезд) дать новые и ценные сведения об этих весьма интересных объектах звездного мира. Тем самым они помогут решению многих, пока еще загадочных вопросов, связанных с современным состоянием, происхождением и эволюцией звезд.

Настоящая работа посвящена спектрофотометрическому исследованию 22 звезд спектральных классов O и B, многие из которых имеют те или иные особенности в спектрах.

После краткого литературного обзора в работе дано описание наблюдательного материала и методики наблюдений. Дается краткое описание оптической схемы телескопа АСИ-5 и спектрографа. Рассмотрены вопросы стандартизации и калибровки спектрограмм.

В работе изложены результаты определения прозрачности атмосферы в Бюракане (частично также и на Арагаце).

Значительная часть работы посвящена изучению непрерывных спектров 20 звезд в области $\lambda = 3100 - 4900 \text{ \AA}$. Получены значения скачка в величине интенсивности излучения звезд у предела серии Бальмера, относительные спектрофотометрические градиенты по отношению к стандартной звезде α Лиры. Определены значения абсолютного градиента α Лиры для спектральных участков до и за Бальмеровским скачком при помощи точно прокалиброванной кварцевой лампы. Определены также спектрофотометрические температуры исследованных звезд.

Приведены основные результаты спектрофотометрии водородных линий поглощения в спектрах 12 звезд (эквивалентная ширина, номер последней наблюдаемой линии серии Бальмера, электронное давление, высота однородной атмосферы, участвующей в образовании линий и т. д.).

В отношении некоторых полученных в работе характеристик приведены сравнения с результатами других исследователей. Сделана краткая дискуссия полученных результатов.

§ 1. КРАТКИЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Изучением спектров звезд ранних спектральных типов, в частности вопросами распределения энергии в этих спектрах, занимались многие исследователи.

Уже в работах Г. А. Тихова по звездной колориметрии уделялось значительное внимание звездам ранних типов.

Из работ по ранним звездам следует упомянуть исследования Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [3] по колориметрии В звезд, Билса [4] по изучению звезд типа Вольф-Райе, Е. К. Харадзе [5] по спектру Р Лебедя и Меррилла и Бурвилла [6] по звездам с эмиссионными линиями в спектрах.

Много внимания уделялось исследователями спектрофотометрии звезд ранних спектральных классов.

Особенности спектров звезд O и B вообще и водородное поглощение, в частности, уже давно служили предметом многочисленных спектрофотометрических исследований.

Особенно много работ посвящено звездам в Плеядах и в двойном скоплении ϵ и η Персея (Эман, Штрассель и др.).

Первые количественные исследования бальмеровского континуума у звезд ранних спектральных классов принадлежат Чинг-Сунг-Ю [7].

Однако эти исследования, как и работы Карпова [8] по водородной эмиссии в спектрах звезд класса B в настоящее время представляют лишь исторический интерес.

Кроме специальных работ, посвященных ранним звездам, во многих работах по исследованию звездных спектров случайно встречаются данные о звездах классов O и B.

Так, в 1929 г. Аббот [9] радиометрическим методом определил распределение энергии в спектрах нескольких звезд, в том числе звезды β Ориона для области $\lambda = 4230 - 9050 \text{ \AA}$. Пиловский [10] определил интегральные яркости некоторых звезд ранних классов в области $\lambda = 4000 - 6000 \text{ \AA}$.

Благодаря большим успехам теории атома, примерно с 30-х годов нашего столетия было начато изучение тонких эффектов в звездных спектрах.

Работы Шайна, Струве и др. развиваются именно в этом направлении.

Путем изучения контуров линий в спектрах звезд ранних классов Шайн и Струве [11] доказали наличие осевого вращения у многих звезд этих классов.

Впоследствии Шайн [12] установил, что свыше 50% звезд ранних классов обладают широкими и размытыми линиями благодаря эффекту вращения.

Спектрофотометрии ярких линий в спектре γ Кассиопеи посвящена была работа В. Амбардумяна и Н. Козырева [13].

Работы Мичаика, Гюнтера, Эльви, Вильямса и др. по

связаны спектрофотометрии линий бальмеровской серии в спектрах звезд ранних спектральных классов. Ими были определены интенсивности водородных линий и Бальмеровский декремент.

По полным интенсивностям линий были получены верхний и нижний пределы числа атомов водорода в атмосферах этих звезд.

Мичайка [14] нашел эмпирический закон для определения абсолютных величин звезд ранних классов по номеру последней наблюдаемой линии бальмеровской серии водорода.

Им же [15, 16] были определены эквивалентные ширины водородных линий, электронное давление и эффективное ускорение силы тяжести для нескольких звезд ранних классов.

Г. А. Шайн со своими сотрудниками занимался изучением характера и причин движений материи в атмосферах некоторых сверхгигантов.

Определив эффективное ускорение силы тяжести у ряда звезд по Штарк-эффекту водородных линий и доказав, что для некоторых из них оно во много раз меньше (например, для β Ориона [17] в сто раз) его динамического значения, Шайн [18, 19], посредством изучения лучевых скоростей отдельных линий, обнаружил восходящее движение атомов некоторых элементов в атмосферах этих звезд.

Для выяснения характера происхождения таких движений Э. С. Бродская [20] произвела фотовольтрические наблюдения шести звезд (белых сверхгигантов и звезд Вольф-Райе) с целью обнаружить изменение блеска у этих звезд. Наблюдения показали, что блеск двух из них (β Ориона и α Лебедя) изменяется. Это обстоятельство в связи с изменениями размеров обрабатываемого слоя и хромосферы (например, у β Ориона по лучевым скоростям отдельных линий) служит, по видимому, указанием на то, что причины, приводящие к выбросу материи, в таких случаях следует искать в слоях, находящихся под фотосферой.

Недавно Шайн [21] опубликовал интересную работу по изучению контуров водородных линий в спектрах ранних звезд. Им весьма убедительно показано существование ядер

водородных линий в спектрах некоторых звезд ранних классов и дано возможное объяснение этого явления.

Изучению контуров и интенсивностей линий поглощения в спектрах некоторых ранних звезд посвящена также последняя работа Андерхилл [22].

Взаимная зависимость физических характеристик (масса, светимость, радиус) звезд ранних классов с эмиссионными линиями и связь различных физических характеристик звезд типа Вольф-Райе и классов O и B между собой рассматриваются в исследованиях Билса [23].

Изучению звезд ранних классов в связи с ядрами планетарных туманностей посвящены обширные исследования Б. А. Воронцова-Вельяминова [24].

В то время, как изучением спектров звезд ранних (как и остальных) классов в визуальной и фотографической областях ($\lambda = 4000 - 6600 \text{ \AA}$) много и успешно занимались многие исследователи, исследование ультрафиолетовых и инфракрасных участков звездных спектров носило случайный характер.

К отдельным звездам относятся работы Меррилла [25], Меррилла и Вильсона [26], Хилтнера [27], Свингса [28] по изучению инфракрасных участков и работы Струве [29], Адамса и Дюнама [30] по ультрафиолетовым спектрам.

В этой связи имеют существенное значение многочисленные работы французских астрофизиков Барбье, Шалонжа и их коллег [31] по спектрофотометрии непрерывного спектра звезд ранних спектральных классов в области $\lambda = 3100 - 4600 \text{ \AA}$. Ими определены Бальмеровский скачок и абсолютные спектрофотометрические градиенты многочисленных звезд этих классов.

В Советском Союзе первые попытки изучения ультрафиолетовых концов звездных спектров были предприняты еще в 1940—41 году О. А. Мельниковым в Пулковской обсерватории [32]. Однако эта работа была прервана войной.

С 1949 года эти исследования были возобновлены после изготовления, специально для этой цели, новых $10''$ телескопов оригинальной конструкции О. А. Мельникова и

Б. К. Иоаннисиани и продолжают в несравненно большем масштабе, чем в других странах.

Работы в этом направлении в настоящее время ведутся в Пулковской и Бюраканской обсерваториях под руководством и при непосредственном участии О. А. Мельникова.

Одновременно с работами наблюдательного характера звездам ранних классов посвящен ряд интересных исследований теоретического характера.

В них рассматриваются проблемы, связанные с объяснением непрерывных и линейчатых спектров звезд: распределение энергии в непрерывном спектре, контуры и интенсивности линий и т. д.

Первые теории непрерывных спектров звезд классов В и А страдали тем существенным недостатком, что в них рассматривался случай серого тела (коэффициент поглощения не зависит от частоты). В основном этим объясняется резкое расхождение их результатов и данных наблюдений.

Наиболее современной и совершенной теорией фотосферы является теория Э. Р. Мустеля [33]. Построив теорию лучевого равновесия для случая, когда коэффициент непрерывного поглощения является функцией частоты, Мустель применил свою теорию [34] к звездам ранних спектральных классов.

Как известно, во всех теориях предполагалось локальное термодинамическое равновесие в каждой точке звездной фотосферы. Это допущение верно только для стационарных звезд.

Однако не менее (а во многих отношениях более) важное значение имеет теоретическое изучение нестационарных звезд.

Несмотря на известные трудности таких исследований, уже имеются значительные успехи и в этом направлении.

Особенно много внимания уделяется в настоящее время теоретиками-астрофизиками объяснению природы звезд, в спектрах которых наблюдаются яркие полосы.

Резкое расхождение распределения энергии в непрерывных спектрах многих звезд ранних классов (звезды типов WR, Р Лебедя, а также звезды с яркими линиями в спек-

трах) с распределением по формуле Планка в значительной мере объясняется теорией протяженных атмосфер, разработанной Н. А. Козыревым [35].

Значительным успехом в вопросе теоретического объяснения происхождения ярких линий, наблюдаемых в звездных спектрах, является созданная В. В. Соболевым [36] теория движущихся оболочек звезд.

Им построена оригинальная теория лучевого равновесия, учитывающая движение оболочки звезды (звезды типов WR, Р Лебеда, Be). На основе этой теории Соболевым дана теория контуров спектральных линий, образованных движущимися атмосферами, теоретически объяснены наблюдаемые интенсивности ярких линий.

Хорошее согласие с наблюдениями говорит в пользу этой теории.

Интересна попытка В. Г. Горбацкого [37] объяснить созвездия между цветовой температурой γ Кассиопеи и ее яркостью. Оказывается, что это можно объяснить наложением непрерывного излучения оболочки на непрерывный спектр звезды. Путем изучения наблюдаемых интенсивностей линий бальмеровской серии водорода в спектре этой звезды Горбацким показано, что они хорошо объясняются теорией движущихся оболочек звезд.

Решающим контролем для всех этих теорий являются астрофизические наблюдения со все более усовершенствованными инструментами и методами.

§ 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ИНСТРУМЕНТ

В нашей работе были выбраны для спектрофотометрического исследования 20 звезд из каталога показателей цвета звезд ранних классов Стеббинса и др. [3]. В процессе наблюдений число звезд было доведено до 40.

Наблюдения были произведены в течение двух сезонов 1949—1950 гг. на двух новых отечественных 10" телескопах АСИ-5.

Первые пробные спектрограммы были получены в июле 1949 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР (в 30 км северо-западнее города Еревана,

на южном склоне Арагаца). Координаты обсерватории: географическая долгота $2^{\text{h}} 57^{\text{m}} 10^{\text{s}}$, широта $40^{\circ} 20' 7''$. Высота над уровнем моря 1500 м.

В начале августа 1949 г. была организована специальная экспедиция под руководством О. А. Мельникова для испытания пулковского экземпляра того же телескопа в высокогорных условиях. Экспедиция остановилась на склонах Арагаца на берегу озера Сев лич (Армения) на высоте 3200 м над уровнем моря (географическая долгота $2^{\text{h}} 56^{\text{m}} 40^{\text{s}}$, широта $40^{\circ} 31'$).

Первые рабочие спектрограммы были получены нами на Арагаце во время испытаний телескопа.

После возвращения экспедиции наблюдения нами продолжались в Бюракане на бюраканском телескопе в течение ноября.

Второй ряд наблюдений был произведен в Бюракане летом 1950 г. (июнь, июль, август). Эти наблюдения нами были продолжены в том же году на Арагаце (август—сентябрь) во время работы новой высокоторной экспедиции, возглавлявшейся О. А. Мельниковым.

В Бюракане инструмент был установлен на бетонном столбе высотой в 2 м в специально построенной для него башне обсерватории. На Арагаце инструмент был установлен на каменном столбе с основанием на уровне земли.

Спектры нами расширялись двумя способами:

- а) расстройством часового механизма и
- б) естественным суточным вращением при выключенном часовом механизме.

Первый способ применялся почти всегда при больших выдержках (для слабых звезд).

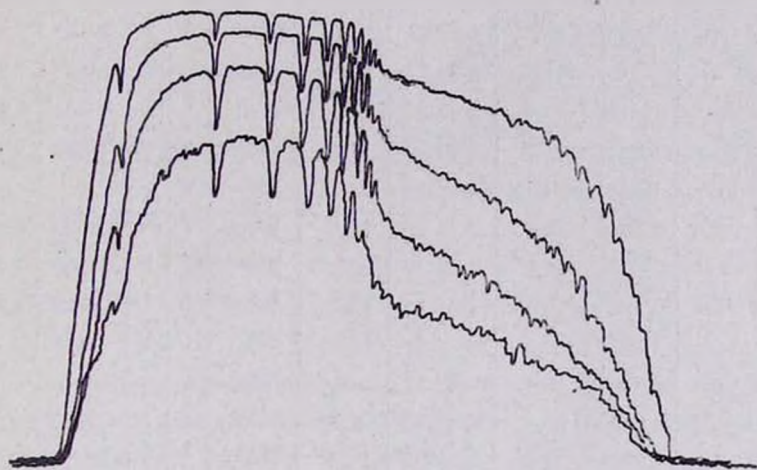
При малых выдержках (в том числе при получении фотометрических шкал) для расширения спектров применялся второй способ.

Для фотографирования звездных спектров были использованы фотопластины Истмэн-Кодак 103а0. Спектры проявлялись мелкозернистым проявителем „Атомал“ в течение 8—12 минут.

Звездные фотометрические шкалы были получены по

спектрам α Лиры. Отдельные ступени шкалы фотографировались при помощи насадки на входное отверстие трубы сетчатых диафрагм с различными площадями пропускания света. Применялись три диафрагмы. Четвертая ступень шкалы получалась без диафрагмы. Шкала проявлялась вместе со звездными спектрами.

На фиг. 1 приведена микрофотометрическая регистрация такой шкалы.



Фиг. 1.

Всего было получено около 350 снимков спектров более чем 40 звезд спектральных классов O и B и звезды сравнения α Лиры. Часть этих спектрограмм была забракована, а часть оставлена для обработки в дальнейшем.

Для настоящей работы было обработано около 100 спектров 22 звезд и звезды сравнения α Лиры ($\alpha = 18^{\text{h}} 35^{\text{m}} 2^{\text{s}}$, $\delta = +38^{\circ} 44'$, $m = 0.14$, спектр AO). В таблице 1 приводится список этих звезд.

Телескоп АСИ-5 был изготовлен в Ленинграде по конструкции О. А. Мельникова (оптическая система) и Б. К. Иоаннисиани (механическая часть) в двух экземплярах для Бюранской и Пулковской обсерваторий.

Таблица 1

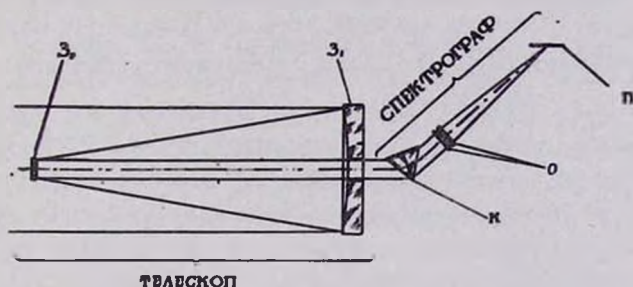
Звезда	HD	Прямое восхож- дение (1950)	Скло- нение (1950)	Звездная вели- чина m	Спектр Sp M ₁ W	Число на- блю- дений		Избы- ток цвета	m ₀ —M
						Бюракш	Арагац		
α Cas	2905	0 ^h 30 ^m 1	+62° 23'	4.24	cB0e ₁	3	1	+0.13	8.8
β Cas	4180	41.9	+48 01	4.70	B4ne _β	2	1	+0.04	6.3
γ Cas	11415	1 50 8	+63 25	3.44	B5s	1	2	—0.03	5.2
δ Per	10516	40.5	+50 26	4.19	B0ne	1	1	+0.09	7.5
ε Per	19356	3 04.9	+40 46	2.2—3.5	B8	1	—	—	—*
ζ Per	22928	39.4	+47 38	3.10	B8n	1	—	—0.03	4.1*
η Per	24912	55.7	+35 39	4.05	O8n	2	1	+0.09	7.9
θ Per	25940	4 05.0	+47 35	4.03	B3ne	1	1	+0.05	5.9
σ Mon	47839	6 38.2	+ 9 57	4.68	O7s	1	1	—0.02	9.3
τ Vul	180968	19 15.6	+22 57	5.40	B0nn	1	2	+0.10	8.6
—	190603	20 02.7	+32 04	5.69	cB0e _β	4	1	+0.35	8.7
ρ Cyg	193237	15.9	+37 53	4.88	B1eq	3	1	(+0.27)	—
σ Cyg	198478	47.2	+45 56	4.89	cB2e ₁	2	1	+0.25	8.6
ω Cyg	199081	51.5	+44 12	4.68	B3	2	1	+0.03	6.7
φ Cyg	200120	58.1	+47 19	4.86	B3ne	2	2	—0.03	7.3
χ Cyg	202904	21 15.0	+34 41	4.42	B3ne	2	1	+0.02	6.5
ψ Cyg	204172	23.7	+36 27	5.80	B0	3	1	+0.03	9.5
ω Cep	209181	22 00.4	+57 46	5.50	O9 _n	1	1	+0.11	9.2
ι Cep	269975	03.6	+62 02	5.17	O9	2	1	+0.11	8.9
κ Cep	210839	09.8	+59 11	5.19	O6nf	1	2	+0.19	8.4
π Aqu	212571	20.2	+ 0 52	4.64	B1ne	1	2	+0.03	8.0
10 Lac	214680	30.7	+38 47	4.91	O9s	2	1	0.00	9.4

* Фотометрированы только линии.

Подробное описание телескопа и его испытания в высокогорных условиях дается в статье авторов конструкции [32].

Мы напомним описание оптической схемы и спектрографа.

Телескоп АСИ-5 рассчитан по афокальной схеме с двумя параболическими зеркалами (алюминированными), фокусы которых совмещены (фиг. 2).



Фиг. 2.

Главное вогнутое зеркало „З₁“ с рабочим диаметром 250 мм имеет относительное отверстие 1:3. В середине зеркала высверлено круглое отверстие диаметром 40 мм.

Второе выпуклое параболическое зеркало „З₂“ имеет рабочий диаметр 40 мм (относительное отверстие 1:3).

Параллельный пучок света диаметром в 250 мм от звезды в этой оптической схеме превращается в параллельный пучок с гораздо меньшим диаметром (40 мм), но с повышенной плотностью энергии.

Основным преимуществом такой схемы является возможность пропускания через призму светового потока второго (превращенного) параллельного пучка (диаметр его в нашем телескопе 40 мм) вместо первого пучка в случае обычной призмной камеры (диаметр в нашем случае 250 мм), причем сохраняется почти вся световая энергия, входящая в трубу.

Параллельный пучок света от малого выпуклого зеркала попадает в призму „К“ (Корню), дающую спектр, и далее

на объектив „о“, который даст изображение последнего на фотопластинке „п“.

Преломляющий угол призмы — 60° , а высота — 42 мм. Рабочая грань равна 70 мм. Угол наименьшего отклонения для среднего луча с длиной волны 3785 Å равен $51^\circ 17'.5$.

Объектив спектрографа двухлинзовый: первая линза — двояковыпуклая, а вторая — выпукло-вогнутая. Обе изготовлены из кристаллического кварца с оптической осью параллельной оси объектива. Между линзами есть воздушный промежуток. Диаметр объектива равен 46 мм, фокусное расстояние для среднего луча (3785 Å) 280.1 мм.

Выбором двухлинзового объектива авторы конструкции добились укорочения спектрографа, что является весьма большим преимуществом в смысле освобождения его от нежелательного влияния гнутия; кроме того, достигается необходимая компактность. Вместе с этим такой выбор объектива дал возможность уничтожить кривизну фокальной поверхности.

Для обеспечения хорошего фокуса во всей доступной области (2500 Å — 6500 Å) плоскость кассеты наклонена к оптической оси под углом в 42° , причем специальным микрометрическим винтом можно менять этот наклон в пределах $\pm 10^\circ$. Изменение наклона отсчитывается по шкале. Линейная дисперсия при наклоне кассеты в 42° равна около 210 Å/мм у H_β и 150 Å/мм у H_γ .

Объектив для целей фокусировки перемещается. Это перемещение возможно в пределах ± 20 мм.

Для установления призмы на угол наименьшего отклонения последняя имеет возможность поворота в плоскости дисперсии в пределах $\pm 8^\circ$.

Размеры фотографической пластинки $4,5 \times 6$ см.

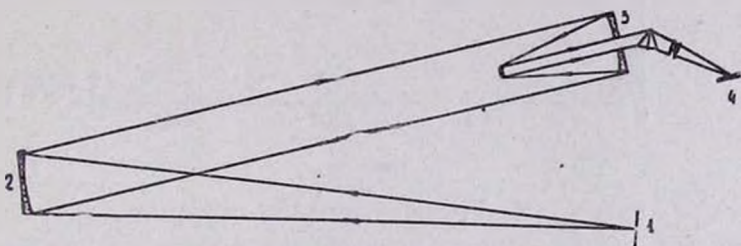
Для получения нескольких спектров на одной и той же пластинке последняя может (вместе с кассетой) перемещаться перпендикулярно дисперсии. Это перемещение отсчитывается по шкале.

Испытания на Арагаце и в Бюракане выявили высокие качества телескопа и показали, что он в целом (система и конструкция) весьма совершенен как для условий высокогорной экспедиции (в чем и назначение его), так и в обычных обсерваторских условиях. На Арагаце звезда 8^м в течение 40 минут без расширения дает заметный след на фотопластинках Истмэн Кодак 103a0.

§ 3. СТАНДАРТИЗАЦИЯ И КАЛИБРОВКА СПЕКТРОГРАММ

Для обработки полученных звездных спектров мы построили дисперсионные кривые спектрографа при различных наклонах его фокальной плоскости.

С этой целью были сфотографированы спектры ртутной лампы и железа (искра) при помощи следующей оптической схемы (фиг. 3): луч от источника света через щель



Фиг. 3.

- 1—источник света; 2—параболическое зеркало;
3—телескоп и спектрограф; 4—фотопластинка.

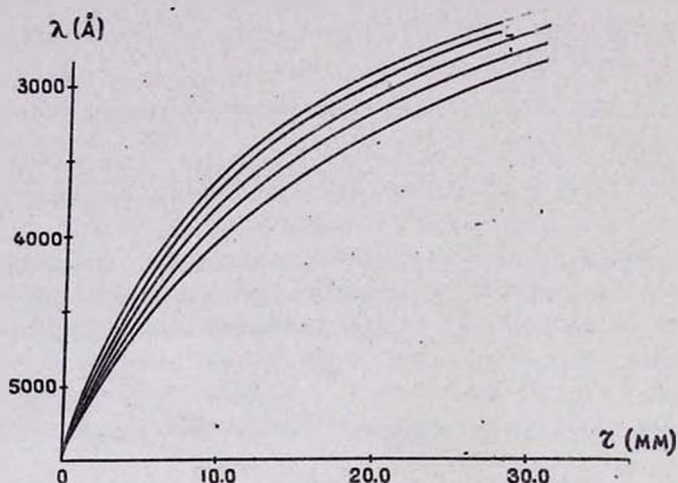
падает на параболическое зеркало ($d = 18$ см), находящееся на расстоянии 3.45 м от щели, что равно фокусному расстоянию самого зеркала. Параллельный пучок от последнего направляется к главному параболическому зеркалу нашего телескопа. В конечном итоге на фотопластинке получается спектр источника света.

Полученные спектрограммы были измерены на измерительном микроскопе ГАО системы „Сип“.

Были получены пять дисперсионных кривых, соответствующих наклонам — 10, — 5, 0, + 5, + 10, по шкале наклона на спектрографе для области $\lambda = 2500 - 5500 \text{ \AA}$. Получен-

ные кривые по ртути и железу совпадают с большой точностью и приведены на фиг. 4.

С помощью наших дисперсионных кривых мы перешли к обработке звездных спектров.



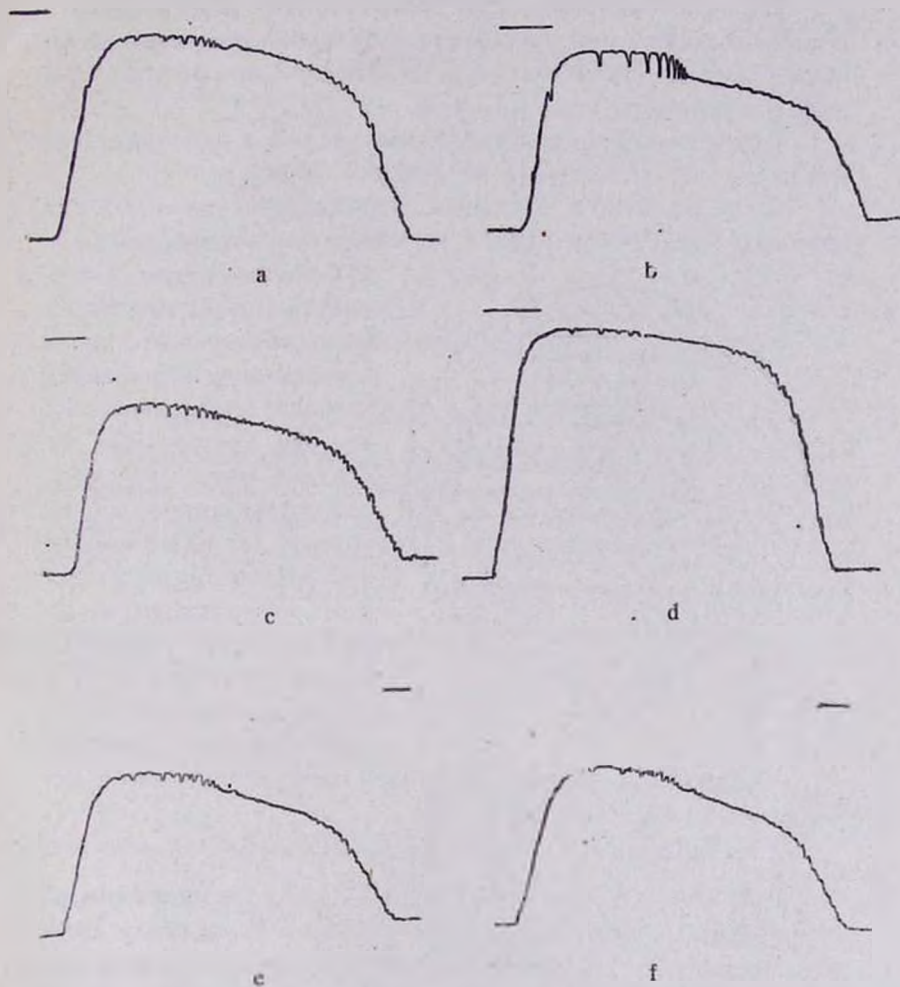
Фиг. 4.

Все спектры были пропущены на саморегистрирующем микрофотометре Молля с увеличением в семь раз. На фиг. 5 приведено несколько микрофотограмм звездных спектров в уменьшенном масштабе. Для изучения непрерывного спектра нами были выбраны 15 следующих точек во всей, доступной обработке области частот: $1/\lambda = 2.016; 2.080; 2.199; 2.328; 2.438; 2.532; 2.633; 2.681; 2.729; 2.823; 2.912; 3.000; 3.082; 3.163; 3.241$.

Все эти точки были предварительно отмечены на всех микрофотограммах, подлежащих обработке, после чего были определены почернения в этих точках непрерывного спектра. Для построения характеристических кривых мы приступили к исследованию использованных при наблюдениях сетчатых диафрагм.

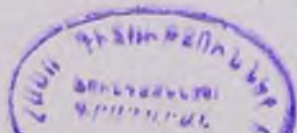
Как было упомянуто выше, звездные фотометрические шкалы были получены путем фотографирования спектра α Лиры при помощи этих диафрагм, при последовательной

насадке их на входное отверстие трубы телескопа. Снимок с каждой диафрагмой давал одну из ступеней шкалы.



Фиг. 5. Микрофотограммы спектров звезд.
а—Р Лебеда; б— β Персея; с— γ Персея; д—S Единорога;
е— δ Персея; ф—69 Лебеда.

Внешний вид одной из этих сетчатых диафрагм показан на фиг. 6. Они отличаются друг от друга только величиной площади пропускания света.

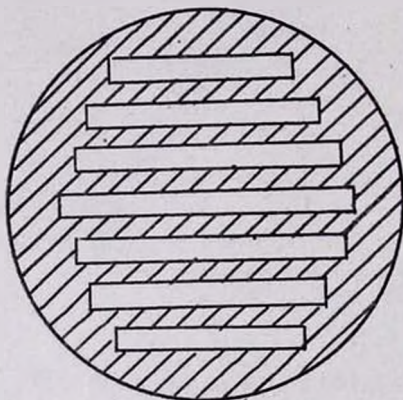


При исследовании диафрагм мы применили два известных метода.

Сначала измерительным микроскопом универсального станка „Хаузер“ мы определили с большой точностью величины площадей пропускания этих диафрагм по фотоснимкам этих диафрагм.

Затем спектрофотометрическим способом мы определили отношение этих площадей следующим образом.

Одна из наших звездных фотометрических шкал (по звезде α Лиры) была проявлена вместе со шкалой, получен-



Фиг. 6.

ной на кварцевом спектрографе ГАО при помощи ступенчатой щели с известным отношением делений, освещенной диффузным светом. По последней шкале мы построили характеристические кривые для различных частот. Наконец, по известным почернениям на нашей (звездной) шкале, используя эти характеристические кривые, мы определили искомые отношения.

Оказалось, что эти отношения заметно меняются при большом изменении длины волны.

Мы приняли эти отношения постоянными для областей $\lambda = 3000 - 4000 \text{ \AA}$ и $\lambda = 4000 - 5000 \text{ \AA}$ и для дальнейшего использования в качестве рабочих значений их приняли средние арифметические из полученных отношений (двумя различными методами). Эти значения приведены в таблице 2.

Для простоты площадь диафрагмы III нами принята за единицу.

Естественно, что при построении характеристических кривых по звездным фотометрическим шкалам мы имеем законное право вместо отношения интенсивностей использовать

отношение пропорциональных им величин: площадей пропускания соответствующих диафрагм.

Таблица 2

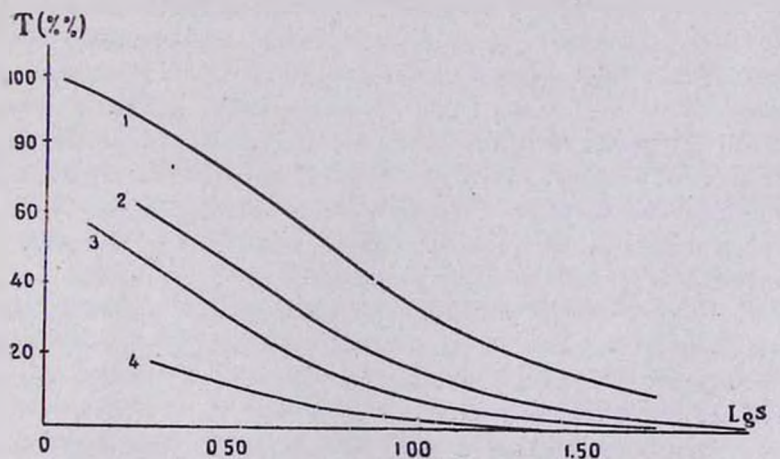
Область длин волн в $\mu\mu$	Логарифм площади пропускания			
	свободное отверстие	I диафрагма	II диафрагма	III диафрагма
0.3–0.4	1.034	0.662	0.382	0
0.4–0.5	0.934	0.622	0.374	0

Характеристические кривые были построены для каждой из шкал для всех 15 выбранных длин волн. Они для соседних длин волн мало отличаются друг от друга, и мы сочли возможным свести их в четыре кривые для следующих интервалов длин волн:

3000–3450Å; 3450–3800Å; 3800–4300Å; 4300–5000Å.

Неравномерность длин интервалов обусловлена неравномерной скоростью изменения характеристических кривых и нашим стремлением по возможности точнее определить скачок у границы балмеровской серии.

На фиг. 7 приведены несколько типичных характери-



Фиг. 7. Характеристические кривые для различных спектральных областей: 1. $\lambda = 3000-3450\text{Å}$; 2. $\lambda = 3450-3800\text{Å}$; 3. $\lambda = 4300-5000\text{Å}$; 4. $\lambda = 3800-4300\text{Å}$.

стических кривых, использованных в настоящем исследовании. Здесь следует отметить, что, согласно исследованию В. А. Крата [38], одновременное фотографирование различных ступеней фотометрической шкалы (при малых зенитных расстояниях z и устойчивой прозрачности атмосферы) не вносит систематических ошибок в характеристические кривые. Наши наблюдения удовлетворяют, в большинстве случаев, этим условиям.

После вышеизложенного мы имели возможность, зная влияние атмосферного поглощения, провести фотометрическое исследование спектров звезд нашего списка и привязать распределение энергии в них к распределению энергии в спектре z Лиры.

Однако мы ставили своей окончательной целью абсолютную фотометрию звездных спектров.

Обычно во время таких исследований пользуются точно прокалиброванными лампами с известной цветовой температурой.

В нашем распоряжении такой лампы не было, и мы решили обойти эту трудность следующим образом.

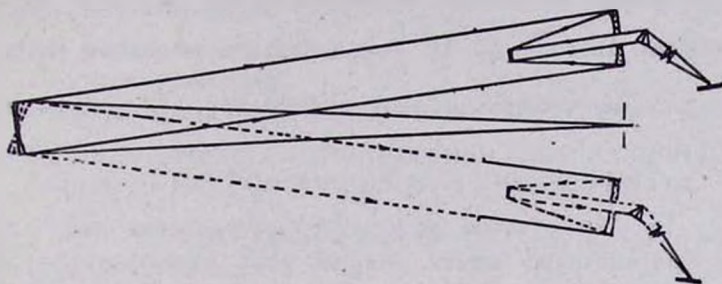
В 1949 г., после возвращения высокогорной экспедиции ГАО в Ленинград, в спектроскопической лаборатории ГАО была снята пулковским экземпляром АСИ-5, при помощи вышеописанной схемы (фиг. 3), специальная лампа с полосатой вольфрамовой нитью и кварцевым окном, прокалиброванная в Ленинграде в лаборатории проф. П. М. Тиходеева во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии имени Д. И. Менделеева. Распределение энергии в спектре этой лампы было достаточно точно известно.

Спектр лампы и фотометрическая шкала, снятая на кварцевом спектрографе с помощью ступенчатой щели, были проявлены вместе со звездными спектрами, полученными тем же инструментом на Арагаце.

Это обстоятельство дало возможность перейти к абсолютной фотометрии всех звездных спектров, полученных на Арагаце.

Для абсолютной фотометрии бюраканских спектров возникла необходимость определения привязки двух телескопов АСИ-5 (бюраканского и пулковского) друг к другу.

Мы работали по схеме, приведенной на фиг. 8.



Фиг. 8.

Спектр источника света был сфотографирован обоими спектрографами при одинаковых условиях (выдержка, ширина щели, напряжение в цепи и т. д.). В качестве источников света были использованы последовательно простая лампа накаливания, ртутная и, наконец, специальная водородная. После обработки первых пробных спектров наш окончательный выбор выпал на специальную водородную лампу. Во время работы мы старались поддерживать постоянство силы тока в цепи.

Большим неудобством было отсутствие кварцевых фильтров: источник света был очень ярким, что исключало возможность больших выдержек и, тем самым, уменьшало точность определения длительности выдержки.

Это обстоятельство вводило некоторую ошибку в результаты сравнения (источник фотографировался не одновременно обоими телескопами).

Для окончательной обработки были получены спектры молекулярного водорода обоими инструментами при почти одинаковых условиях с выдержками 5, 10 и 20 сек.

Последние были проявлены вместе с фотометрическими шкалами, снятыми на кварцевом спектрографе ГАО (источником служила водородная лампа).

Оказалось, что ступенчатая щель при фотографировании фотометрических шкал была освещена несколько неравномерно. Мы для точности ввели поправку за это неравномерное освещение путем последовательных приближений [39].

После обработки всех спектров мы получили значения величин $\Delta m = -2.5 \lg \frac{I_1}{I_2}$ для различных частот (индекс 1 соответствует бюраканскому экземпляру, а 2 — пулковскому).

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ В БЮРАКАНЕ И РЕДУКЦИЯ ЗА АТМОСФЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

При проведении спектрофотометрических работ весьма важное значение имеет точный учет атмосферного поглощения в зависимости от частоты.

Для точного учета ослабления света земной атмосферой во время наших наблюдений 1949 г. в Бюракане мы поставили специальные наблюдения звезды α Лиры на различных зенитных расстояниях и с одинаковыми экспозициями.

Такие же наблюдения были произведены высокогорной экспедицией, возглавлявшейся О. А. Мельниковым на Арагаце в 1949 и 1950 гг.

Здесь мы приведем некоторые подробности и результаты обработки наших наблюдений 1949 г. в Бюракане.

По полученным из наблюдений значениям звездной величины m_z на известных зенитных расстояниях z звезды α Лиры были составлены пятнадцать систем условных уравнений вида:

$$m_z = m_0 - 2.5 [F(z) - 1] \lg p,$$

соответствующих пятнадцати выбранным частотам, где p — коэффициент прозрачности земной атмосферы при прохождении луча нормально к слоям, а $F(z)$ выражает количество проходящих лучом воздушных масс.

Предварительно мы привели все наши значения m_z к одинаковому нуль-пункту звездных величин путем параллельного перемещения относительно оси $F(z)$ прямых, выражающих зависимость m_z от зенитного расстояния для разных ночей на графиках $[m_z, F(z)]$.

Все использованные значения $F(z)$ для известных значений z нами взяты из таблиц Бемпорада [40].

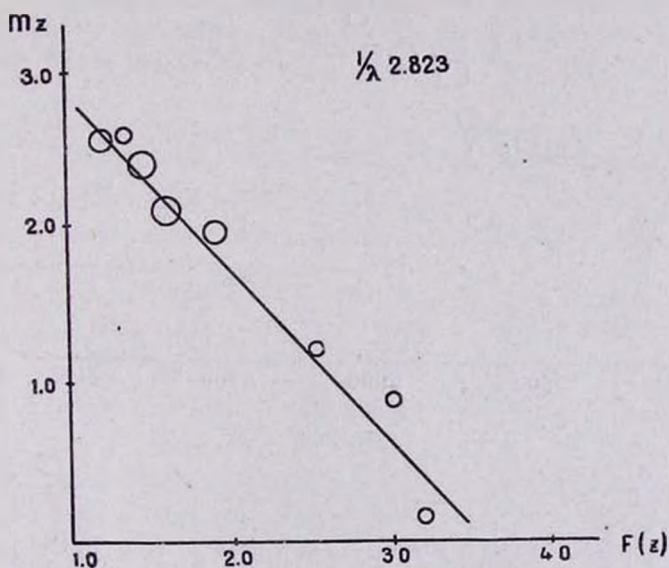
При составлении условных уравнений точки с близкими значениями $F(z)$ сгруппированы. В соответствующих уравнениях фигурируют средние значения $F(z)$ и m_z , причем такие уравнения умножены на $\sqrt{p}$, где p —число точек, представляющих данное уравнение.

Таким образом, наши условные уравнения имеют следующий общий вид:

$$\sqrt{p} m_z = \sqrt{p} m_0 - 2.5 \sqrt{p} [F(z) - 1] \lg p,$$

где m_z и $F(z)$ —средние арифметические соответствующих значений этих величин всех p точек.

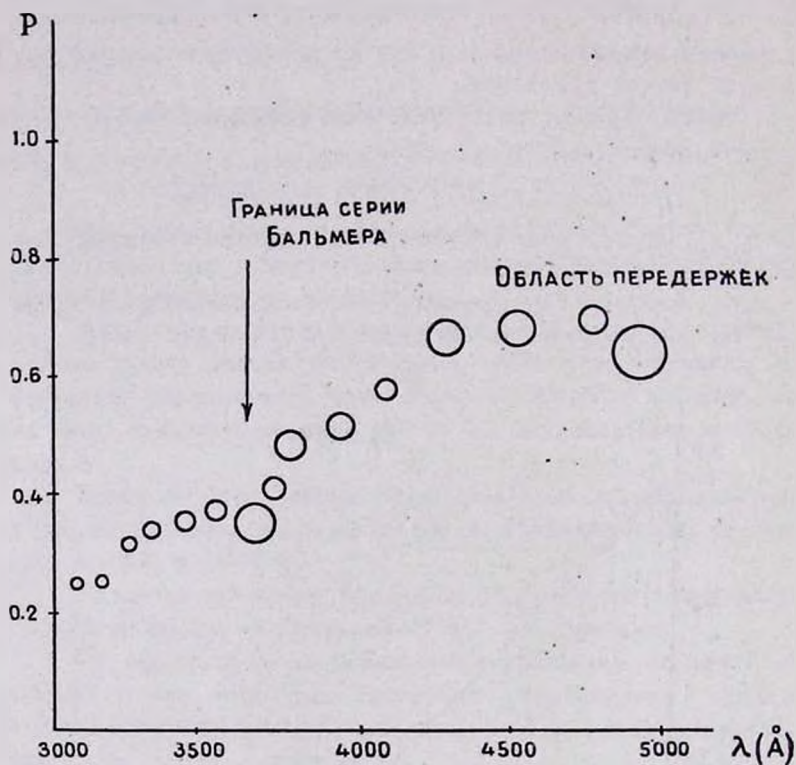
Все системы были решены способом наименьших квадратов. На фиг. 9 представлен график $[m_z, F(z)]$ для $1/\lambda = 2.823$.



Фиг. 9.

Прямая представляет решение системы способом наименьших квадратов, а кружки—наблюдения, причем диаметры кружков пропорциональны соответствующим весам $\sqrt{p}$.

Полученные коэффициенты прозрачности и их средние ошибки приведены в нижеследующей таблице и на фиг. 10 (диаметры кружков пропорциональны σ_p — средней ошибке определения p).



Фиг. 10.

Таблица 3

$1/\lambda$	2.016	2.080	2.199	2.318	2.428	2.532	2.633	2.691
p	0.626	0.630	0.668	0.653	0.564	0.501	0.474	0.402
$\lg p$	-0.203	-0.167	-0.175	-0.185	-0.248	-0.300	-0.325	-0.395

$1/\lambda$	2.729	2.823	2.912	3.000	3.082	3.163	3.241
p	0.346	0.367	0.350	0.334	0.314	0.249	0.216
$\lg p$	-0.461	-0.436	-0.452	-0.476	-0.503	-0.604	-0.610

Коэффициенты прозрачности земной атмосферы на Арагаце нами были определены вышележащим способом для спектральной области $\lambda = 3300 - 4400 \text{ \AA}$ на основе предварительных данных Н. Л. Ивановой по наблюдениям 1949 г.

Принимая ход изменения прозрачности земной атмосферы с частотой света одинаковым для Бюракана и Арагаца, мы интерполированием получили значения коэффициента прозрачности для всех интересующих нас длин волн в области $\lambda = 3100 - 4900 \text{ \AA}$.

В таблице 4 приведены полученные таким образом значения p для Арагаца.

Для наглядной иллюстрации полученных результатов на фиг. 11 графически представлена зависимость $\lg p$ от частоты $1/\lambda$ для Бюракана и Арагаца.

Небезинтересно сравнение наших определений p для Бюракана с таковыми Аббота [41] для Вашингтона (10 м) и Маунт Вильсона (1780 м).

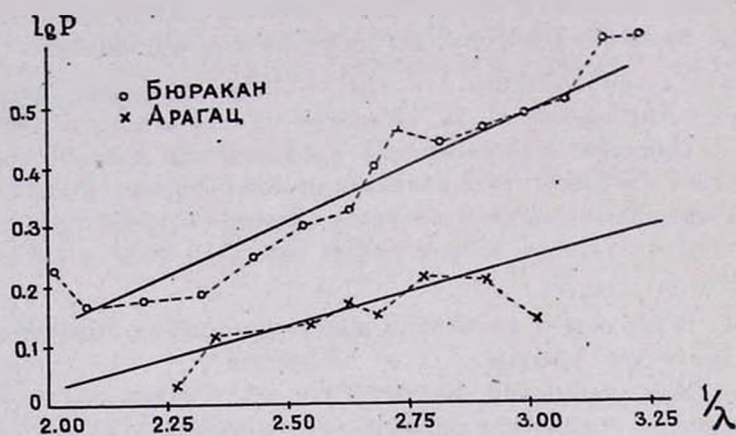
Таблица 4

$1/\lambda$	2.016	2.080	2.199	2.318	2.428	2.532	2.633	2.681
p	0.933	0.904	0.855	0.805	0.766	0.730	0.692	0.676
$\lg p$	-0.030	-0.044	-0.070	-0.094	-0.116	-0.137	-0.160	-0.170

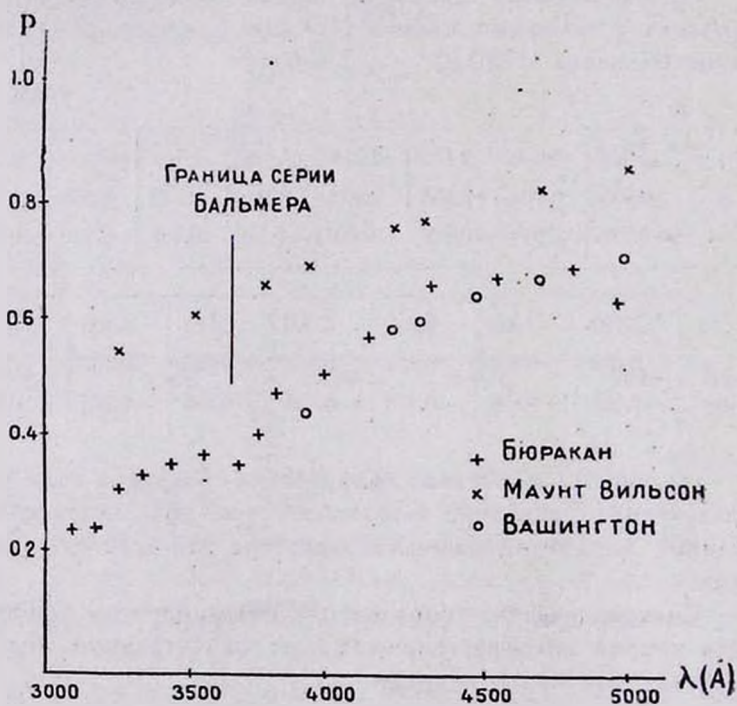
$1/\lambda$	2.729	2.823	2.912	3.000	3.082	3.163	3.241
p	0.663	0.631	0.604	0.578	0.555	0.535	0.513
$\lg p$	-0.178	-0.200	-0.219	-0.238	-0.256	-0.272	-0.290

На фиг. 12 приведено графическое сравнение этих трех определений. Сравнение показывает, что ход изменения p с длиной волны — одинакового характера для всех трех определений.

Систематические определения коэффициентов прозрачности земной атмосферы показывают значительные колебания этих величин во времени.



Фиг. 11.



Фиг. 12.

По исследованию Е. А. Поляковой [42], основанному на измерениях интенсивностей в отдельных участках спектра ультрафиолетового излучения Солнца (3090 — 3600 Å), колебания значительны от дня ко дню, причем даже изменение направления ветра меняет значения коэффициентов прозрачности земной атмосферы.

Колебания коэффициентов прозрачности с течением времени обусловлены, естественно, изменениями состава атмосферы: изменением числа пылевых частиц и количества водяного пара в атмосфере.

Поэтому при исследованиях, требующих высокой точности, возникает необходимость определения мгновенных значений. Было предложено несколько методов определения мгновенных значений коэффициента прозрачности атмосферы. Так, при массовых электрофотометрических наблюдениях звезд классов В8—В9 В. Б. Никоновым [43] был применен новый метод, основанный на определении хода прозрачности атмосферы для каждой ночи по приближенной внеатмосферной величине стандартной звезды.

Для настоящей работы (при всех наших наблюдениях $z \leq 60^\circ$) мы сочли возможным использовать средние коэффициенты прозрачности, определенные вышеизложенным методом на основе наблюдений в различное время.

Полученные нами значения коэффициентов прозрачности земной атмосферы для Бюракана и Арагаца по наблюдениям 1949 г., несмотря на значительные колебания p , были использованы как средние значения этих величин и для 1950 г. (за неимением новых определений).

Зная p , мы можем для приведения к зениту ввести поправку по формуле

$$m_z = m_0 - 2.5 [F(z) - 1] \lg p$$

или

$$m_0 = m_z + 2.5 [F(z) - 1] \lg p.$$

Остается еще внести поправку за ослабление интенсивности при прохождении луча через толщу атмосферы. Очевидно, что

$$I_0 = I_p,$$

где I_0 — интенсивность луча после прохождения толщи атмосферы нормально к слоям, а I — истинная интенсивность. В звездных величинах это выражение преобразуется в:

$$m_0 = m - 2,5 \lg p,$$

откуда окончательно

$$m = m_0 + 2,5 \lg p.$$

Следовательно, для получения истинной звездной величины звезды следует общую поправку вычислить по формуле:

$$\Delta m = -2,5 \cdot F(z) \cdot \lg p.$$

Редукция за атмосферу нами сделана только для α Лиры. Остальные же звезды, как и α Лиры, мы приводили к $z = 0$ и сравнивали между собой.

§ 5. О НЕПРЕРЫВНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВЕЗД

Изучение непрерывного излучения звезд вообще и ультрафиолетового излучения в частности представляет большой интерес для исследования строения звездных атмосфер.

Наблюдаемая кривая распределения энергии излучения звезды представляет собой результат наложения множества кривых, характеризующих излучение различных слоев звездной атмосферы, с определенным градиентом температур.

Теоретическое распределение энергии в непрерывном спектре звезды можно получить на основе теории лучистого равновесия.

Для построения такой теории необходимо в отношении звездных атмосфер знать: механизм переноса энергии, химический состав атмосферы, атомный коэффициент непрерывного поглощения в зависимости от частоты и, наконец, закон изменения различных физических параметров с высотой атмосферы.

В интересующем нас случае для звезд ранних спектральных классов имеются все предпосылки для построения теории лучистого равновесия звездной атмосферы.

В атмосферах этих звезд водород является основным элементом, обуславливающим непрерывное поглощение. Это

объясняется большим обилием водорода в атмосферах указанных звезд, а также сильной ионизацией металлов.

Для случая водорода коэффициент непрерывного поглощения изучен достаточно хорошо.

Перенос энергии осуществляется, согласно многочисленным исследованиям, в основном излучением. Это позволяет вывести закон изменения различных физических параметров с высотой атмосферы (стратификация) звезды.

Попытки построения теории лучистого равновесия были сделаны Унзольдом, Паннекуком и др.

Они рассматривают случай серого тела, когда коэффициент непрерывного поглощения независим от частоты. Однако открытие скачка у границы серии Бальмера, затем и Пашена, сильное увеличение поглощения за границами этих серий показали недопустимость применения гипотезы серого тела.

Этим также была доказана большая грубость всех старых теорий лучистого равновесия и объяснено сильное расхождение наблюдений с результатами старых теорий.

Более совершенная теория лучистого равновесия, учитывающая изменение коэффициента непрерывного поглощения с частотой, была построена Э. Р. Мустелем [33].

Свою теорию Мустель применил к звездам ранних спектральных классов. Согласие между его теорией и наблюдениями Барбье, Шалонжа и др. удовлетворительное [44]. Однако желательно более критическое изучение результатов этой теории.

Из наблюдательных работ в рассматриваемом направлении следует отметить исследования сотрудников Парижского Астрофизического института Барбье, Шалонжа и др., охватывающие область $\lambda = 3100 - 4600 \text{ \AA}$. Работы были начаты в 1933 г. на Юнгфрау (высота 3675 м над уровнем моря).

Для наблюдаемых 30 с лишним звезд ими были получены относительные спектрофотометрические градиенты до и после Бальмеровского скачка: φ_1 , φ_2 и величина Бальмеровского скачка D .

В качестве стандартов ими были использованы водородные трубки и прокальброванные лампы накаливания.

§ 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ГРАДИЕНТОВ И СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУР

Одной из важнейших характеристик звезды является ее спектрофотометрическая температура, характеризующая относительное распределение энергии в непрерывном спектре звезды для данного интервала длин волн.

Как известно [44], выражение

$$\Delta\Phi = -0.921 \frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)}, \quad (a)$$

называется относительным спектрофотометрическим градиентом и характеризует относительное распределение энергии в спектрах звезд (Δm —разность блеска двух звезд для данного значения $1/\lambda$). Им обычно пользуются для определения спектрофотометрических или цветовых температур звезд.

В предположении, что распределение энергии в непрерывном спектре звезды на участке $\Delta\lambda$ можно аппроксимировать формулой Планка с температурой T_c , а в непрерывном спектре звезды сравнения (или лабораторного источника сравнения) T_0 нетрудно показать справедливость равенства:

$$\Delta\Phi = \frac{c_2}{T_c} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_c}} \right)^{-1} - \frac{c_2}{T_0} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0}} \right)^{-1} \quad (b)$$

где λ —средняя длина волны для интервала $\Delta\lambda$, а c_2 —постоянная ($c_2 = 1.432$, если λ выражается в микронах).

$$\text{Выражение } \Phi = \frac{c_2}{T} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)^{-1} \text{ называется абсолютным}$$

спектрофотометрическим градиентом и всегда относится к определенному интервалу длин волн— $\Delta\lambda$.

Равенство (b) имеет очень простой вид при применении закона Вина;

$$\Delta\Phi = \frac{c_2}{T_c} - \frac{c_2}{T_0}. \quad (c)$$

Определяя из наблюдений Δm для достаточно большого числа частот из интервала $\Delta\lambda$, можно на основании формул (a) и (c) по известной T_0 — источника сравнения определить T_c — спектрофотометрическую температуру звезды.

Для всех звезд нашего списка после приведения их к зениту были определены величины Δm — разность блеска исследуемой звезды и звезды сравнения α Лиры для 15 уже указанных волновых чисел — $1/\lambda$. Для звезд с несколькими наблюдениями были взяты средние арифметические значения Δm из всех наблюдений. На основе полученных таким образом Δm и известных $1/\lambda$ определение относительных градиентов сводилось к решению систем условных уравнений вида:

$$\Delta m_0 + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)} = \Delta m.$$

При этом для каждой звезды мы имели две таких системы: одна для относительного градиента до границы серии Бальмера, другая — за границей. Решения этих систем способом наименьших квадратов дают нам значения $\frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)}$, что отличается только на постоянный множитель (-0.921) от соответствующих относительных спектрофотометрических градиентов.

В таблице 5 приведены полученные значения относительных спектрофотометрических градиентов: $\Delta\Phi_+$ — для спектральной области $\lambda = 3700 - 4900 \text{ \AA}$ и $\Delta\Phi_-$ — для области $\lambda = 3100 - 3700 \text{ \AA}$, по бюраканским и арагацским определениям.

По спектрофотометрическим градиентам при помощи формулы (c) мы определяли спектрофотометрические температуры звезд нашего списка при трех возможных значениях

этой величины для звезды сравнения α Лиры: 10000⁰, 13000⁰ и 18000⁰ К. Результаты определений приведены в таблице 6.

Таблица 5

Относительные спектрофотометрические градиенты.
(звезда сравнения α Лиры)

Звезда	Спектр M ₁ W	Б ю р а к а н				А р а г а ц				Среднее взвешенное	
		$\Delta\Phi_+$	p^*	$\Delta\Phi_-$	p	$\Delta\Phi_+$	p	$\Delta\Phi_-$	p	$\Delta\Phi_+$	$\Delta\Phi_-$
α Cas	cB0e α	0.26	3	0.13	3	-0.92	1	0.37	1	-0.04	0.19
β Cas	B4ne β	0.77	2	2.05	2	1.10	1	0.65	1	0.88	1.58
γ Cas	B5s	1.14	1	2.25	1	0.72	2	0.68	2	0.86	1.20
η Per	B0ne	0.02	1	0.10	1	0.80	1	0.02	1	0.41	0.06
ξ Per	O3n	0.37	2	1.61	2	1.18	1	0.60	1	0.64	1.27
ζ Per	B3ne	0.29	1	2.48	1	0.38	1	0.15	1	0.34	1.32
S Mon	O7s	0.04	1	0.84	1	0.11	1	0.64	1	0.07	0.74
2 Vul	B0nn	0.64	1	-0.39	1	1.33	1	-0.29	1	0.99	-0.34
HD 190603	cB0e β	-0.95	4	-0.28	4	-2.00	1	0.52	1	-1.16	-0.15
P Cyg	B1eq	-0.16	3	-0.03	3	-1.00	1	0.81	1	-0.37	0.18
55 Cyg	cB2e α	0.08	2	0.02	2	-1.72	1	0.49	1	-0.52	0.18
57 Cyg	B3	0.60	2	0.75	2	-0.62	1	0.51	1	0.19	0.67
f' Cyg	B3ne	0.04	2	0.22	2	-0.37	2	-0.55	2	-0.17	-0.17
o Cyg	B3ne	0.76	2	0.41	2	-0.62	1	0.12	1	0.30	0.32
69 Cyg	B0	0.10	3	0.49	3	-1.19	1	0.96	1	-0.30	0.61
14 Cep	O9n	0.65	1	0.10	1	-0.78	1	0.38	1	-0.07	0.24
19 Cep	O9	0.00	2	-0.09	2	-0.28	1	0.05	1	-0.09	-0.04
λ Cep	O6nf	0.09	1	0.15	1	-0.16	2	0.15	2	-0.08	0.15
π Aqu	B1ne	0.25	1	0.60	1	0.06	2	0.53	2	0.12	0.35
10 Lac	O3s	0.21	2	0.55	2	-0.72	1	1.50	1	-0.10	0.87

* p — вес (число наблюдений).

Таблица 6

Спектрофотометрические температуры
(T_2 — спектрофотометрическая температура α Лиры)

Звезда	T_1			T_2		
	$T_0 = 10000$	$T_0 = 13000$	$T_0 = 18000$	$T_0 = 10000$	$T_0 = 13000$	$T_0 = 18000$
α Cas	10.300	13.500	18.800	8.800	11.000	14.500
ϕ Cas	6.200	7.200	8.600	4.800	5.300	6.000
ε Cas	6.300	7.300	8.600	5.400	6.200	7.200
ζ Per	7.800	9.500	11.800	9.600	12.300	16.700
η Per	6.900	8.200	9.900	5.300	6.000	6.900
ς Per	8.100	9.900	12.600	5.200	5.900	6.800
S Mon	9.500	12.200	16.500	6.600	7.800	9.300
2 Vul	5.900	6.900	8.000	13.100	18.800	31.100
HD 190603	53.000	∞	∞	11.200	15.100	22.000
P Cyg	13.500	19.600	33.300	8.300	11.200	14.600
55 Cyg	16.800	27.500	65.100	8.900	11.200	14.600
57 Cyg	8.800	11.100	14.500	6.800	8.100	9.700
f Cyg	11.400	15.400	22.700	11.400	15.400	22.700
ϕ Cyg	8.300	10.200	13.000	8.200	10.100	12.800
69 Cyg	12.700	18.000	28.600	7.000	8.400	10.200
14 Cep	10.500	13.900	19.600	8.600	10.700	13.800
19 Cep	10.700	14.200	20.200	10.300	13.500	18.800
λ Cep	10.300	13.500	18.800	9.100	11.500	15.100
π Aqu	9.200	11.700	15.600	8.000	9.900	12.500
10 Lac	10.800	14.300	20.500	6.200	7.300	8.600

§ 7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ БАЛЬМЕРОВСКОГО СКАЧКА

Одной из наиболее важных характеристик непрерывного спектра звезд ранних спектральных классов является скачок в величине интенсивности излучения звезды у предела серии Бальмера.

Эта величина обычно определяется логарифмом отношения интенсивностей непрерывного спектра звезды до и за пределом бальмеровской серии:

$$D = \lg \frac{I_{3647 - \lambda}}{I_{3647 - \lambda}}$$

Для определения этой величины мы поступили следующим образом:

По полученным из решений способом наименьших квадратов двух систем условных уравнений вида:

$$\Delta m_0 + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)} = \Delta m,$$

значениям Δm_0 и $\frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)}$ для данной звезды до и после границы серии Бальмера мы вычислили разность $\Delta m_+ - \Delta m_-$ у границы серии Бальмера (для $1/\lambda = 2,74$).

Однако нетрудно убедиться в том, что эта разность не что иное, как

$$-2.5 (D_c - D_0),$$

где D_c — величина Бальмеровского скачка в спектре данной звезды, а D_0 — в спектре α Лиры.

Для определения абсолютной величины D_c достаточно знать эту величину для звезды сравнения α Лиры.

По нашим определениям

$$D_0 = 0.46.$$

или в звездных величинах $D_0 = 1^m 15$.

Разность $D_c - D_0$ и величина Бальмеровского скачка для всех звезд приведены в таблице 7.

§ 8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НУЛЬ-ПУНКТА СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ГРАДИЕНТОВ

Задача определения нуль-пункта спектрофотометрических температур до настоящего времени остается неразрешенной.

Таблица 7

Величина Бальмеровского скачка

Звезда	Спектр M _i W	D _c — D ₀			D _c
		Бюракан	Арагац	среднее взвешенное	
α Cas	cB0eα	—0.37	—0.42	—0.38	0.08
β Cas	B4neβ	—0.38	—0.06	—0.27	0.19
γ Cas	B5s	—0.18	—0.19	—0.19	0.27
δ Per	B0ne	—0.56	—0.51	—0.54	—0.08
ε Per	O8n	—0.28	—0.35	—0.30	0.16
ζ Per	B3ne	—0.35	—0.30	—0.33	0.13
S Mon	O7s	—0.36	—0.47	—0.42	0.04
2 Vul	B0nn	—0.37	—0.35	—0.36	0.10
HD 190603	cB0eβ	—0.45	—0.50	—0.48	—0.02
P Cyg	B1eq	—0.45	—0.49	—0.46	0.00
55 Cyg	cB2eα	—0.32	—0.41	—0.35	0.11
57 Cyg	B3	—0.18	—0.26	—0.21	0.25
f Cyg	B3ne	—0.47	—0.53	—0.50	—0.04
g Cyg	B3ne	—0.25	—0.39	—0.30	0.16
69 Cyg	B0	—0.38	—0.36	—0.38	0.08
14 Cep	O9n	—0.43	—0.42	—0.43	0.03
19 Cep	O9	—0.41	—0.51	—0.44	0.02
λ Cep	O6nf	—0.45	—0.41	—0.42	0.04
π Aqu	B1ne	—0.45	—0.38	—0.42	0.04
10 Lac	O9s	—0.49	—0.47	—0.48	—0.02

Среди существующих систем спектрофотометрических градиентов основными являются: Гриничская ($\lambda = 4500 - 6500\text{\AA}$), Геттингенская ($\lambda = 3700 - 6500\text{\AA}$) и Парижская ($\lambda = 3100 - 4600\text{\AA}$).

Наличие различных систем можно объяснить двояко:

а) ошибками экспериментального характера (неточный учет атмосферного поглощения, ошибки в стандартизации и

калибровке спектрограмм, неточное знание спектрофотометрической температуры источника сравнения). Незначительная ошибка в определении температуры лабораторного источника сравнения вводит большую ошибку в температуру звезды. В этом заключается основная трудность сравнения звезд с земными источниками света;

б) распределение энергии в непрерывном спектре звезды не может быть представлено совершенно точно, как планковское, с одной и той же спектрофотометрической температурой.

По исследованию Брилля [45] главная причина расхождения между различными системами спектрофотометрических температур заключается именно в том, что спектрофотометрическая температура является функцией длины волны.

Однако представляет значительный интерес определение точных спектрофотометрических температур большого количества звезд для определенных участков спектра.

С этой точки зрения весьма интересна идея Г. А. Тихова [46] о возможности освобождения определений спектрофотометрических температур звезд от ошибок, связанных с использованием земных источников света, посредством использования в качестве источников сравнения очень горячих звезд.

Некоторым компромиссным решением вопроса о нуль-пункте звездных спектрофотометрических температур является метод О. А. Мельникова [47] определения температур цефеид в предположении справедливости соотношения $r \cdot T = \text{Const}$ для них (r — радиус звезды, T — температура).

Однако, по мнению О. А. Мельникова [47], неопределенность нуль-пункта звездных спектрофотометрических температур едва ли может быть преодолена в настоящее время. В связи с этим мы и приняли три возможных нуль-пункта для них (для α Лирь 10000°, 13000°, 18000°).

Одновременно мы постарались определить нуль-пункт нашей системы. Ниже мы приводим результаты нашего определения.

Для определения величины абсолютного спектрофотометрического градиента звезды сравнения α Лирь были ис-

пользованы два спектра прокаленной кварцевой лампы с полосатой вольфрамовой нитью и два спектра α Лиры.

Спектры α Лиры были получены на Арагаце в 1949 и 1950 гг., а кварцевой лампы в спектроскопической лаборатории Главной Астрономической обсерватории в Ленинграде.

Все четыре спектра были получены на фотопластинках Агфа „ультрафиолет“. Каждый спектр α Лиры был проявлен вместе со спектром прокаленной лампы и соответствующей фотометрической шкалой.

Спектры были обработаны путем получения их регистратий на саморегистрирующем микрофотометре Моля с увеличением в семь раз.

Оказалось, что один спектр кварцевой лампы сильно перепроявлен и в нем можно обрабатывать лишь маленький участок в ультрафиолетовом конце ($\lambda = 3250-3450 \text{ \AA}$).

Второй спектр достаточно хороший на всей доступной части спектра $\lambda = 3100-4900 \text{ \AA}$.

После редукиции за атмосферу (поправка $-2.5 F(z) \lg p$) определение относительного спектрофотометрического градиента α Лиры сводилось к решению способом наименьших квадратов системы уравнений вида:

$$\Delta m_0 + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)} = \Delta m,$$

где Δm — разница блеска α Лиры и кварцевой лампы для данного значения $1/\lambda$.

Относительный градиент выразится через производную $\frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)}$ следующим образом:

$$\Delta \Phi = -0.921 \frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)}.$$

Для этой величины на участке $2.920 < \frac{1}{\lambda} < 3.080$ мы получили значение -3.96 со средней ошибкой 0.46 по первой спектрограмме.

На второй спектрограмме были исследованы области: $2.199 < \frac{1}{\lambda} < 2.681$ и $2.681 < \frac{1}{\lambda} < 2.912$.

Относительный градиент для этих областей соответственно равен:

—4,37 со средней ошибкой 0,37;

—3,85 со средней ошибкой 0,50.

Как уже было указано, наша кварцевая лампа была прокалбрована в Ленинграде в лаборатории проф. П. М. Тиходеева (Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии имени Д. И. Менделеева). Спектрофотометрическая температура этой лампы 2600° К, абсолютный градиент 5.51.

Следовательно, для абсолютного градиента α Лиры мы имеем:

$$\Phi = 1.14 \text{ для области } 2.199 < \frac{1}{\lambda} < 2.681;$$

$$\Phi = 1.66 \quad \text{„} \quad 2.681 < \frac{1}{\lambda} < 2.912;$$

$$\Phi = 1.55 \quad \text{„} \quad 2.920 < \frac{1}{\lambda} < 3.080.$$

На основе этих определений мы сочли возможным в дальнейшем использовать следующие значения абсолютного спектрофотометрического градиента звезды сравнения α Лиры:

$$\Phi_1 = 1.14 \text{ до Бальмеровского скачка: } 2.0 < \frac{1}{\lambda} < 2.7;$$

$$\Phi_2 = 1.60 \text{ за Бальмеровским скачком: } 2.7 < \frac{1}{\lambda} < 3.3.$$

В заключение следует отметить, что эти значения содержат некоторые ошибки, связанные с неточным знанием коэффициентов прозрачности земной атмосферы для Арагаца (напомним, что мы использовали наши предварительные определения этих величин), и подлежат уточнению в будущем.

Определенный по бюраканским спектрограммам, при помощи полученной нами привязки двух телескопов, абсолютный градиент α Лиры оказался мало отличающимся от арагацского для области $\lambda = 3700 - 4900 \text{ \AA}$ (1.12) и слишком грубым для области $\lambda = 3100 - 3700 \text{ \AA}$ (из-за значительных экспериментальных ошибок в определении этой привязки).

Поэтому мы и для бюраканских наблюдений использовали значения этого градиента, определенные по арагацским наблюдениям ($\Phi_1 = 1.14$, $\Phi_2 = 1.60$).

В таблице 8 приведены абсолютные градиенты и спектрофотометрические температуры всех исследованных звезд на основе нашего нуль-пункта.

Таблица 8

Звезда	Спектр	Φ_1	Φ_2	T_1	T_2
α Cas	cB0e α	1.10	1.79	14.200 ¹	8.100 ¹
γ Cas	B1ne β	2.02	3.18	7.400	4.500
δ Cas	B5s	2.00	2.80	7.500	5.200
ζ Per	B0ne	1.55	1.66	9.800	8.800
ξ Per	O8n	1.78	2.87	8.500	5.000
ϵ Per	B3ne	1.48	2.92	10.300	5.000
S Mon	O7s	1.21	2.34	12.800	6.200
2 Vu	B0nn	2.13	1.26	7.000	11.600
HD 190603	cB0e β	-0.02	1.45	∞	10.100
P Cyg	B1eq	0.77	1.78	21.100	8.200
55 Cyg	cB2e α	0.55	1.78	30.500	8.200
57 Cyg	B3	1.33	2.27	11.500	6.400
f Cyg	B3ne	0.97	1.43	16.600	10.200
ν Cyg	B3ne	1.44	1.92	10.600	7.600
69 Cyg	B0	0.84	2.21	19.100	6.600
14 Cep	O9n	1.07	1.84	14.600	7.900
19 Cep	O9	1.05	1.56	14.900	9.400
λ Cep	O6nf	1.10	1.75	14.200	8.300
π Aqu	B1ne	1.26	1.95	12.200	7.500
10 Lac	O9s	1.94	2.47	15.100	5.900

§ 9. ФОТОМЕТРИЯ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД РАННИХ КЛАССОВ

Кроме фотометрии непрерывного спектра мы сделали попытку фотометрии водородных линий. Для этой цели были выбраны из нашего списка следующие звезды (таблица 9):

Таблица 9

Звезда	Спектр M ₁ W	Звезда	Спектр M ₁ W
α Cas	cB0ea	α Lyr	A0
γ Cas	B4ne β	2 Vul	B0nn
ϵ Cas	B5s	57 Cyg	B3
β Per	B8	f' Cyg	B3ne
δ Per	B8n	γ Cyg	B3ne
ϵ Per	B3ne	10 Lac	O9s

У остальных звезд нашего списка линии очень слабые, что делает такое исследование для них затруднительным.

Все спектры были пропущены на саморегистрирующем микрофотометре Молля с увеличением в 50 раз.

Были определены остаточные интенсивности (по отношению к непрерывному спектру) и эквивалентные ширины водородных линий поглощения.

Полученные результаты приведены в таблицах 10 и 11.

Несмотря на малую дисперсию спектрографа, приводящую к значительным ошибкам экспериментального характера в определениях эквивалентных ширин, наши определения в среднем мало отличаются от таковых других исследователей (полученных со спектрографами большей дисперсии).

В табл. 12 приведено сравнение наших результатов определения эквивалентных ширин водородных линий с данными Гюнтера [48] (линейная дисперсия спектрографа у H β 63 Å/мм) и Мичаика [16] (линейная дисперсия у H β 170 Å/мм).

Таблица 10

Эквивалентные ширины линий бальмеровской серии водорода (в Å)

Звезда	H _γ	H _δ	H _ε	H _ζ	H _η	H ₁₀	H ₁₁	H ₁₂	H ₁₃
α Cas	5.46	5.16	5.95	5.03	4.75	3.83	3.01	1.74	0.82
α Cas	7.61	7.39	8.19	7.77	6.69	6.29	4.96	3.26	1.76
α Cas	4.89	5.87	6.92	4.70	4.50	3.13	1.77	0.97	—
β Per	11.00	11.02	14.76	12.73	11.78	9.36	6.34	4.45	2.69
δ Per	6.37	6.38	8.11	7.64	6.75	5.87	4.05	2.82	1.91
ε Per	6.64	5.82	7.88	7.74	6.52	4.04	4.45	2.21	1.26
α Lyr	15.92	13.58	12.30	13.39	10.45	9.44	6.15	4.25	3.08
2 Vul	4.29	3.57	5.34	3.23	3.29	2.38	1.66	—	—
57 Cyg	13.03	9.76	11.51	9.52	9.54	6.14	3.39	1.68	0.67
f Cyg	7.27	6.11	6.67	5.73	4.79	3.99	1.98	2.02	0.82
ν Cyg	5.75	3.86	4.91	4.78	3.23	2.32	1.82	1.04	—
10 Lac	3.91	3.48	4.74	4.70	3.39	2.94	1.66	—	—

Таблица 11

Остаточные интенсивности линий бальмеровской серии водорода
(непрерывный спектр = 1.0)

Звезда	H _γ	H _δ	H _ε	H _ζ	H _η	H ₁₀	H ₁₁	H ₁₂	H ₁₃	H ₁₄	H ₁₅
α Cas	0.65	0.65	0.60	0.60	0.65	0.67	0.67	0.71	0.78	0.87	—
α Cas	0.62	0.56	0.45	0.44	0.45	0.46	0.49	0.57	0.70	0.84	0.92
α Cas	0.77	0.72	0.66	0.71	0.71	0.74	0.83	0.87	—	—	—
β Per	0.39	0.35	0.18	0.18	0.21	0.26	0.32	0.41	0.50	0.67	0.81
δ Per	0.63	0.58	0.44	0.42	0.44	0.47	0.54	0.62	0.70	0.83	—
ε Per	0.63	0.60	0.53	0.52	0.53	0.57	0.59	0.68	0.79	0.88	—
α Lyr	0.21	0.20	0.18	0.20	0.21	0.25	0.37	0.47	0.58	0.66	0.83
2 Vul	0.84	0.83	0.74	0.81	0.79	0.83	0.87	0.90	—	—	—
57 Cyg	0.64	0.59	0.50	0.51	0.53	0.61	0.69	0.81	0.90	—	—
f Cyg	0.60	0.58	0.60	0.62	0.62	0.64	0.86	0.78	0.86	0.90	—
ν Cyg	0.72	0.77	0.71	0.70	0.73	0.77	0.80	0.86	0.93	—	—
10 Lac	0.81	0.79	0.68	0.71	0.74	0.73	0.79	—	—	—	—

Таблица 12

Эквивалентные ширины—w водородных линий

(в Å)

Звезда	Спектр	Наблюдатель	H _γ	H _δ	H _ε	H _ζ	H _η	H _θ	H _ι	H _κ	H _λ
α Lyr	A0	Гюнтер	15.1	16.6	14.2	13.5	13.4	9.8	6.5	5.2	3.32
		Мичанка	14.3	13.3	14.6	12.2	11.4	9.3	5.6	5.5	3.6
		Мирзоян	15.9	13.6	12.3	13.4	10.5	9.4	6.2	4.3	3.1
α Cas	B5s	Гюнтер	5.4	5.2	4.77	4.78	4.35	3.98	—	—	—
		Мичанка	5.7	5.7	4.8	3.5	3.4	3.1	2.7	2.4	1.7
		Мирзоян	4.89	5.87	6.92	4.7	4.5	3.13	1.8	1.0	—
10 Lac	O9s	Гюнтер	2.45	2.78	2.45	2.70	1.78	1.66	1.36	—	—
		Мирзоян	3.91	3.48	4.74	4.70	3.39	2.94	1.66	—	—
γ Cyg	B3pe	Гюнтер	2.99	4.34	3.60	3.66	4.33	3.96	2.42	2.11	—
		Мирзоян	5.75	3.86	4.91	4.78	3.23	2.32	1.82	1.04	—
ε Per	B3pe	Гюнтер	5.8	6.3	5.7	4.97	4.51	6.4	4.14	—	—
		Мирзоян	6.64	5.82	7.88	7.74	6.52	4.04	4.45	2.21	1.26
δ Per	B8n	Гюнтер	5.9	6.8	5.6	5.5	5.2	5.5	—	—	—
		Мирзоян	6.37	6.38	8.11	7.64	6.75	5.87	4.05	2.82	1.91
α Cas	B0e2	Мичанка	3.6	2.5	3.1	2.0	2.4	2.0	1.4	1.3	1.3
		Мирзоян	5.46	5.16	5.95	5.03	4.75	3.83	3.01	1.74	0.82

Если выразить эквивалентные ширины для всех звезд в единицах эквивалентной ширины H_γ, то из таблицы 10 получим таблицу 13.

Из последней таблицы отчетливо видно, что интенсивность линий Бальмера при возрастании номера линии медленно убывает, а иногда даже показывает отрицательный градиент. Это расхождение с лабораторными интенсивностями линий Бальмера (в лаборатории интенсивность линий Бальмера сильно убывает с номером линии) объясняется влиянием междумолекулярного Штарк-эффекта.

Таблица 13

Звезда	H _γ	H _β	H _α	H ₈	H ₉	H ₁₀	H ₁₁	H ₁₂	H ₁₃
α Cas	1.00	0.95	1.09	0.92	0.87	0.70	0.55	0.32	0.15
ο Cas	1.00	0.97	1.03	1.02	0.88	0.83	0.65	0.43	0.23
ε Cas	1.00	1.20	1.42	0.96	0.92	0.64	0.36	0.20	—
β Per	1.00	1.00	1.34	1.16	1.07	0.85	0.58	0.41	0.25
δ Per	1.00	1.00	1.27	1.20	1.06	0.92	0.64	0.44	0.30
с Per	1.00	0.88	1.19	1.17	0.98	0.61	0.67	0.33	0.19
α Lyr	1.00	0.85	0.77	0.84	0.66	0.59	0.39	0.27	0.19
2 Vul	1.00	0.83	1.25	0.75	0.77	0.56	0.39	—	—
57 Cyg	1.00	0.75	0.88	0.73	0.73	0.47	0.26	0.13	0.05
f Cyg	1.00	0.84	0.92	0.79	0.66	0.55	0.27	0.28	0.11
υ Cyg	1.00	0.67	0.85	0.83	0.56	0.40	0.32	0.18	—
10 Lac	1.00	0.89	1.21	1.20	0.87	0.75	0.43	—	—

Приведенные в таблице 10 эквивалентные ширины мы использовали для определения электронного давления в атмосферах исследуемых звезд.

Известно [49], что номер последней наблюдаемой в спектре линии бальмеровской серии водорода очень сильно зависит от электронного давления в атмосфере звезды и довольно точно определяет величину этого давления.

По лабораторным определениям Молера [50] эта зависимость выражается формулой (справедливой для $T_e > \frac{10^5}{n_m}$)

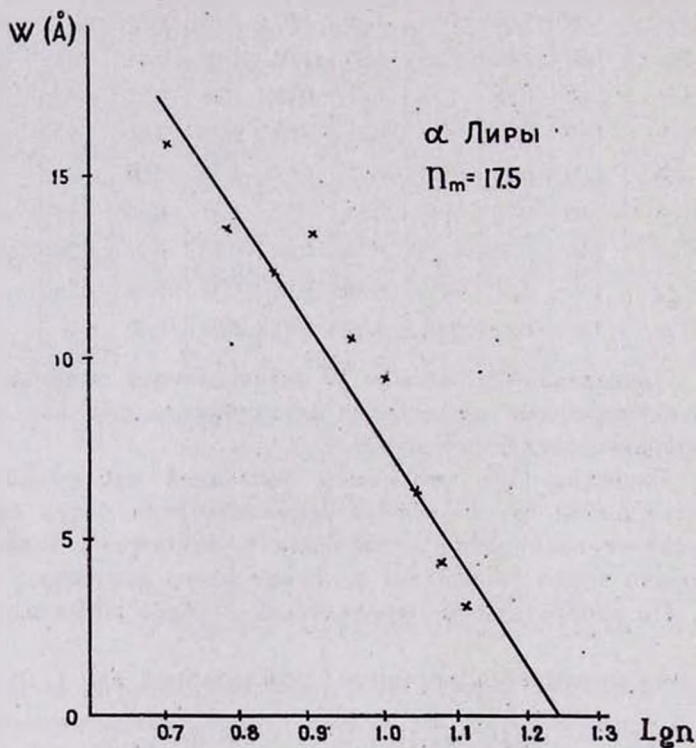
$$\lg P_e = 1.19 + \lg T_e - 7.5 \lg n_m,$$

где P_e — электронное давление, T_e — эффективная температура звезды, n_m — номер последней наблюдаемой линии бальмеровской серии водорода в спектре звезды.

Поэтому определенное из наблюдений значение n_m может быть использовано для вычисления P_e , если известна температура звезды — T_e .

Для определения n_m мы составили графики зависимости эквивалентной ширины w от логарифма номера линии $\lg n$ для

всех звезд нашего списка. Проведя прямую через полученные точки (в среднем) по точке пересечения этой прямой с осью $\lg n (w = 0)$, мы определили n_m . Следует указать, что точки, соответствующие первым линиям серии до H_2 , не принимались во внимание. На фиг. 13 представлен один из этих графиков.



Фиг. 13.

Эффективные температуры мы взяли из работы Кейпера [51]. В таблице 14 приведены n_m , $\lg T_e$, $\lg P_e$ и P_e исследованных звезд.

Таблица 14

Звезда	n_m	$\lg T_e$	$\lg P_e$ (бары)	P_e (атмосферы)
α Cas	16.6	4.40	2.44	$2.8 \cdot 10^{-4}$
$\circ$ Cas	17.5	4.23	2.10	$1.3 \cdot 10^{-4}$
ε Cas	14.5	4.19	2.75	$5.6 \cdot 10^{-4}$
β Per	17.4	4.09	1.97	$0.9 \cdot 10^{-4}$
δ Per	17.1	4.09	2.13	$1.4 \cdot 10^{-4}$
σ Per	16.6	4.27	2.31	$2.0 \cdot 10^{-4}$
α Lyr	17.5	4.03	1.90	$0.8 \cdot 10^{-4}$
2 Vul	13.0	4.40	3.23	$1.7 \cdot 10^{-3}$
57 Cyg	14.7	4.27	2.71	$5.1 \cdot 10^{-4}$
γ Cyg	14.5	4.27	2.88	$7.6 \cdot 10^{-4}$
ν Cyg	14.2	4.27	2.82	$6.6 \cdot 10^{-4}$
10 Lac	14.5	4.50	2.98	$9.6 \cdot 10^{-4}$

§ 10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА АТОМОВ ВОДОРОДА И ВЫСОТ ОДНОРОДНЫХ ВОДОРОДНЫХ АТМОСФЕР

В последнее время О. А. Мельниковым [52] был использован новый способ для вычисления некоторой геометрической характеристики звезды: толщины однородной водородной атмосферы, участвующей в образовании линий поглощения. Определение этой величины основано на исследовании Штарк-эффекта этих линий. Этот метод был им весьма успешно применен к А звездам.

Метод О. А. Мельникова исходит из формул:

$$P_e = \frac{N_{0.2}}{4} \cdot \frac{(2\pi m)^{3/2} (kT_e)^{7/2}}{h^3} e^{-\frac{\Delta E}{kT_e}}$$

$$w^{3/2} = CN_{0.2} H \frac{P_e}{T_e} A_0^{3/2}.$$

Здесь P_e , $N_{0.2}$, T_e , π , m , k , h имеют обычные значения, H — толщина однородной атмосферы, w — эквивалентная ширина линии, A_0 — центральная глубина, $\Delta E = 3.38$ eV —

разница потенциалов ионизации серий Бальмера и Пашена, а C — постоянная для данной линии (для H_γ $\lg C = -12.48$, а для H_β $\lg C = -12.64$).

Первая формула представляет собой комбинацию формул Саха и Больцмана, а вторая получена в результате интегрирования полуэмпирического контура с коэффициентом поглощения, вызываемым междумолекулярным эффектом электрического поля.

Из первой формулы можно определить $N_{0.2}$ — число атомов, участвующих в образовании данной линии, а из второй формулы по уже известной $N_{0.2}$ искомую величину H .

Мы применили этот метод к звездам нашего списка. Полученные результаты приведены в таблице 15.

Таблица 15

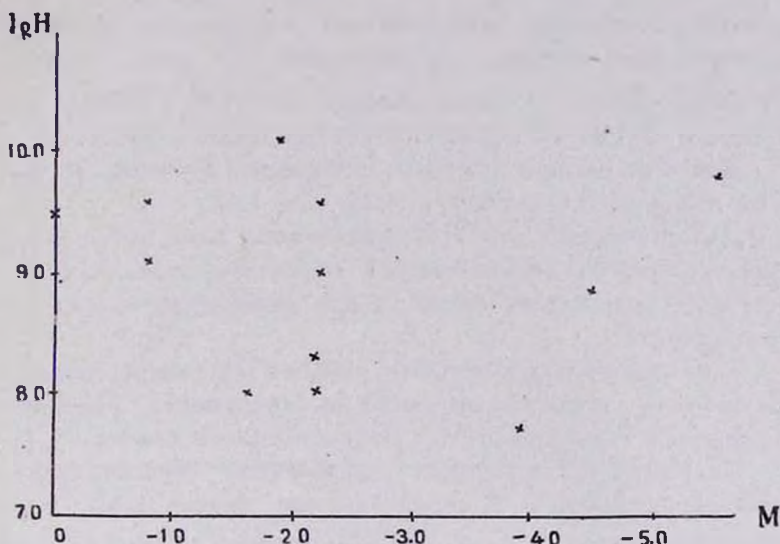
Звезда	Спектр Ml W	$\lg N_{0.2}$	$\lg H$	
			по H_γ	по H_β
α Cas	cB0ert	7.10	9.87	9.81
γ Cas	B4nc β	7.33	10.12	10.15
ϵ Cas	B5s	8.72	7.95	8.20
β Per	B8	8.08	9.12	9.19
δ Per	B8n	7.64	9.56	9.63
ϵ Per	B3ne	7.53	9.61	9.57
α Lyr	A0	8.22	9.56	9.53
2 Vul	B0nn	8.68	7.84	7.68
57 Cyg	B3	8.33	9.17	8.93
f Cyg	B3ne	8.42	8.33	8.27
γ Cyg	B3ne	8.55	8.10	7.97
10 Lac	O9s	7.70	8.85	8.85

Следует отметить, что даже значительные (порядка самих значений) ошибки в определениях эквивалентных ширин w и центральных глубин A_0 не могут заметно менять полученные результаты.

Интересно изучение изменения $\lg H$ для звезд различных светимостей.

На фиг. 14 графически представлена зависимость $\lg H$ от абсолютной яркости звезды M [3].

Внимательное сопоставление результатов показывает, что звезды большей и меньшей светимостей ведут себя на графике не совсем одинаково.



Фиг. 14.

Дальнейшее исследование этой зависимости на основе богатого наблюдательного материала представляет исключительно большой интерес.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представляет значительный интерес сравнение полученных нами в этой работе результатов спектрофотометрического исследования ранних звезд с результатами других исследователей.

Для полученных эквивалентных ширины линий поглощения водорода в спектрах исследованных нами звезд такое сравнение было уже приведено выше.

Ниже мы приводим сравнение полученных нами величин параметров D , Φ_1 , Φ_2 , характеризующих непрерывное излучение звезд, с данными других авторов.

Из всех работ по спектрофотометрии непрерывных спектров звезд наиболее обширными являются до сих пор уже упомянутые работы французских исследователей Барбье, Шалонжа и их сотрудников. Эти работы охватывают ультрафиолетовую область спектра звезд от $\lambda = 3100\text{Å}$ до $\lambda = 4600\text{Å}$. Указанные исследователи определили величину Бальмеровского скачка и градиенты φ_1 (для области $\lambda = 3700 - 4600\text{Å}$), φ_2 (для области $\lambda = 3100 - 3700\text{Å}$) для более чем 300 звезд различных спектральных классов.

Для α Лиры они получили следующие значения упомянутых величин: $D = 0.49$, $\varphi_1 = 1.14$, $\varphi_2 = 1.43$.

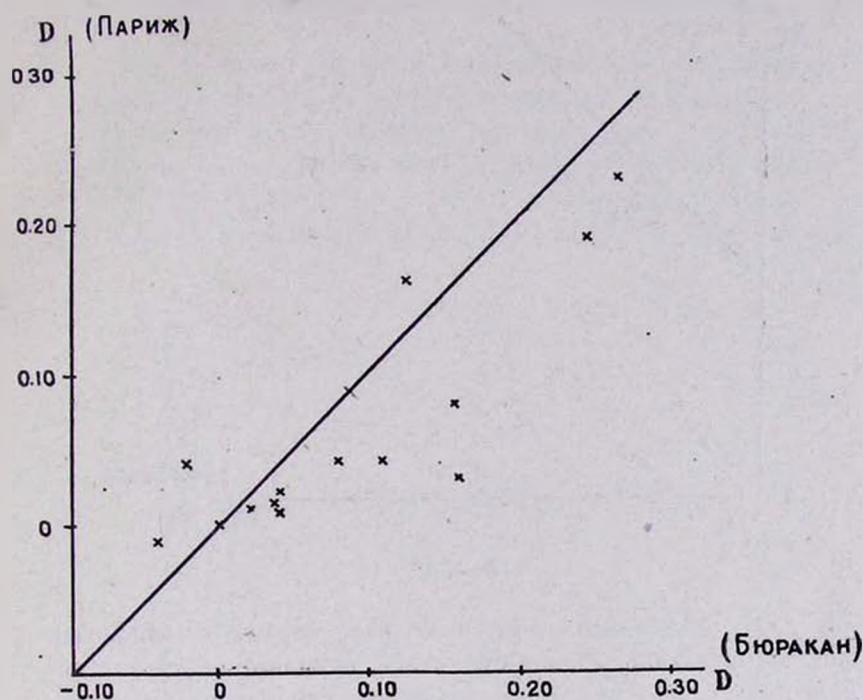
Для пятнадцати из 20 исследованных нами звезд в работах упомянутых исследователей имеются определения величины Бальмеровского скачка, а для двенадцати — определения градиентов.

К сожалению, их последняя работа [31], выполненная по наблюдениям на более совершенном инструменте, содержит определения только величины Бальмеровского скачка.

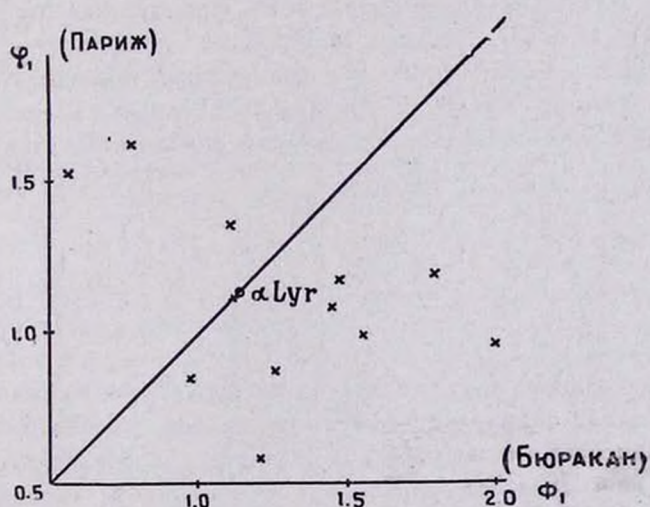
На фиг. 15 приведено графическое сопоставление наших определений D с определениями Барбье и др. Если учесть некоторое различие в нуль-пунктах ($D = 0.46$ для α Лиры по нашему определению), то согласие удовлетворительное, причем отклонения находятся в пределах вероятных ошибок определений (± 0.05).

Положение совсем иное в отношении градиентов. Не допуская большой ошибки, мы можем сравнить наши Φ_1 и Φ_2 непосредственно с φ_1 и φ_2 . Как показывает графическое сравнение Φ_1 и φ_1 (фиг. 16) прежде всего бросается в глаза большой разброс точек на графике вокруг прямой, соответствующей равным значениям этих величин, причем в среднем наши градиенты больше (следовательно спектрофотометрические температуры ниже) парижских.

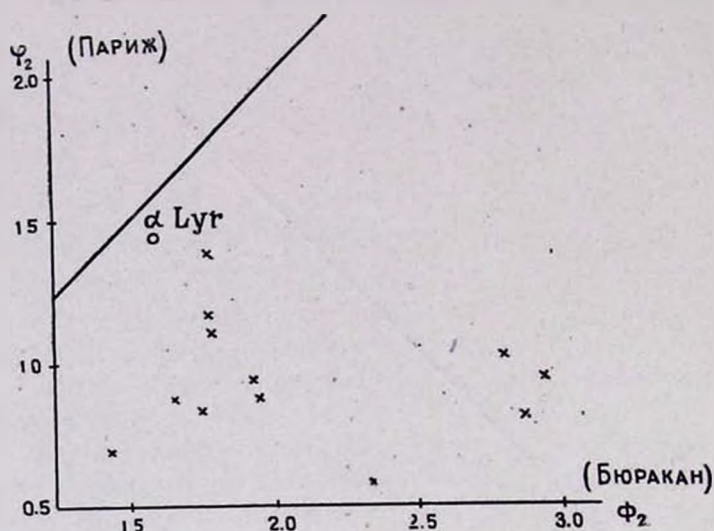
Еще хуже в этом отношении положение для градиентов за Бальмеровским скачком: Φ_2 и φ_2 (фиг. 17). Положение не спасает разница в нуль-пунктах (для α Лиры $\Phi_2 = 1.60$). Разница между нашими значениями и парижскими настолько ве-



Фиг. 15.



Фиг. 16.



Фиг. 17.

лика, что приходится допустить, что, наряду с ошибками экспериментального характера, здесь, повидимому, значительную роль играет реальное изменение рассматриваемых величин во времени (что, во всяком случае, наблюдается в случае γ Кассиопеи по определениям французских исследователей). В связи с этим необходимо подчеркнуть, что все 12 звезд, общих у нас и у французских исследователей, без исключения, имеют те или иные особенности в спектрах.

Ниже для наглядности приводим список этих звезд.

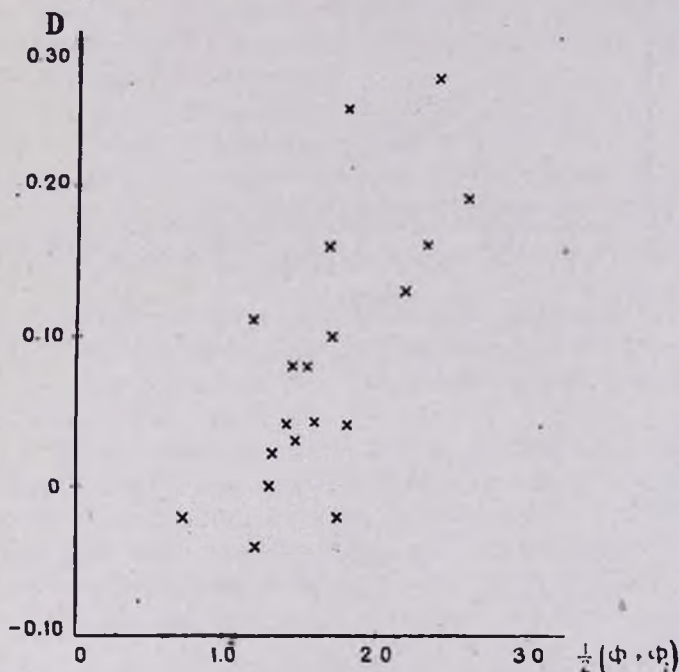
Звезда	Спектр	Звезда	Спектр	Звезда	Спектр
α Cas	cB0e α	c Per	B3nc	f' Cyg	B3nc
ε Cas	B5s	S Mon	07s	ν Cyg	B3nc
η Per	B0n δ	P Cyg	B1eq	λ Ser	06nf
ζ Per	08n	55 Cyg	cB2e α	π Aqu	B1nc

Настоящая работа является только первой попыткой исследования специально выбранных звезд ранних классов с особенностями в спектрах, и пока еще рано говорить относительно характера физических изменений в атмосферах этих звезд.

Нам кажется, что новые наблюдения этих звезд дадут возможность вернуться к этому вопросу в будущем.

Небезинтересно, однако, рассмотрение соотношений между различными физическими характеристиками исследованных нами звезд.

График зависимости (фиг. 18) D от $\frac{1}{2}(\Phi_1 + \Phi_2)$ нагляд-

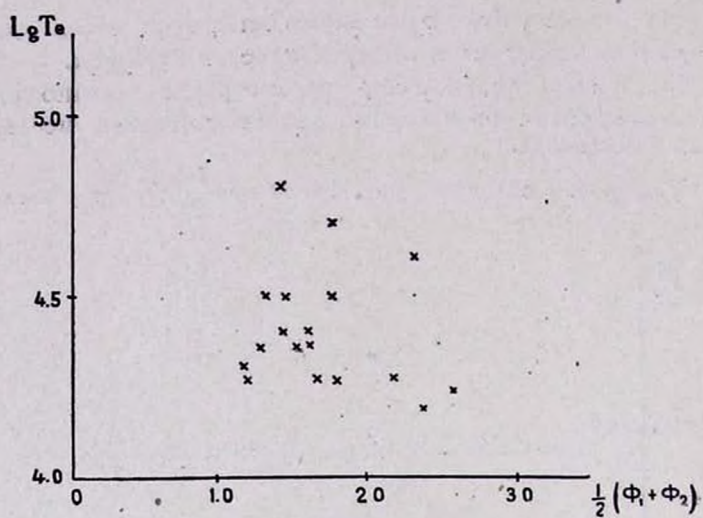


Фиг. 18.

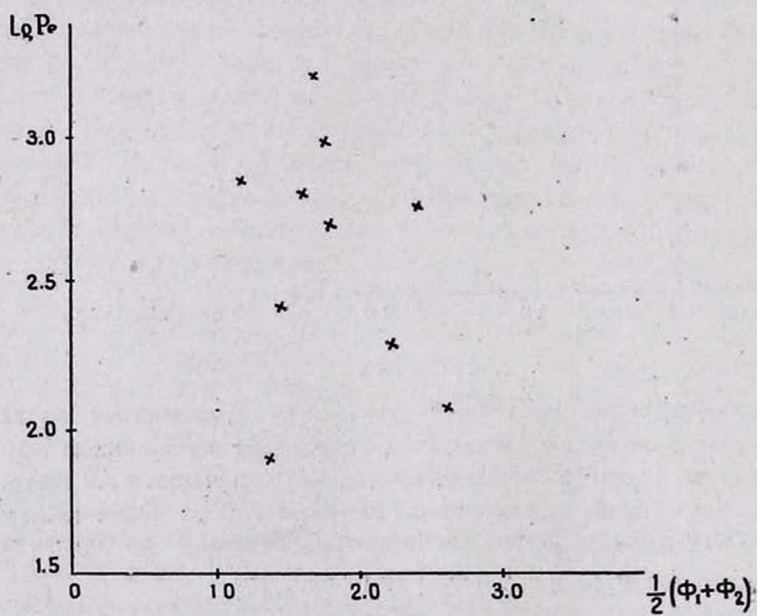
но иллюстрирует известный факт, что для ранних звезд величина Бальмеровского скачка возрастает с убыванием температуры, достигая своего максимального значения у A0 звезд.

Увеличение эффективной температуры с увеличением спектрофотометрических температур показано на графике зависимости $\lg T_e$ от $\frac{1}{2}(\Phi_1 + \Phi_2)$ (фиг. 19).

Как показано на фиг. 20, по графику $\left[\lg P_e, \frac{1}{2}(\Phi_1 + \Phi_2) \right]$



Фиг. 19.



Фиг. 20.

об электронном давлении в атмосфере звезды по известной температуре невозможно сказать ничего определенного. Известно, что это давление зависит также от светимости звезды.

Наиболее интересным оказывается рассмотрение величин

$$\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1).$$

Разделив все исследованные звезды по спектральным особенностям на следующие четыре группы:

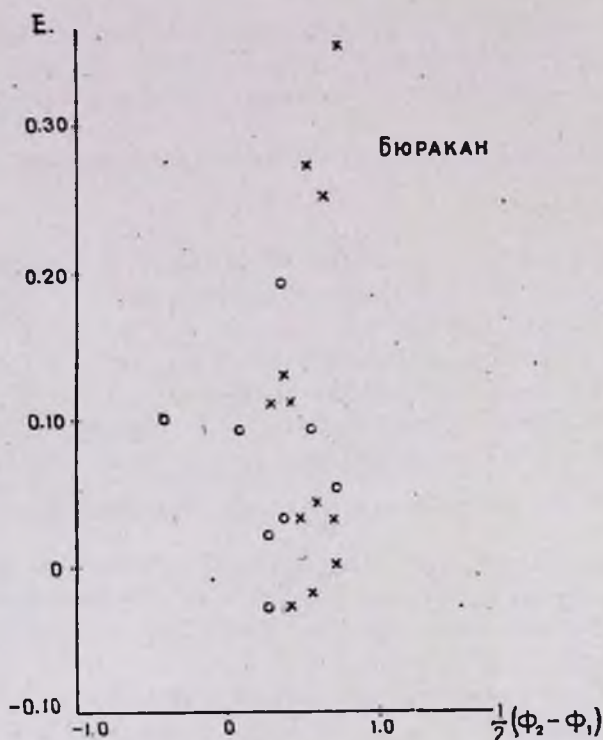
- а) нормальные звезды,
- б) сверхгиганты (характеристика с),
- в) звезды с характеристикой s,
- г) карлики (характеристика п) и звезды с характеристикой пе и вычислив средние значения полуразности

$\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1)$ для упомянутых групп, мы заметили следующий любопытный факт: для последней группы эта величина (0.27) в среднем почти в два раза меньше, чем для первых трех групп. Для последних же она имеет почти одно и то же значение (0.47, 0.55, 0.56).

Чтобы убедиться, что это не случайность, мы то же самое сделали для всех 64 звезд классов О и В (до В5 включительно), исследованных Барбье и его сотрудниками. Оказалось, что подобное явление наблюдается и для них. Особенно резко это выражается для звезд ВО и О.

Именно для всех звезд со спектральной характеристикой п или пе величина $\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1)$ в среднем меньше, чем для всех остальных звезд.

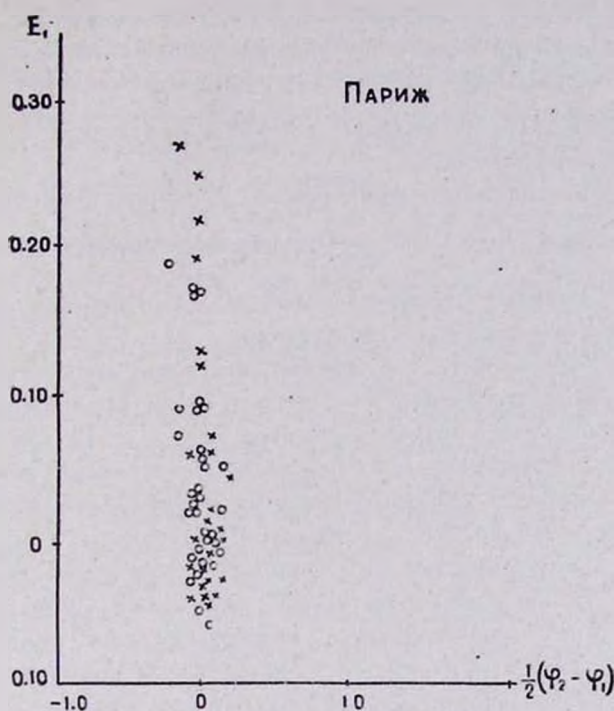
Этот факт приобретает значительный интерес еще из-за того, что разность $\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1)$ не зависит от поглощения в межзвездном пространстве. Это видно из фиг. 21 и 22, где показаны графики зависимости $\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1)$ от избытка цвета E_v [3]. Кругами обозначены звезды четвертой группы, крестиками все остальные звезды.



Фиг. 21.

Величина $\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1)$ во всех случаях (за исключением звезды 2 Vul—В0пп) положительная. У Барбье и др. она имеет отрицательное значение для группы звезд с характеристикой п или пе и для группы сверхгигантов, что связано с систематической разницей между значениями $\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1)$ у нас и у французов. Тем не менее, в обоих случаях эта разность для четвертой группы (для карликов) гораздо меньше, чем для остальных звезд.

Спектрофотометрические температуры, определенные нами, систематически ниже, чем следовало бы ожидать по теории Э. Р. Мустеля. Однако соотношение между T_1 и T_2 согласуется с теорией ($T_1 > T_2$, за исключением 2 Vul).



Фиг. 22

В этой связи следует указать, что спектрофотометрические температуры, полученные нами, не освобождены от влияния межзвездного поглощения, особенно значительного для звезд, расположенных в плоскости Галактики.

В конце работы стоит перечислить следующие предварительные выводы, вытекающие из настоящей работы.

1. Значения основных параметров, характеризующих непрерывное излучение звезд: спектрофотометрических градиентов, определенные нами, иногда весьма значительно отличаются от значений, полученных другими наблюдателями, особенно для ультрафиолетовой области спектра. Возможно, что здесь играет роль реальное изменение этих величин во времени.

2. Высоты однородных водородных атмосфер исследованных 12 звезд показывают определенный ход (повидимому статистический) со светимостью, причем не совсем одинаковый для звезд брльшей ($M < -3^m$) и меньшей ($M > -3^m$) светимостей:

3. Полуразность абсолютных спектрофотометрических градиентов звезд: $\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1)$ является определенным параметром звезды, каким-то образом связанным с особенностями звезды (размеры, вращение).

4. Телескоп АСИ-5 вполне пригоден для исследования непрерывных и линейчатых спектров звезд вплоть до далекой ультрафиолетовой области спектра.

Более подробное рассмотрение всех затронутых в дискуссии вопросов предполагается провести после окончательной обработки всех полученных спектрограмм.

В заключение считаю приятным долгом выразить свою глубокую благодарность моему научному руководителю проф. В. А. Амбарцумяну, исключительным вниманием и ценными советами которого я пользовался непрерывно.

При выполнении настоящей работы большую помощь оказал мне проф. О. А. Мельников, которому, пользуясь случаем, выражаю свою искреннюю благодарность.

Бюракан — Ленинград

1951

ՎԱԼ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԴԱՍԵՐԻ ՄԻ ՇԱՐՔ ԱՍՏՂԵՐԻ
ՍՊԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԿ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Իրենց աչքի ընկնող ֆիզիկական հատկանիշների շնորհիվ վաղ սպեկտրալ դասերի աստղերը վաղուց ի վեր զբաղվել են բազմաթիվ հետազոտողների ուշադրությունը:

Ներկայումս, պրոֆ Վ. Հ. Համբարձումյանի կողմից աստղասփյուռների՝ երիտասարդ աստղերի այդ սխտեմների հայտնագործումից հետո այդ աստղերի վերաբերյալ կատարվող հետա-

զոտությունները ստացել են առանձնահատուկ նշանակություն: Վաղ սպեկտրալ դասերի աստղերը շատ հաճախ հանդիսանում են ջերմ գերհսկաներից կազմված աստղասիւյուղների անդամներ և նրանց ուսումնասիրությունը մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում աստղերի էվոլյուցիայի և զարգացման հետ կապված հարցերի քննարկման տեսակետից:

Ներկա աշխատանքը նվիրված է Օ և B սպեկտրալ դասերի 22 աստղերի սպեկտրոֆոտոմետրիկ հետազոտությանը, աստղեր, որոնց մեծ մասը ունեն այս կամ այն սպեկտրալ առանձնահատկություններ:

Աշխատանքում օգտագործված է բնորոշված աստղերի և համեմատությունների աստղ ռ. Լյւր մոտ 100 սպեկտրոգրամ:

Աշխատանքի զիտողական մասը կատարված է 1949—1950 թթ. Հայկ. ՍՍՌ-ի ԳԱ Բյուրականի աստղադիտարանում (Արագածի հարավային լանջ, ծովի մակերևույթից 1500 մ բարձր) և Արագածում (ծովի մակերևույթից 3200 մ բարձր) բարձրալեռնային էքսպեդիցիայի աշխատանքի ընթացքում:

Սպեկտրոգրամները ստացվել են Օ. Ա. Մելնիկովի սիստեմի հայրենական 10" ԱՍԻ-3 երկու տեղեկոսկոպների օգնությամբ (Բյուրականում՝ Բյուրականի, իսկ Արագածում՝ Պուլկովյան օբիեկտներով):

Աշխատանքի լաբորատոր մասը կատարված է Լենինգրադում՝ ՍՍՌ-ի Գիտությունների տկաղեմիայի Գլխավոր (Պուլկովյան) աստղադիտարանի սպեկտրոսկոպիկ լաբորատորիայում:

Աշխատանքում համառոտ պատմական տեսությունից հետո քննարկված են սպեկտրոգրամների մշակման հետ կապված մի շարք հարցեր: Առանձնահատուկ ուշադրություն է դարձված մթնոլորտի կլանող ազդեցության հաշվառմանը:

Աշխատանքի զգալի մասը նվիրված է Օ և B սպեկտրալ դասերի 20 աստղերի անընդհատ սպեկտրների ուսումնասիրությանը $\lambda = 3100-4900 \text{ \AA}$ տիրույթում: Որոշված են այդ սպեկտրները բնութագրող պարամետրերի՝ սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտների (մինչ Բալմերյան թռիչքը և թռիչքից հետո) և Բալմերյան թռիչքի մեծության արժեքները: Որոշված է համեմատության աստղ ռ. Լյւր բացարձակ սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտի մեծությունը: Որոշված են նաև ուսումնասիրված աստղերի սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանները:

Աշխատանքի վերջում բերված են ջրածնի կլանման գծերի ֆոտոմետրիայից ստացված հիմնական արդյունքները՝ գծերի էկվիվալենտ լայնությունները և մնացորդային ինտենսիվությունները, բալմերյան սերիայի դիտվող վերջին գծի համարը, էլեկտրոնային ճնշումն ու ջրածնի ատոմների թիվը աստղերի մթնոլորտներում և վերջապես համասեռ ջրածնային մթնոլորտների բարձրությունները:

Ստացված արդյունքները համեմատված են այլ հետազոտողների արդյունքների հետ: Բերված է արդյունքների համառոտ քննարկումը:

ԱՍԻ-5 հայրենական տեխնոպը հաշվված է աֆոկալ սիստեմով՝ երկու պարաբոլիկ հայելիներից (գծ 2): Գլխավոր գոգավոր հայելին ($d = 250$ մմ, հարաբերական բացվածքը $1:3$) կենտրոնում ունի շրջանաձև անցք: Երկրորդ ուռուցիկ հայելու տրամագիծն է 40 մմ:

250 մմ տրամագծով լույսի փունջը՝ աստղից, տեխնոպի օպտիկական սիստեմում փոխարկվում է 40 մմ տրամագծով, բայց էներգիայի ավելի մեծ խտությու՝ ունեցող զուգահեռ փնջի: Վերջինս ընկնում է Կորնյուի տիպի կվարցե պրիզմայի վրա (բեկող անկյունը՝ 60°) որի օգնությամբ ստացվող սպեկտրը կվարցե օբեկտիվի միջոցով պատկերվում է լուսանկարչական թիթեղի վրա:

Ուսումնասիրության համար մատչելի $\lambda = 2500 - 6000 \text{ \AA}$ մարդջ սպեկտրալ տիրույթում լավ ֆոկուս ունենալու համար կասետայի հարթությունը թեքված է օպտիկական առանցքի նկատմամբ 42° , ընդ որում այդ թեքությունը կարելի է փոխել:

Տեխնոպի օպտիկական սիստեմի հիմնական առավելությունը, մյուս սիստեմների նկատմամբ կայանում է նրանում, որ հնարավորություն է տալիս օգտագործել երկրորդ զուգահեռ փնջին համապատասխան կվարցե պրիզմա՝ դիտավորող մոնոդամբողջ լույսային էներգիայի օգտագործմամբ:

Սպեկտրոգրաֆի դժային դիսպերսիան $210 \text{ \AA/մմ}$ է $H\beta$ գծի մոտ կասետայի 42° թեքության դեպքում: Սպեկտրոգրաֆի կվարցե օպտիկան թույլ է տալիս թափանցել սպեկտրի հեռավոր ուլտրամանուշակագույն մասը մինչև $\lambda = 2500 \text{ \AA}$:

Բոլոր սպեկտրները ստացվել են Իստմեն-կոդակ $103a0$ ($4,5 \times 6,0$ մմ) լուսանկարչական թիթեղների վրա և հայտնաբերված են

«Ատոմալ» հայտարարիչով 8—12 բոլորի ընթացքում, 3 սմ երկարությամբ սպեկտրները ընդգրկում են $\lambda = 3000-5000 \text{ \AA}$ սպեկտրալ տիրույթը:

Սպեկտրոգրաֆի դիսպերսիոն կորերը՝ կասետայի 5 տարբեր թեքությոնների համար (գծ. 4) ստացված են սնդիկի և երկաթի (կայծ) սպեկտրների միջոցով ավտոկոլիմացիոն (գծ. 3) սխեմայի օգնությամբ:

Սպեկտրոգրամների ստանդարտիզացիայի համար աստղային ֆոտոմետրիկ ցուցանիշները (шкалы) ստացված են տարբեր գործող մակերես ունեցող դիաֆրագմաների (գծ. 6) միջոցով և LyT սպեկտրների նկարահանմամբ: Դիաֆրագմաների մակերեսների հարաբերությունը որոշված է սովորական և սպեկտրոֆոտոմետրիկ մեթոդներով:

Լաբորատոր ցուցանիշները ստացված են դիֆուզ լույսով լասալորվող աստիճանավոր ճեղքի օգնությամբ Պուլկովյան աստղադիտարանի կվարյե սպեկտրոգրաֆով:

Խաղակտերիստիկ կորերը ստացվել են 15 ալիքային երկուրությունների համար, որոնք հետո միացվել են չորս տիրույթների համար՝

$\lambda = 3000-3450 \text{ \AA}$, $3450-3800 \text{ \AA}$, $3800-4300 \text{ \AA}$, $4300-5000 \text{ \AA}$

Սպեկտրոգրամների մշակման ժամանակ օգտագործվել են այդ միացյալ կորերը (գծ. 7):

Բոլոր սպեկտրոգրամները մշակվել են նրանց միկրոֆոտոմետրիկ գրանցումների հիման վրա, որոնք ստացվել են Մոլլի ինքնագիր միկրոֆոտոմետրի միջոցով:

Սպեկտրոգրամների կալիբրավիկայի համար օգտագործվել է վոլֆրամի թելիկով և կվարցե սլատուհանով հատուկ լամպ, որի սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանը մեծ ճշտությամբ որոշված է եղել ՍՍԽԴ Գիտությունների ակադեմիայի Մենդելեևյևիլի անվան մետրոլոգիայի ինստիտուտում:

Մթնոլորտի թափանցիկության գործակիցները որոշված են 1949 թ. Բյուրականում և Արագածում կատարված դիտումների հիման վրա: Այդ նպատակով համեմատության աստղ $\alpha \text{ LyT}$ դիտվել է տարբեր զենիթային հեռավորությունների վրա, Գործակիցների որոշումը հանգել է՝

$$m_z - m_0 = -2,5 [F(z) - 1] \lg p$$

տեսքի հավասարումների սխեմայի լուծմանը՝ փոքրագույն քառա-

կուսիների մեթոդով: Բանաձևում m_z — աստղային մեծությունն է z զենիթային հեռավորության վրա, m_0 — զենիթում, p — միևնույն տիկ թափանցիկության գործակիցը, իսկ $F(z)$ — օդային մասնայի քանակը z զենիթային հեռավորության վրա ($z \leq 60^\circ$) դեպքում $F(z) \approx \sec z$:

Ստացված արդյունքները Բյուրականի և Լերապաձի համար բերված են № 3, 4 աղյուսակներում:

Աստղերի հարաբերական (α Lyg նկատմամբ) սպեկտրոֆոտոմետրիկ զրադիենտները՝ $\Delta\Phi = -0,921 \frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)}$ որոշված են

$$\Delta m_0 + \frac{1}{\lambda} \frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)} = \Delta m$$

տեսքի հավասարումների սխառմի լուծումից: Այստեղ Δm ուսումնասիրվող աստղի և α Lyg աստղային մեծությունների տարբերությունն է ալիքային թվի — $1/\lambda$ տվյալ արժեքի համար:

$\Delta\Phi$ մեծությունները որոշված են $\lambda = 3100-3700 \text{ \AA}$ և $\lambda = 3700-4900 \text{ \AA}$ սպեկտրալ տիրույթների համար և բերված են № 5 աղյուսակում:

Բալմերյան թռչքի մեծությունը՝ $D = \lg \frac{I_{3647+2}}{I_{3647-2}}$ բոլոր աստղերի համար որոշված է α Lyg նկատմամբ: Վերջինիս համար ըստ մեր որոշման $D = 0.46$: Ստացված արդյունքները բերված են № 7 աղյուսակում:

α Lyg բացարձակ սպեկտրոֆոտոմետրիկ զրադիենտը՝

$$\Phi_0 = \frac{c_2}{T_0} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0}} \right)^{-1} \quad (\text{որտեղ } T_0 = \alpha \text{ Lyg սպեկտրոֆոտոմետրիկ}$$

տրիկ ջերմաստիճանն է λ միջին ալիքային երկարություն ունեցող տիրույթի համար, իսկ $c_2 = \text{Const}$ Պլանկի բանաձևից) համաձայն մեր վերոշման հավասար է՝

$$\Phi_0 = 1,14 \quad \lambda = 3700-4600 \text{ \AA} \text{ տիրույթում}$$

$$\Phi_0 = 1,60 \quad \lambda = 3200-3700 \text{ \AA}$$

Այս արժեքների հիման վրա բոլոր աստղերի բացարձակ սպեկտրոֆոտոմետրիկ զրադիենտները և սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանները բերված են № 8 աղյուսակում:

Մեր ցուցակի 12 աստղերի համար ստացված են ջրածնի կլանման բոլոր, մշակման համար մատչելի, գծերի էկվիվալենտ լայնությունները (աղյուսակ № 10) և ֆնացորդային ինտենսիվությունները (աղյուսակ № 11):

Կլանման գծի էկվիվալենտ լայնության և բալմերյան սերիայում նրա ունեցած համարի միջև եղած կապակցության միջոցով որոշված են վերջին դիտվող գծի համարը— Π այդ սերիայում: Այդ մեծությունները օգտագործվել են աստղերի մթնոլորտներում էլեկտրոնների ճնշումը— P_e որոշելու համար Մոն-լերի բանաձևի օգնությամբ՝

$$\lg P_e = 1,19 + \lg T_e - 7,5 \lg n_m$$

էֆեկտիվ ջերմաստիճանները վերցված են Կայսերի աշխատանքից:

Ստացված արդյունքները բերված են № 14 աղյուսակում: Վերջապես Օ. Լ. Մելնիկովի առաջարկած մեթոդով որոշված են աստղերի մթնոլորտներում ջրածնի ատոմների թիվը և համասեռ ջրածնային մթնոլորտների բարձրությունը (աղյուսակ № 15):

Աշխատանքից հետևում են հետևյալ, բնականաբար նախական եզրակացությունները՝

1. Աստղերի անընդհատ սպեկտրները բնութագրող հիմնական պարամետրերի՝ սպեկտրոֆոտոմետրիկ զրադիենտների մեծ ստացած արժեքները երբեմն զգալի կերպով տարբերվում են այլ հետազոտողների ստացած արժեքներից: Այդ տարբերությունը հատկապես զգալի է սպեկտրի ուլտրամանուշակագույն տիրույթի համար: Հնարավոր է, որ այստեղ որոշ դեպքեր է խաղում այդ պարամետրերի ռեալ փոփոխությունը ժամանակի ընթացքում:

2. Համասեռ ջրածնային մթնոլորտների բարձրությունները որոշակի կերպով փոփոխվում են լուսատվության հետ միասին, ըստ որում այդ փոփոխությունը միատեսակ չէ մեծ ($M < -3^m$, 0) և փոքր ($M > -3^m$, 0) լուսատվության աստղերի համար (գծ. 14):

3. Աստղերի բացարձակ սպեկտրոֆոտոմետրիկ զրադիենտների կիսատարբերությունը՝ $\frac{1}{2} (\Phi_2 - \Phi_1)$ որոշակի ֆիզիկական

պարամետր է, ինչ որ ձևով կապված աստղի առանձնահատկությունների (չափեր, պտտում) հետ:

4. ԱՄԻ-5 տեխնիկայը միանգամայն պիտանի է աստղերի անընդհատ և գծավոր սպեկտրների ուսումնասիրության համար ընդհուպ մինչև սպեկտրի հեռավոր ուլտրամանուշակագույն մասը:

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, 1947.
2. В. А. Амбарцумян и Б. Е. Маркарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **2**, 1948.
3. J. Stebbins, C. Huffer, A. Withford, Ap. J. **91**, 20, 1940.
4. C. Beals, Publ. Obs. Victoria, **4**, No. 17, 1930. Observatory **56**, 196, 1930.
5. Е. К. Харадзе, Бюллетень Абастуманской обсерватории, **1**, 39, 1937.
6. P. Merrill, C. Burwell, Ap. J. **78**, 389, 1933, **98**, 347, 1943.
7. Ching Sung Yu, Lick Obs. Bull. **12**, 161, 1926, **15**, 1, 1930.
8. B. Karpov, Lick Obs. Bull. **16**, 159, 1934.
9. C. Abbot, Ap. J. **69**, 293, 1929.
10. K. Pilowski, AN 278, Bd. 4, 145, 1950.
11. Г. А. Шайн и О. Струве, MN. **89**, 221, 1929.
12. Г. А. Шайн, Zs. f. Ap. **8**, 176, 1933.
13. В. Амбарцумян и Н. Козырев, Циркуляр ГАО, **1**, 12, 1932.
14. G. Miczaika, Zs. f. Ap. **25**, 268, 1948.
15. G. Miczaika, Zs. f. Ap. **25**, 72, 1948.
16. G. Miczaika, Zs. f. Ap. **25**, 77, 1948.
17. Г. А. Шайн, Циркуляр ГАО, 26—27, 14, 1939.
18. Г. А. Шайн, Бюллетень Абастуманской обсерватории, **7**, 83, 1943.
19. Г. А. Шайн и П. Ф. Шайн, Изв. Крымской обсерватории, **4**, 49, 1949.
20. Э. С. Бродская, Автореферат, ГАО, 1950.
21. Г. А. Шайн, Изв. Крымской обсерватории, **3**, 46, 1948.
22. A. Underhill, Ap. J. **107**, 349, 1918.
23. C. Beals, Jour. RAS Can. **34**, 169, 1940. Observatory **64**, 42, 1911.
24. Б. А. Воронцов—Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, М—Л., 1948.
25. P. Merrill, Ap. J. **79**, 183, 1934.
26. P. Merrill, O. Wilson, Ap. J. **80**, 19, 1934.
27. W. Hiltner, Ap. J. **105**, 212, 1947.
28. P. Swings, Publ. ASP. **56**, 238, 1947.
29. O. Struve, Ap. J. **90**, 699, 1939.
30. W. Adams, T. Dunham, Ap. J. **87**, 102, 1937.
31. D. Barbier, D. Chalonge, Ann d'Astr. **2**, 254, 1939, **4**, 31, 1941, **10**, 195, 1947.
32. О. А. Мельников и Б. К. Иоаннисiani, Изв. ГАО, 147, 1951.
33. Э. Р. Мустель, Труды ГАИШ, **13**, вып. 2, 5, 1940.
34. Э. Р. Мустель, Астр. Ж. **18**, 297, 1941, **21**, 133, 1944.
35. Н. А. Козырев, MN **94**, 430, 1934.
36. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.
37. В. Г. Горбачкий, Астр. Ж. **28**, 307, 1949.
38. В. А. Крат, Бюлл. Астр. obs. им. Энгельгардта, **15**, 6, 1938.
39. В. А. Амбарцумян и др. Курс астрофизики и зв. астрономии, **1**, 280, 1934.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД 63

40. *E. Schoenberg*, Theoretische Photometrie. H. der Ap. Bd. II, 1, 268, 1929.
41. *C. Abbot*, Ap. J. **34**, 203, 1911.
42. *Е. А. Полякова*, Труды Гл. Геофизической обсерватории, **19** (81), 185, 1950.
43. *Е. К. Никонова*, Изв. Крымской обсерватории, **4**, 119, 1949.
44. *Э. Р. Мустель*, Успехи астр. наук, **3**, 159, 175, 1947.
45. *A. Brill*, AN **218**, 209, 1923, **219**, 27, 356, 1923.
46. *Г. А. Тухов*, ДАН СССР, т. XLVII, № 1, 1945.
47. *О. А. Мельников*, Труды, ГАО, серия II, т. LXIV, 12, 16, 1950.
48. *S. Gunther*, Zs. f. Ap. **7**, 106, 1933.
49. *D. Inglis, E. Teller*, Ap. J. **90**, 439, 1939.
50. *F. Mohler*, Ap. J. **90**, 429, 1939.
51. *G. Kuiper*, Ap. J. **88**, 446, 1938.
52. *О. А. Мельников*, Труды АО ЛГУ, 1950 (в печати).

