

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

АВГУСТ, 1982

ВЫПУСК 3

ЯРКИЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ В НОВЫХ СЕИФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИКАХ <i>В. А. Афанасья, Э. К. Денисюк, В. А. Липовский, А. И. Шитовиков</i>	329
ОБ ОСОБЕННОСТИ КРИВОЙ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИКИ NGC 2814 <i>И. К. Андреевич, Э. Е. Хичикян</i>	337
РАЦИОНАБЛЮДЕНИЯ ВЗАМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК NGC 7711 (МАРКАРЯН 528) — NGC 7715 (АГП 283, VV 51) И КВАЗАРА 061 <i>Г. Каджоян, Г. М. Товмасын</i>	413
К ТЕОРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛОСКИХ ПОДСИСТЕМ ГАЛАКТИК <i>М. Г. Абрамян</i>	350
ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭНТРОПИЙНОЙ ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК — II <i>Д. Писаревский</i>	356
ГРАДИЕНТ МЕТАЛЛИЧНОСТИ В ГАЛАКТИКЕ И ЕГО ПРОИСХОЖДЕНИЕ <i>В. А. Марсаков, А. А. Сучков</i>	367
АТМОСФЕРА КАНОПУСА. I. МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ . . . . . <i>А. А. Бельчик, А. С. Амбарцумян</i>	375
МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ В ИК СПЕКТРАХ М-ГИГАНТОВ . . . . . <i>В. Э. Аветисян, Ю. К. Мелик-Авансрян</i>	386
АБСОЛЮТНЫЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СПЕКТРАХ ЗВЕЗД ПО ДАННЫМ «ОРИОНА-2» <i>Г. А. Гурзидян, Р. А. Епремян, А. Б. Оганесян, С. С. Рустимбекова</i>	398
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ . . . . . <i>Д. М. Седрачян</i>	417
ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЛЕГКО ИОНИЗУЕМОГО ЭЛЕМЕНТА НА АТМОСФЕРУ ЗВЕЗД <i>Б. В. Аветисян, В. В. Соколов, Г. И. Топильская</i>	423
К ВОПРОСУ О РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ <i>В. С. Бегичев</i>	437
НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОМЕТ И ДРУГИХ МАЛЫХ ТЕЛ <i>Б. А. Воронцов-Вельяминов</i>	450
О ЗНАЧЕНИИ ПОСЛЕДНИХ ОТКРЫТИЙ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ <i>С. К. Веселовский</i>	455
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ПЕРЕМЕННОСТЬ В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ HD 21873 . . . . . <i>Р. Х. Оганесян</i>	460
ОБЗОРЫ	
ЗВЕЗДЫ ТИПА Г ГЕЛЬСА И РОДСТВЕННЫЕ ОБЪЕКТЫ . . . . . <i>А. В. Мирзоян</i>	464
О АЕГ АЛЕКСАНДРОВИЧ МЕЛЬНИКОВ . . . . .	498

Խ Ր Մ Վ Ր Մ Կ Կ Ա Ն Կ Ո Ղ Ե Ղ Ի Մ

Գ. Ս. Բիանովատի-Վոզան, Ա. Ա. Բոչարչուկ, Վ. Գ. Գորբաչևի, Հ. Մ. Տովմասյան,  
Ի. Մ. Վոսիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,  
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սամակյան, Լ. Ի. Սեդոյ,  
Վ. Վ. Սորոյն (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալոյդյան (պատ. շարունդար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук,  
В. Г. Горбачкин, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,  
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян,  
Л. И. Седов, В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасян

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 р. 40 к., подписная плата за год 5 р. 60 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաջադիպական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանձանակից բնագավառների զեռով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բազմը կուրսերի ուսանողների նամար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ս. 40 կ., բաժանորդագիրը 5 ս. 80 կ. մեկ տարվա նամար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատա»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ առասանմանում՝ «Մեծգրանարդևայա կնիդա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК 524.7

## ЯРКИЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ В НОВЫХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИКАХ

В. Л. АФАНАСЬЕВ, Э. К. ДЕНИСЮК, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ,  
А. И. ШАГОВАЛОВА

Поступила 18 декабря 1981

Принята к печати 3 мая 1982

В работе приводятся наблюдательные данные о ярких эмиссионных линиях ( $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ , [N III], [S II], [O III]) у 14 сейфертовских галактик, открытых в последнее время. Исследуемые объекты могут быть разбиты на три группы, которые примерно соответствуют первому (5 объектов), промежуточному (4 объекта) и второму (4 объекта) сейфертовским типам. Особо отмечаются свойства галактики Маркаряна 1018, которая имеет признаки как первого, так и второго типа и отличается слабостью эмиссионных линий, связанной, вероятно, с дефицитом газа.

1. *Введение.* В работах [1—3] приведены некоторые первоначальные сведения для ряда новых сейфертовских галактик из последних списков объектов Маркаряна. Наблюдения нерасширенных спектров, выполненные на малом телескопе ( $D = 70$  см), позволили лишь заподозрить или установить принадлежность этих галактик к сейфертовскому типу. Для получения основных количественных характеристик спектры некоторых объектов из работ [1—3] сняты на 6-метровом телескопе в САО АН СССР со спектрографом УАГС и ЭОП типа УМ-92. Одновременно получены спектрограммы и двух галактик Аракеляна, 79 и 564, на принадлежность которых к сейфертовскому типу указывается в [4]. Аналогичная работа была начата на 6-метровом телескопе Афанасьевым и др. [5]. В настоящей статье количественные данные о пяти исследованных в [5] объектах (Маркаряна 876, 877, 915, 917, 1018) приводятся несколько более подробно.

Наблюдения проводились в осенние периоды 1977 и 1978 гг. Использовались две дисперсии, 92 и 45 А/мм, спектральное разрешение составляло 5 и 2.5 А, соответственно. Для каждого объекта были получены спектры в двух диапазонах, 4000—6000 А и 6000—7500 А. Калибровка производилась при помощи ступенчатого ослабителя, освещенного люминофором зеленого свечения. Ширина входной щели спектрографа была 0.12—0.15 мм, что составляет 1.0—1.1". Размер изображений в период на-

блюдений менялся от 1 до 10". По этой причине часть спектрограмм недодержана. Обработка спектрограмм проводилась в Астрофизическом институте АН КазССР на двухканальном микрофотометре прямых интенсивностей. Второй канал использовался для вычитания спектра ночного неба.

Результаты измерений спектрограмм даны на рис. 1а, б и в табл. 1, где приведены: 1 — название объекта; 2, 6, 10 и 12 — эквивалентные ширины линий  $H_{\alpha}$ , [O III],  $H_{\beta}$  + [N II], [S II]; 3 и 7 — полная ширина на половине интенсивности линий  $H_{\alpha}$ , [O III]; 4, 8 и 11 — полная ширина линий  $H_{\alpha}$ , [O III] и  $H_{\beta}$  + [N II] на уровне непрерывного спектра, 5 и 9 — мера асимметрии ( $MA = W_{\text{сим}}/W_{\text{асим.}}$ ), где  $W_{\text{сим}}$  и  $W_{\text{асим.}}$  — эквивалентная ширина коротковолновой и длинноволновой частей линий, отсчитанных от центрального максимума, для линий  $H_{\alpha}$  и [O III]; 13 — оценки отношения интенсивностей линий дублета [S II]  $\lambda\lambda$  6717—31. У объектов, отмеченных звездочками, нами заподозрено наличие компонентов на профилях эмиссионных линий. Эти объекты представляют интерес для детальных исследований контуров с высоким разрешением. В описании спектров конкретных объектов приведены известные нам из литературы сведения.

Данные, приведенные в табл. 1, не исправлены за инструментальный контур, ширина которого на половине интенсивности составляет 250 и 450 км/с для дисперсий 45 и 98 А/мм, соответственно. Эквивалентные ширины определены с точностью  $\sim 20$ —30% для  $W > 20$  А и  $\geq 50\%$  для  $W < 20$  А, неуверенные случаи отмечены двоеточием. Вопросительный знак указывает, что наличие данной линии лишь подозревается.

2. *Обсуждение результатов.* Все исследованные объекты по количественным характеристикам эмиссионных линий в виду спектров можно разбить на три группы.

Первую группу составляют Маркарян 871, 876, 877, 1040 и 1048. Эта группа характеризуется прежде всего мощными и широкими водородными линиями, запрещенные линии низкого возбуждения слабы или отсутствуют, линии [O III]  $\lambda\lambda$  (4959+5007) несколько слабее по интенсивности, чем  $H_{\alpha}$ . Объекты этой группы можно уверенно отнести к раннему сейфертовскому типу Sy 1.0—1.3 по классификации Остерброка. Среди галактик этой группы объект Маркарян 877 выделяется весьма слабыми запрещенными линиями, что является характерным для квазаров.

Ко второй группе могут быть отнесены объекты Маркарян 699, 734, 915 и Аракелян 564. У объектов этой группы наиболее яркими также являются водородные линии, которые, однако, немного уже и слабее, чем у объектов первой группы. Как правило, становятся заметными линии [N II] и появляются линии [S II]. Линии [O III] порядка  $H_{\alpha}$  или ярче. К этой группе относятся объекты промежуточного типа, приблизительно от Sy 1.3 до Sy 1.7.

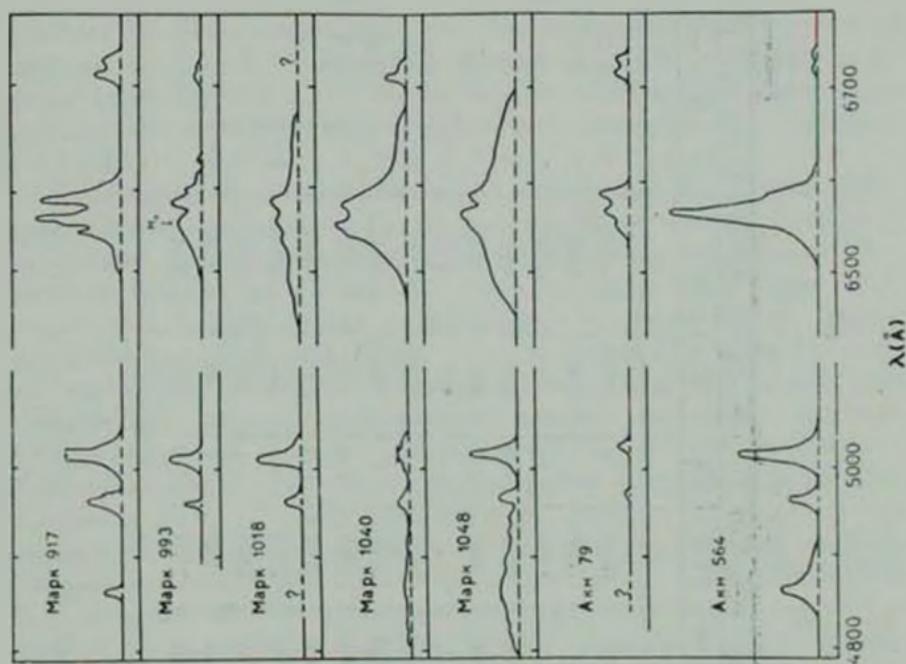


Рис. 1б.

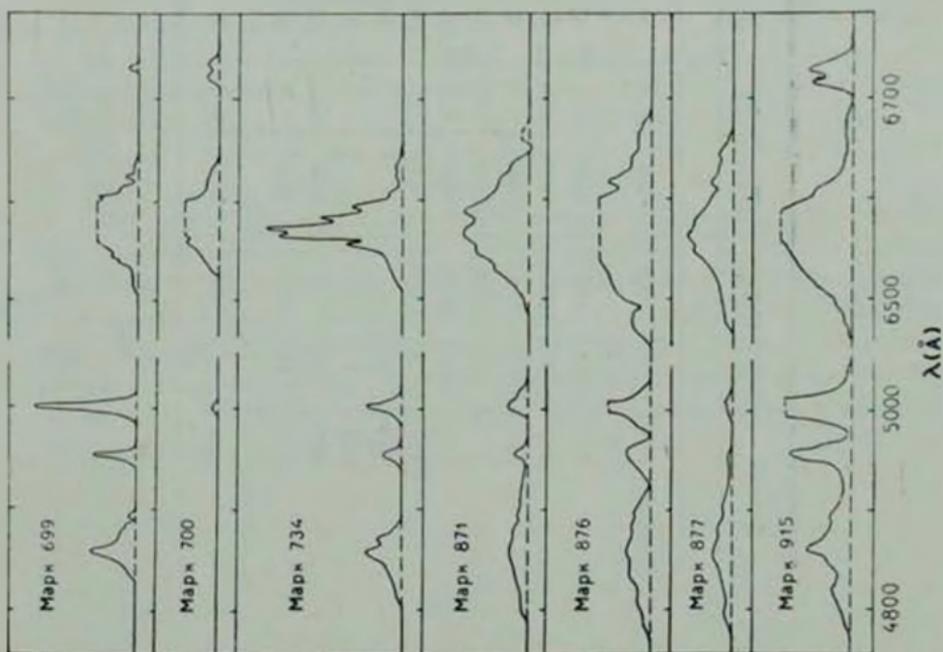


Рис. 1а.

Таблица 1

Объект	H $\beta$				[O III] $\lambda\lambda$ 4959 - 5007				H $\alpha$ + [N II] $\lambda\lambda$ 6548, 84		[S II] $\lambda\lambda$ 6717/31	
	W	FWHM	FWOI	MA	W	FWHM	FWOI	MA	W	FWOI	W	$I_{6717}/I_{6731}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Маркарян 699*	55	900	4600	0.9	68	500	1600	1:	160:	6800	4:	>1.5
700	<2:				2:		1000:		104	6000	23	1.2
734*	44	1000	4800	1.1	23	500	1500	$\approx 1$	270	6500	—	
871*	70	4000	9000:	0.9:	27	800	2000	0.9:	260	9500	?	
876*	95	6100	10700	1.0:	60	1200:	3000	1.0:	340	11000	—	
877*	63	3700	11700	0.9	4	?	?		180	>9000	—	
915*	116	1400	10000	0.9	>200	960	3500	~1	>330	11500	53	0.9
917	8	600	1100	1	100:	700	3500	?	150	5000	17	1.8
993*	?				22	400	1500	1.4	75	6000	8	0.9
1018	?				40	500	2100	0.8	145	11500	?	
1040	~15?	?	8500		20:	700	2500	~1	330:	10000	20:	
1048*	75	1800	11000	0.9	60	600	2400	~1	280	11200	8	?
Аракелян 79	?				10	600	1600		60	4000	30:	
564	50	1000	5000	0.8	80	600	3500	0.8	260	7000	5:	

К объектам третьей группы мы относим Маркарян 700, 917, 993 и Аракелян 79. Здесь водородные линии относительно слабы и часто у нас находятся на нижней границе обнаружения. Наиболее сильными оказываются линии [N II] и [S II]. Интенсивности линий [O III] могут принимать значения в широких пределах. Тип этих объектов по Остерброку  $Sy$  1.7—2.0.

Отметим, что наиболее однородной по свойствам нам представляется первая группа этих галактик. Среди объектов второй группы наблюдается значительное разнообразие свойств. Например, объекты Маркарян 734 и Аракелян 564 близки к объектам первой группы — у них слабы линии низкого возбуждения, однако их водородные линии по ширине заметно уже. Во второй группе выделяется также галактика Маркарян 915, которая, имея широкие и мощные водородные линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , обладает также и относительно мощными запрещенными линиями как низкого, так и высокого возбуждения. Среди объектов третьей группы следует отметить объект Маркарян 993. У него водородные линии при значительной ширине мало контрастны, в связи с чем  $H_\beta$  практически не обнаруживается на фоне континуума при фотографической регистрации. Наиболее выделяющимися в его спектре являются запрещенные линии ([N II]  $\lambda$  6584  $\approx$   $H_\alpha$ ). На наш взгляд, этот объект по своим физическим свойствам сходен с галактикой Маркарян 915. Различие между ними заключается лишь в уровне непрерывного спектра.

Считаем необходимым особо выделить галактику Маркарян 1018. Если наличие мало контрастных крыльев у линии  $H_\alpha$  реально, то ее можно было бы отнести к первой группе. С другой стороны, в спектре определенно наблюдается узкий компонент у  $H_\beta$ , линия [N II]  $\lambda$  6584 ярче пика  $H_\alpha$  и  $H_\gamma$  много ярче  $H_\beta$ , т. е. имеются признаки третьей группы. Примечательной особенностью этой галактики является слабость всех линий, связанная, на наш взгляд, с дефицитом газа.

Как видно из табл. 1, для водородных линий большинства объектов ранних сейфертовских типов ( $Sy$  1—1.5) характерна небольшая асимметрия ( $MA \approx 0.9$ ), связанная с наличием слабого, но далеко простирающегося красного крыла, часто достигающего у  $H_\beta$  линий [O III]. Запрещенные линии часто также асимметричны, но среднее значение меры асимметрии близко к единице. Наличие дополнительных максимумов, как видно из таблицы, связано с присутствием широких компонентов и встречается у всех сейфертовских типов.

### Описание спектров

*Маркарян 699.* Центральная часть бленды  $H_{\alpha} + [N II] \lambda 6548-84$  передержана, поэтому ее эквивалентная ширина определена приближенно. Линии  $[N II] \lambda 6548-84$ , вероятно, присутствуют. На широких крыльях  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  ряд эмиссионных деталей имеет совпадающие относительно центров линий лучевые скорости:  $+2100$ ,  $+1100$  и  $-1300$  км/с. Детали более заметны на крыльях  $H_{\beta}$  с относительными интенсивностями  $(0.2-0.3) I_{\text{центр}}$ . Линии  $N_1$  и  $N_2$  довольно узкие и слегка асимметричны — с коротковолновым крылом. Согласно данным [6] полуширина и полная ширина линий  $H_{\beta}$  и  $[O III]$ , соответственно, равны 1060, 5500 и 500, 1500, что хорошо согласуется с нашими данными.

*Маркарян 700.* Центральная часть бленды  $H_{\alpha} + [N II] \lambda 6548-84$  передержана, поэтому эквивалентная ширина нами недооценена. Центральная интенсивность линии  $[N II] \lambda 6584$  больше, чем  $H_{\alpha}$ . Общий контур этой бленды не очень широкий и без заметных деталей на крыльях. Линии  $[S II] \lambda 6717-31$  уширены и почти слиты. Видна линия  $[O I] \lambda 6300$  с центральным пиком и заметными крыльями.  $H_{\beta}$  и линии  $[O III] N_1$  и  $N_2$  весьма слабы. На расстоянии  $\sim 10$  А в длинноволновую сторону от  $H_{\alpha}$  намечается абсорбция с эквивалентной шириной порядка эквивалентной ширины  $H_{\beta}$ . В целом описанные особенности хорошо согласуются с видом спектра и данными об этой галактике в работе [7].

*Маркарян 734.* У линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  наблюдается довольно резкий центральный максимум и низкие широкие крылья, красное крыло заметно искажено поглощением в полосе В. Линии  $[N II] \lambda 6548-84$  относительно слабы.  $N_1$  и  $N_2$  узки и довольно симметричны. Линии водорода, вероятно, имеют несколько эмиссионных деталей. С наибольшей вероятностью у линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  присутствуют эмиссионные детали с лучевыми скоростями относительно центра  $+600$  и  $-350$  км/с.

*Маркарян 871.* На красном крыле линии  $H_{\beta}$  хорошо заметен максимум, со скоростью  $+1300$  км/с, у  $H_{\alpha}$  вблизи этого места располагается сильная линия  $[N II] \lambda 6584$ ; возможно, также присутствуют максимумы  $-1700$  и  $+2050$  км/с. Вероятно, наблюдаются слабые линии  $[S II] \lambda 6717-31$ . Линии  $[O III] N_1$  и  $N_2$  немного шире инструментального контура.

*Маркарян 876.* Линии  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  очень мощные и широкие. Вероятно, имеется несколько дополнительных максимумов:  $-3900$   $+2300$  км/с и, возможно, другие. Хотя центр линии  $H_{\alpha}$  передержан, хорошо заметен пик  $[N II] \lambda 6584$ . Линии  $[S II]$  отсутствуют.  $N_1$  и  $N_2$  заметно шире инструментального контура и асимметричны.

*Маркарян 877.* Эта галактика по виду линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  похожа на предыдущую. Возможен компонент, смещенный относительно центра на  $+2200$  км/с. Линия  $[N II] \lambda 6584$  весьма слаба либо отсутствует.  $N_1$  и  $N_2$  относительно очень слабы и узки. Следует отметить, что линии  $H_\alpha$  и  $[S II] \lambda 6717$  у объектов Маркарян 876 и 877 попадают в область очень сильных полос ОН, что сильно затрудняет анализ контуров этих объектов.

*Маркарян 915.* Линии  $[O III] \lambda 4960$  на наших спектрах передержаны, но, судя по  $N_2$ , эти линии симметричны без заметных крыльев.  $H_\beta$  имеет центральный пик и широкое основание с дополнительными деталями. Одна из них на расстоянии  $-2300$  км/с заметна также и на синем крыле бленды  $H_\alpha + [N II] \lambda 6584$ . Вероятно, присутствуют слабые эмиссионные линии  $He II \lambda 4686$  и, возможно,  $[Ar IV] \lambda 4711$ .

*Маркарян 917.* Галактика со слабыми сейфертовскими особенностями. Линии  $H_\alpha$  и  $[N II] \lambda 6584$  хорошо разрешаются, как и линии  $[S II] \lambda 6717$ . Профили всех ярких линий схожи — яркий узкий пик и слабые, но хорошо заметные асимметричные крылья. Аналогичную структуру имеют и линии  $[O III] \lambda 4960$ .

*Маркарян 993.* Наибольшую центральную интенсивность в бленде  $H_\alpha + [N II] \lambda 6584$  имеет линия  $[N II] \lambda 6584$ , ширина которой заметно больше инструментального контура. Линии  $H_\alpha$  и  $[N II] \lambda 6584$  хорошо разделяются. Длинноволновое крыло  $H_\alpha$  заметно слабее коротковолнового. Возможно,  $H_\alpha$  имеет эмиссионный компонент, смещенный относительно центра на  $+1800$  км/с. Линии  $N_1$  и  $N_2$  узкие.  $H_\beta$  весьма слаба, и создается впечатление, что она состоит из нескольких малоконтрастных эмиссионных деталей.

*Маркарян 1018.* Спектр этой галактики похож на спектр предыдущего объекта. В качестве отличия можно указать на следующее: у этой галактики значительно длиннее красное крыло, сильно искаженное поглощением в В полосе  $O_2$ , достигающее линий  $[S II] \lambda 6717$ —31. Хорошо заметна линия  $[O I] \lambda 6300$ . Линии  $[O III] \lambda 4960$  у этой галактики умеренной интенсивности, слегка асимметричны относительно красного крыла.  $H_\beta$  практически отсутствует.

*Маркарян 1040.* Спектрограммы галактики невысокого качества, поэтому уровень непрерывного спектра проводится неуверенно и возможны ошибки в эквивалентных ширинах. В спектре хорошо заметны линии невысокого возбуждения  $[N II] \lambda 6584$ —84 и  $[S II] \lambda 6717$ —31. Структура водородных линий показывает широкий компонент без заметного центрального максимума. Линии  $[S II] \lambda 6717$  заметно блендируются линиями ОН.

*Маркарян 1048.* Линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  широкие, с небольшим центральным пиком и несколькими малоконтрастными эмиссионными деталями. Линии [O III]  $\lambda$  4960 и  $H_\gamma$  немного шире инструментального контура и довольно симметричны.

*Аракелян 79.* По спектрограммам, полученным с малой дисперсией, при плохих изображениях, можно отметить, что эмиссионные линии водорода относительно узки, без широких крыльев. Центральная интенсивность линии [N II]  $\lambda$  6584 больше, чем  $H_\alpha$  (контур искажен поглощением в В полосе). Линии [S II]  $\lambda$  6717—31 и [O I]  $\lambda$  6300 достаточно интенсивны и широки. В зеленой части спектра уверенно наблюдается только  $N_1$ .

*Аракелян 564.*  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  имеют сильный, относительно узкий центральный пик и слабые, несколько асимметричные крылья. Линии [N II]  $\lambda$  6548—84, [S II]  $\lambda$  6717—31 и [O I]  $\lambda$  6300 слабы.  $N_1$  и  $N_2$  по форме похожи на  $H_\alpha$ , но крылья у них слабее.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР  
Астрофизический институт АН Кав.ССР

## BRIGHT EMISSION LINES IN NEW SEYFERT GALAXIES

V. L. AFANASYEV, E. K. DENISYUK, V. A. LIPOVETSKY, A. I. SHAPOVALOVA

Observational data for bright emission lines ( $H$ , [N II], [O III], [S II]) in 14 Seyfert galaxies discovered recently are presented. The investigated objects can be divided into three groups which approximately correspond to the first (5 objects), intermediate (4 objects) and second (4 objects) Seyfert types.

Particular attention is given to the properties of Markarian 1018 which has features both of the first and second types and differs in weakness of emission lines connected apparently with gas deficit.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афанасьев, *Астрофизика*, 12, 665, 1976.
2. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Письма АЖ*, 3, 7, 1977.
3. В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Письма АЖ*, 5, 271, 1979.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 377, 1975; 12, 683, 1976.
5. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 193, 1980.
6. R. W. O'Connell, K. A. Kingham, P.A.S.P., 90, 244, 1978.
7. A. N. Koski, Ap. J., 223, 56, 1978.

УДК 524.7

ОБ ОСОБЕННОСТИ КРИВОЙ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИКИ  
NGC 2814

Н. К. АНДРЕАСЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 9 ноября 1981

Принята к печати 3 мая 1982

Приведены результаты спектроскопического исследования галактики NGC 2814. Делается предположение об автономном вращении гигантской H II области в северной части галактики с угловой скоростью  $0.7 \cdot 10^{-14}$  рад/с. Оценены массы H II области и внутренней части галактики.

1. *Введение.* Галактика NGC 2814 является членом группы галактик Но 124 [1] и относится к типу 10 по Вокулеру [2]. Крик и Ходж [3] включили ее в список галактик Iг II по «неразрешенности и присутствию полос пыли», а в недавней работе Босма и др. [4] предполагается, что NGC 2814 — SB галактика, видимая с ребра. Лучевая скорость этой галактики, определенная Пейджем [5] по линиям [N II]  $\lambda$  6584, H, и [O II]  $\lambda$  3727, равна 1790 км/с. Кривая вращения NGC 2814 до сих пор никем не изучена.

В настоящей статье приводятся результаты измерений лучевых скоростей отдельных областей и анализ кривой вращения NGC 2814 по спектрам, полученным на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории АН СССР. Результаты подробной спектрофотометрии будут опубликованы позже.

2. *Наблюдательный материал и результаты измерений.* На рис. 1 приведены репродукции прямых фотографий NGC 2814, полученных в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории в U, B и V цветах 29 апреля и 1 мая 1979 г. На этих фотографиях отчетливо обнаруживаются три конденсации — в северной, центральной и южной частях галактики. Северная конденсация находится на расстоянии  $8''$  от центра галактики, компактна и ее диаметр на U-пластинках равен  $\sim 6''$ . Эта конденсация выделяется по яркости в U цвете. Центральная конденсация вытянута вдоль большой оси галактики, имеет размеры  $\sim 9'' \times 6''$  и выделяется по яркости во всех трех цветах. Южная конденсация во всех цве-

тах значительно слабее северной и центральной и находится на расстоянии  $12.''6$  от центра галактики.

В первичном фокусе БТА с помощью спектрографа АСП-160 в сочетании с ЭОП типа М9Ц-В получены четыре спектрограммы NGC 2814 19/20.2 и 24/25.2. 1980 г. Они охватывают область спектра 3750—5050 Å, 4800—6000 Å и 5800—7000 Å, средняя дисперсия 65 Å/мм, спектральное разрешение примерно 5 Å, масштаб вдоль щели  $16''/\text{мм}$ , ширина щели спектрографа во время наблюдений была  $1.''3$ . Все спектры получены при ориентировке щели спектрографа по большой оси галактики ( $\theta = 92^\circ$ ). На рис. 2 приведен спектр NGC 2814 (область 4800—6000 Å), на котором сильный непрерывный спектр соответствует центральной конденсации (север сверху). В спектре центральной части галактики отождествляются линии [S II]  $\lambda$  6731 и 6717, [N II]  $\lambda$  6584 и 6548, [O III]  $\lambda$  5007 и 4959, [O II]  $\lambda$  3727 и линии бальмеровской серии водорода  $H_1$  и  $H_2$ . Эти линии прослеживаются в южную сторону до расстояния  $10''$ , а в северную сторону — до расстояния  $5''$  и заметно наклонены. Дальше  $5''$  от центра к северу расположен спектр северной конденсации, которая, судя по прямым снимкам и спектру, несомненно представляет собой сверхассоциацию или, иначе, гигантскую H II область. Здесь, кроме всех перечисленных выше линий, наблюдается еще и линия  $H_1$  бальмеровской серии водорода. Линии в спектре H II области также наклонены, но в противоположную наклоню линий галактики сторону, причем линии в спектре H II области значительно интенсивнее линий центральной части галактики.

Для определения лучевых скоростей использовались только линии  $N_1$ ,  $N_2$  и  $N_3$ , так как они достаточно интенсивны и прослеживаются по всей высоте щели. С этой точки зрения линия  $H_1$  также очень удобна, но в этой области спектра не впечатались удобные линии сравнения, и тем самым надежные измерения оказались невозможными. Измерения производились на приборе Ascocord. Методика измерений и алгоритм редукции масштабных искажений описаны в работе В. Л. Афанасьева [6]. Машинная обработка результатов измерений произведена по программе, налаженной в ВЦ СО АН СССР.

Лучевая скорость NGC 2814, исправленная за движение Солнца, по нашим измерениям оказалась равной  $1840 \pm 30$  км/с. Небольшая разница между этим значением и значением, определенным Пейджем [5], вероятно обусловлена тем, что Пейдж, по-видимому, определял лучевую скорость по самой яркой части спектральных линий, т. е. по линиям H II области. Разница между лучевыми скоростями центральной части галактики и H II области составляет 50—60 км/с.

Расстояние до NGC 2814 получается равным 25 Мпс. при  $H = 75$  км/с Мпс. Тогда расстояние H II области от центра галактики будет в проекции примерно 1000 пс, а ее линейный диаметр — 730 пс.

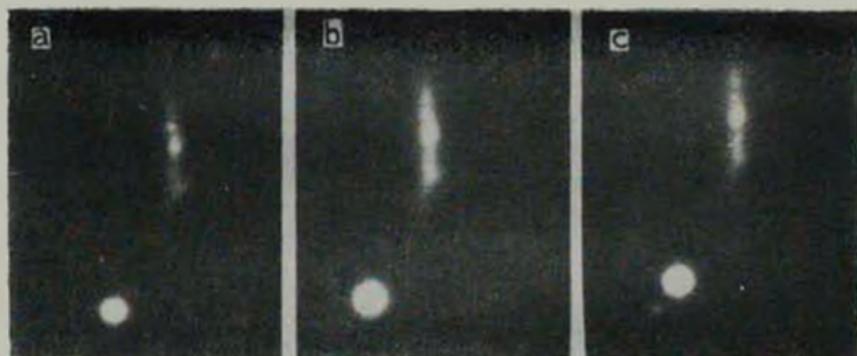


Рис. 1. Фотографии NGC 2814 в U, B и V цветах (север сверху).



Рис. 2. Спектр NGC 2814 (область 4800—6000 Å).

К ст. Н. Андрасян, Э. Хачикян

Кривая вращения NGC 2814 приведена на рис. 3, участок примерно от  $5''$  до  $10''$  в северной части соответствует северной H II области. Согласно Босма и др. [4] NGC 2814 видна нам почти с ребра, и поэтому при построении кривой вращения мы приняли угол наклона оси вращения галактики к лучу зрения равным  $90^\circ$ . Как видно из рис. 3, кривая вращения

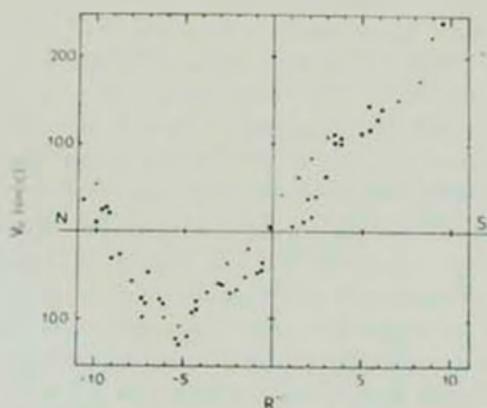


Рис. 3. Кривая вращения NGC 2814.

NGC 2814 асимметрична по отношению к центру галактики — в северной стороне на расстоянии примерно 600 пс от центра скорость вращения достигает максимального значения — 140 км/с и дальше резко уменьшается почти линейно, достигая значения 20 км/с на расстоянии 1350 пс от центра. В южную же сторону скорость вращения растет линейно до расстояния 1200 пс, не достигая максимума.

3. *Обсуждение.* Резкий изгиб на кривой вращения на близком к центру расстоянии наблюдался и у некоторых спиральных галактик, как, например, у M 31 [7], NGC 2903 [8] и т. д., но во всех известных случаях кривая вращения симметрична по отношению к центру. Как показано в работе [9], такого рода «первичный пик» не что иное, как свидетельство имевшегося в ядре галактики взрыва и истечения вещества из ядра, причем расстояние первичного пика от центра галактики зависит от времени, прошедшего после взрыва. Все эти выводы вряд ли применимы для NGC 2814, так как пик наблюдается только на одной ветви кривой вращения. У некоторых галактик с перемычкой, а также в случае близких соседей, наблюдается асимметричность кривой вращения. Но даже в этих случаях асимметрия проявляется лишь в незначительных деталях — в общих же чертах ход кривой вращения одинаков в обе стороны от центра, по крайней мере на сравнительно близких от центра расстояниях (для галактик с перемычкой кривая вращения прямолинейна до расстояния  $0.2 r_d$ , где  $r_d$  —

радиус видимого диска галактики, а для галактик с близкими компаньонами — до  $0.15 r_d$  [10]. Значительное отклонение от симметричности обнаружено на кривой вращения NGC 157, что связано с некруговым движением большого кольцевого образования, заметного и на прямых фотографиях [11].

Необычную форму кривой вращения NGC 2814, по-видимому, можно объяснить автономным вращением гигантской H II области, которая находится в северной части галактики. Возможно, что эта область является проектирующимся на NGC 2814 компонентом или спутником, обладающим собственным моментом вращения. Отрезок кривой вращения, соответствующий H II области, в пределах ошибок почти прямолинейен, и можно допустить, что вращение H II области твердотельное. Угловая скорость этого вращения получается равной примерно  $0.7 \cdot 10^{-14}$  рад/с, что соответствует периоду вращения  $10^7$  лет. Масса H II области, вычисленная из условия гравитационной устойчивости, равна примерно  $4.7 \cdot 10^6 M_\odot$ , при этом, так как спектральные линии неширокие, не учитывались движения под влиянием светового давления или ударной волны. Для массы галактики, заключенной в области с диаметром 1.2 кпс, получается нижний предел  $3.5 \cdot 10^9 M_\odot$ .

До настоящего времени мало что известно о вращении гигантских внегалактических H II областей. По ширине спектральных линий Френч [12] определил дисперсию скоростей II Zw 40 и, предположив, что дисперсия скоростей — результат вращения этого объекта, определил массу —  $4.5 \cdot 10^7 M_\odot$ . Кстати, если определить период вращения II Zw 40 по линейной скорости вращения, приведенной в работе Френча [12], то получится значение  $10^7$  лет.

Радионаблюдения указывают на вращательное движение галактических H II областей Orion A [13, 14], Orion B [15], W 49 [16] и NGC 7538 [17]. Период вращения этих объектов по порядку величины также оценивается в  $10^7$  лет. Оптические наблюдения до сих пор не приводили к непосредственному обнаружению вращения H II областей. Гигантские H II области являются, по-видимому, представителями плоской составляющей населения галактик. Допустим, что момент их вращения направлен перпендикулярно к плоскости галактик. Тогда, чтобы выявить вращение этих объектов, лучше всего наблюдать их в галактиках, обращенных к нам ребром. Однако в этом случае, из-за присутствия поглощающей материи в плоскости галактик, сверхассоциации труднодоступны наблюдениям. В галактиках же, видимых анфас, они хорошо наблюдаются, но обнаружить эффект вращения уже трудно. Наиболее благоприятными кажутся те редкие случаи, когда сверхассоциация находится на краю или недалеко от обращенного к нам края галактики, так как поглощение в этом случае не

будет играть существенной роли. Так обстоит дело, по-видимому, со сверхассоциацией в NGC 2814. Не исключена возможность, что сверхассоциация является спутником NGC 2814 и просто проектируется на галактику.

Для настоящей работы имел немаловажное значение большой масштаб системы БТА в перпендикулярном к дисперсии направлении, дающий возможность выявить тонкие эффекты вращения компактных объектов (см., например, [18]).

Приведенные выше данные еще раз подтверждают тот факт, что галактики типа M 82, к которым по мнению большинства авторов относится и NGC 2814, богаты населением плоской составляющей и в них происходят бурные процессы звездообразования [19].

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за интерес к работе, а также А. Буренкову за помощь при наблюдениях и О. Буренковой за помощь при обработке материала на ЭВМ.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE PECULARITY OF THE ROTATION CURVE OF THE GALAXY NGC 2814

N. K. ANDREASSIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

Results of spectroscopic investigation of NGC 2814 are presented. Rotation of the giant H II region in the northern part of the galaxy with angular velocity  $0.7 \cdot 10^{-14}$  rad s<sup>-1</sup>, is assumed. The masses of the H II region and inner part of the galaxy are estimated.

### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Holmberg, Ann. Lund Obs., No. 6, 1937.
2. G. de Vaucouleurs, Ap. J. Suppl. ser., 8, 31, 1963.
3. O. K. Krinke Jr., P. W. Hodges, A. J., 79, 1242, 1974.
4. A. G. Bosma, S. Casati, J. Hiltmann, J. M. van de Hulst, H. van Voerden, Astron. Astrophys., 89, 345, 1980.
5. T. Page, Ap. J., 159, 791, 1970.
6. В. А. Афанасьев, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 11, 51, 1979.
7. V. C. Rubin, W. K. Ford Jr., Ap. J., 159, 374, 1970.
8. S. M. Simkin, Ap. J., 195, 293, 1975.
9. T. Battaeharyya, B. Basu, Astrophys. Space Sci., 73, 395, 1980.
10. J. Kormendy, C. A. Normun, Ap. J., 152, 417, 1968.
11. А. В. Эзев, К. А. Кялмюв, Письма АЖ, 7, 131, 1981.
12. H. B. French, Ap. J., 240, 41, 1980.

13. *M. A. Gordon, L. M. Meeks, Ap. J., 152, 417, 1968.*
14. *P. G. Mezger, S. A. Ellis, Ap. Letters, 1, 159, 1968.*
15. *M. A. Gordon, Ap. J., 158, 479, 1969.*
16. *M. A. Gordon, D. C. Wallace, Ap. J., 167, 235, 1971.*
17. *J. Lada, E. J. Shatzson, Ap. J., 183, 479, 1973.*
18. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 16, 621, 1980.*
19. *Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 13, 577, 1979.*

УДК 524.7

RADIO OBSERVATIONS OF INTERACTING GALAXIES  
NGC 7714 (MARKARIAN 538) — NGC 7715 (ARP 284, VV 51),  
AND RADIO QUASAR UB1

G. KOJOYAN\*, H. M. TOVMASSIAN

Received 20 November 1981

Radio observations from a number of observers, at a multiplicity of frequencies, for a peculiar pair of interacting galaxies NGC 7714 (Markarian 538) — NGC 7715 (Arp 284, VV 51) and radio quasar UB1 are presented. The weighted sum of the spectral index for NGC 7714 and UB1 is  $\alpha = -0.99$  and  $\alpha = -0.81$ , respectively. The available data allows us to suggest that NGC 7715 is a radio variable.

1. *Introduction.* Stocke and Arp [1] have investigated the field of the interacting pair of galaxies NGC 7714 (Markarian 538) — NGC 7715 (VV 51, Arp 284) and the radio quasar UB1 (2333 + 019). They reported that the spectral index for NGC 7714 (Markarian 538) and UB1 is  $\alpha = -0.4$  and  $\alpha = -0.5$ , respectively. Stocke and Arp noted that the two interacting galaxies, and quasars UB1 and UB2, all fall closely along a line connected with a third, but smaller, disturbed galaxy. They have indicated that this alignment of objects suggests some physical association.

Of the pair, NGC 7714 (Markarian 538) appears brighter. It is a member of Markarian's list because it exhibits a UV excess on objective prism plates. Radio emission was first detected by Pfeleiderer [2] at 1400 MHz with the NRAO 91.4 meter radio telescope during the winter of 1969–70. Radio observations of this region have since been made by a number of observers at a multiplicity of frequencies.

2. *Observations.* Kojoyan et al. [3] observed the NGC 7714–7715 region at 2700 MHz (November 1977) and at 5000 MHz (August 1977) with the NRAO\*\* 91.4 meter radio telescope, obtaining peak flux values

\* National Academy of Sciences Exchange Scientist at the Byurekan Astrophysical Observatory, Armenia, USSR.

\*\* The National Radio Astronomy Observatory, Green Bank, West Virginia, is operated by Associated Universities, Inc., under contract with the National Science Foundation.

equaling  $113 \pm 27$  mJy at 2700 MHz and  $67 \pm 20$  mJy at 5000 MHz. The right ascension of the centroid of the flux density at 2700 MHz is  $23^{\text{h}}33^{\text{m}}48^{\text{s}}.5$  (1950.0) and agrees with the optical position of NGC 7715 (Table 2). The right ascension of the centroid of the flux density at 5000 MHz is  $23^{\text{h}}33^{\text{m}}58^{\text{s}}.4$  (1950.0) which is close to the optical position of UBI (Table 2). Observations with the National Astronomy and Ionosphere Center, Cornell-Arecibo Radio Observatory's\* 1000-foot radio telescope during 1978 [4] indicated a flux density of  $63 \pm 15$  mJy for the NGC 7714–7715 pair and  $182 \pm 36$  mJy for UBI at 1390 MHz (see Table 1, Fig. 1).

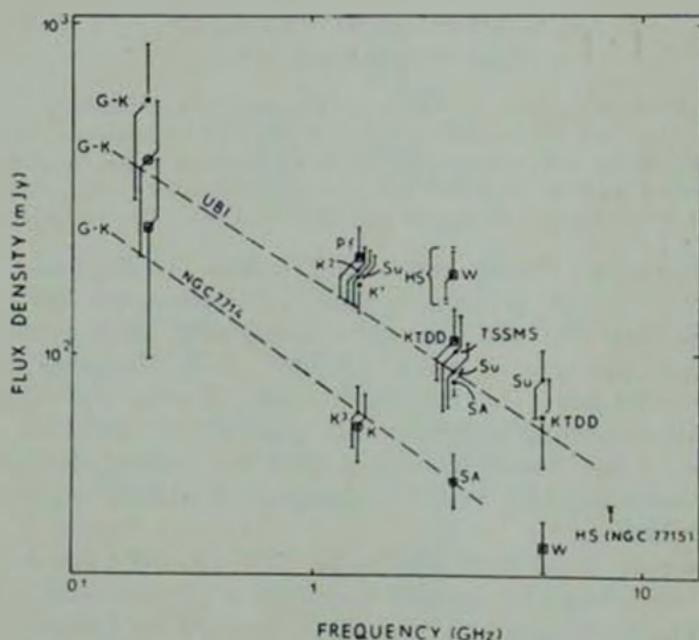


Fig. 1. Radio spectra for NGC 7714 (Mark 538), NGC 7715 (VV51, Arp 284) and UBI (O — NGC 7714,  $\square$  — NGC 7715,  $\bullet$  — UBI). Key: Pf — [2], W — [5], HS — [7], Su — [6], KTDD — [3], TSSMS — [8], SA — [1], G-K — [9], K, K', K<sup>2</sup>, K<sup>3</sup> — [11].

Pfleiderer's [2] observations of the NGC 7714–7715 region at 1400 MHz (NRAO 91.4 m system) resulted in a flux density of  $200 \pm 50$  mJy. The angular separation between the galaxies is about 2 arcminutes, which is less than the  $\sim 10.5$  arcminute beamwidth of the

\* The Arecibo Observatory is part of the National Astronomy and Ionosphere Center, which is operated by Cornell University under contract with the National Science Foundation.

telescope at the frequency of observation. Therefore, it was not possible to distinguish the amount that each member of the pair contributed to the observed flux. Wright [5] observed this region with the Parkes 64-meter system between September 1972 and August 1973 at 2700 MHz, obtaining  $180 \pm 30$  mJy, and at 5000 MHz, recording  $27 \pm 5$  mJy. The respective half-power beamwidths of 8 and 4 arcminutes did not allow for the resolution of the source of radio emission from the NGC 7714–7715 system.

Wright [5] detailed the radio spectrum of the source emanating from the neighborhood of NGC 7715, utilizing his 2700 and 5000 MHz data and apparently Pfleiderer's observations at 1400 MHz. The spectrum appeared unusual, prompting Wright to suggest that the source of radio emission may be variable.

Sulentic [6] observed this region at 1400, 2700 and 5000 MHz with the NRAO 91.4 meter transit system reporting  $179 \pm 35$  mJy,  $91 \pm 20$  mJy and  $86 \pm 20$  mJy, respectively. The corresponding half-power beamwidths were 10, 5.1 and 2.7 arcminutes. The 1400 and 2700 MHz observations were made during November 1973, and August and November 1974. Observations at 5000 MHz were made in the interval between December 1974 and January 1975.

Stoche and Arp [1] reported a flux density of  $43 \pm 8$  mJy at the nucleus of the NGC 7714 (Markarian 538), and  $43 \pm 5$  and  $42 \pm 7$  mJy for each of two components of UBI at 2695 MHz. However, in Figure 1 the two values are combined and presented as the flux for UBI at 2695 MHz. These results were obtained with the three-element NRAO Green Bank System.

Haynes and Sramek [7] observed the neighborhood of NGC 7715 in 1971 with the three-element NRAO Green Bank System at 2695 MHz. They reported that the radio source at the position of NGC 7715 consists of a 35 arcsecond resolved component with a flux density of  $130 \pm 26$  mJy and an unresolved component at the level of  $50 \pm 10$  mJy. At 8085 MHz the upper limit of the unresolved flux density was 40 mJy.

Tovmassian et al. [8] observed the NGC 7714–7715 region at 2700 MHz with the Effelsberg 100-meter radio telescope of the Max Planck Institut Fur Radioastronomie, obtaining a total flux density of  $123 \pm 33$  mJy.

Gopal-Krishna [9] observed the UBI and NGC 7714–7715 field at 327 MHz by the lunar occultation method. According to Gopal-Krishna the flux density is  $0.6 \pm 0.3$  Jy for UBI and  $0.4 \pm 0.2$  Jy for NGC 7714. A marginal detection of  $0.25 \pm 0.15$  Jy was indicated at the position of NGC 7715.

Table 1

THE RESULTS OF RADIO OBSERVATIONS OF THE INTERACTING PAIR OF GALAXIES  
NGC 7714 (MARKARIAN 538) — NGC 7715 (VV 51, ARP 284) AND OF UBI

Frequency MHz	FLUX mJy	R. A. and Dec. of detected source (1950.0 Epoch)	Size	Beam-Width	Remarks	Reference
1400	200±50	$\alpha = 23^{\text{h}} 33^{\text{m}} 48^{\text{s}}$ $\delta = 01^{\circ} 53'$		10.5		[2]
2700 5000	180±30 27±5	$\alpha = 23^{\text{h}} 33^{\text{m}} 51^{\text{s}}$ $\delta = 01^{\circ} 52' 36''$		8' 4'	Position was derived by combining all available data from both frequencies	[5]
2695 8085	130±26 (resolved) 50±10 (unresolved) < 40	Near optical position as given in Haynes and Sramek: $\alpha = 23^{\text{h}} 33^{\text{m}} 48^{\text{s}} 5$ $\delta = 01^{\circ} 52' 48''$	35" < 3" 1.5 to 3"		Resolved Source Unresolved Source Optical position for NGC 7715 ( $\alpha = 23^{\text{h}} 33^{\text{m}} 48^{\text{s}} 2$ ) [10] ( $\delta = 01^{\circ} 52' 50''$ )	[7]
1400 2700 5000	179±35 91±20 86±20			10' 5.1 2.7	Markarian 538—NGC 7714. The observed position is that given in Markarian and Lipovetsky (1973) for Mark 538—NGC 7714	[6]
2700 5000	113±27 (peak value) 67±20	$\alpha = 23^{\text{h}} 33^{\text{m}} 48^{\text{s}} 5$ $\delta = 01^{\circ} 52' 48''$ $\alpha = 23^{\text{h}} 33^{\text{m}} 58^{\text{s}} 4$ $\delta = 01^{\circ} 52' 48''$		5.1 (NRAO 300 ft.) telescope) 2.7	Corresponds to position for NGC 7715 as determined by Haynes and Sramek Observed position near UBI	[3]

2695	$43 \pm 8$ $(43 \pm 5)$ $(42 \pm 7)$	$\alpha = 23^{\circ} 33' 40''.6$ $\delta = 01^{\circ} 52' 42''$ $\alpha = 23^{\circ} 33' 57''.2$ $\delta = 01^{\circ} 54' 02''$ $\alpha = 23^{\circ} 33' 57''.0$ $\delta = 01^{\circ} 54' 19''$	$14'' \times 5''$ $< 6'' \times 3''$ $< 8'' \times 3''$
2700	$123 \pm 33$ (total) 2' width 102 (peak)	Region measured extends from $\alpha = 23^{\circ} 33' 46''.8$ to $\alpha = 23^{\circ} 33' 54''.8$ and $\delta = 01^{\circ} 52' 53''$ to $\delta = 01^{\circ} 53' 13''$	
327	$600 \pm 300$ $400 \pm 200$ $250 \pm 150$		$25''$ $20.3$
1390	$68 \pm 14$ $182 \pm 36$ $170 \pm 34$ $63 \pm 15$	$\mu = 23^{\circ} 33' 56''.7$ $\delta = 01^{\circ} 51' 42''$ $\alpha = 23^{\circ} 33' 56''.7$ $\delta = 01^{\circ} 52' 42''$ $\alpha = 23^{\circ} 33' 56''.7$ $\delta = 01^{\circ} 53' 42''$ $\alpha = 23^{\circ} 33' 41''.2$ $\delta = 01^{\circ} 52' 42''$	

	<p>NGC 7714—Markarian 538</p> <p>Two lobes of a double source identified with UB1</p>	[1]
4.4	Total includes NGC 7714— NGC 7715 and UB1 region	[8]
	<p>At the position of UB1</p> <p>At the position of NGC 7714</p> <p>At the position of NGC 7715</p>	[9]
<p>(Arecibo 1000 ft tele- scope)</p> <p>3.5</p>	<p>The R. A. is at the optical position (<math>=23^{\text{h}}33^{\text{m}}57^{\text{s}}.1</math>) of UB1</p> <p>The Dec. offset from the optical position (<math>=01^{\circ}54'11''</math>) of UB1 is:</p> <p><math>-2'29''</math></p> <p><math>-1'29''</math></p> <p><math>-29''</math></p> <p>At the position of NGC 7714- NGC 7715 pair</p>	[11]

3. *Summary.* NGC 7714–7715 and UBI observational data is tabulated in Table 1 and the spectra are shown in Figure 1. The weighted sum of the spectral index for NGC 7714 and UBI is  $\alpha = -0.99$  and  $-0.81$ , respectively. Table 2 includes optical positional information of objects NGC 7714, NGC 7715 and UBI. The two interacting galaxies are at about the same declination [4, 7]. The declination of the radio quasar UBI differs from that of the interacting pair of galaxies by  $\sim 1.3$  arcminutes [1]. The radio spectra of UBI and NGC 7714 includes the lunar occultation data at 327 MHz [9] and the interferometric data at 2695 MHz reported by Stocke and Arp [1].

*Table 2*

THE POSITIONS OF THE OBJECTS IN THE STUDIED FIELD

Name	1950.0 R. A.	1950.0 Dec.	References
NGC 7714	23 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup> 41.2	01° 52' 42"	[4]
NGC 7715	23 33 48.5	01 52 48	[7]
UBI	23 33 57.0	01 54 19	[1]
(two lobes)	23 33 57.2	01 54 02	

Haynes and Sramek's [7] interferometric observations, made in 1971, showed that NGC 7715 has radio emission at 2695 MHz, while observations reported by Stocke and Arp [1] made with the same interferometer tuned to the same frequency detected radio emission from NGC 7714 (Markarian 538), but not from NGC 7715. Wright [5] obtained  $27 \pm 5$  mJy at 5000 MHz from the neighborhood of NGC 7715. The half-power beamwidth of the telescope was 4 arcminutes. Therefore all three possible emitters—NGC 7714, NGC 7715 and UBI—may have contributed to the flux. However, the reported flux density is less than the expected flux from UBI alone, as determined by the spectrum (Fig. 1) drawn through the 327 MHz [9] and 2700 MHz [1] points. Wright's [5] observations were carried out between September 1972 and August 1973. Kojoyan et al. [3] obtained measurements of  $67 \pm 20$  mJy in August 1977 with a system whose half-power beamwidth was 2.7 arcminutes. The flux appeared to emanate from UBI. Tovmassian et al. [8] measurements apparently include contributions from both members of the NGC 7714–7715 pair.

4. *Conclusion.* The available data strengthens the suggestion [5], that NGC 7715 may be a variable radio emitter.

A high resolution radio map of the NGC 7714–7715 and UBI neighborhood, at a multiplicity of frequencies and time intervals, may help to determine the extent of radio variability, if any, and of the

possible relationship between and amongst the individual radio emitters.

*Acknowledgements.* We wish to gratefully acknowledge Chris Figura, a student at the University of Wisconsin-Eau Claire, for his assistance in the reduction and analysis of data.

GK would like to thank the staff of the Byurakan Astrophysical Observatory for their hospitality during his visit.

University of Wisconsin-Eau Claire  
Byurakan Astrophysical Observatory

РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ  
ГАЛАКТИК NGC 7714 (МАРКАРЯН 538) — NGC 7715  
(АРП 284, VV 51) И КВАЗАРА UB1

Г. КОДЖОЯН, Г. М. ТОВМАСЯН

Обсуждаются результаты наблюдений на различных частотах пекулярной пары взаимодействующих галактик NGC 7714 (Маркарян 538) — NGC 7715 (Арп 284, VV 51) и квазара UB1.

Спектральные индексы NGC 7714 и UB1 оказались равны  $\alpha = -0.99$  и  $\alpha = -0.81$  соответственно. Имеющиеся данные позволяют высказать предположение, что радионизлучение NGC 7715 является переменным.

R E F E R E N C E

1. J. T. Stocke, H. Arp, *Ap. J.*, 219, 367, 1978.
2. J. Pfeleiderer, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 28, 313, 1977.
3. G. Kojoyan, H. M. Tovmassian, D. F. Dickinson, A. S. C. Dinger, *A. J.*, 85, 1462, 1980.
4. G. Kojolan, R. Elliott, H. M. Tovmassian, *A. J.*, 83, 1545, 1978.
5. A. E. Wright, *M. N. RAS*, 167, 251, 1974.
6. J. W. Sulentic, *A. J.*, 81, 582, 1976.
7. M. Haynes, R. Sramek, *A. J.*, 80, 673, 1975.
8. H. M. Tovmassian, W. A. Sherwood, G. V. Schultz, H. E. Matthews, C. J. Salter (in preparation).
9. Gopal-Krishna, *M. N. RAS*, 185, 579, 1978.
10. R. Elliott, private communication.
11. G. Kojoyan, 1982 (in preparation).

УДК 524.6+524.6—54

К ТЕОРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛОСКИХ ПОДСИСТЕМ  
ГАЛАКТИК

М. Г. АБРАМЯН

Поступила 28 декабря 1981

Принята к печати 3 мая 1982

Получены и исследованы критерии устойчивости плоских однородных и политропных ( $\tau = 2$ ) слоев с учетом гравитации сфероида гало. Оценены критические значения масс гало, стабилизирующие вложенные в них плоские подсистемы.

1. *Введение.* В галактиках пространственные распределения различных пиков звезд и газа качественно отличаются. Звезды образуют звездные подсистемы, отличающиеся по степеням сферичности, плотности массы, угловой скорости вращения, дисперсией скоростей и т. п., в то время как газовая компонента в основном сосредоточена в плоской подсистеме, вдоль радиуса которой плотность массы мало меняется. Масса плоской подсистемы составляет небольшую часть полной массы галактики. Отсюда ясно, что свойства плоской подсистемы во многом обусловлены сфероидами звезд и гало.

Учет влияния неплоских подсистем на свойства плоской подсистемы проведен различными методами (см. [1]). Оказалось, что сфероидальные подсистемы стабилизируют диск по отношению к возбуждению и раскачке различных типов возмущений, в том числе и воли плотности [2—4].

В связи с проблемой скрытой массы представляет также интерес нахождение критических значений отношения массы гало  $M_0$  (или сфероидаальной подсистемы звезд) к массе  $M$  плоской подсистемы, при котором последняя стабилизируется.

2. *Равновесное состояние подсистем.* В работе [2] нами была рассмотрена проблема равновесия и устойчивости плоских политропных слоев с учетом гравитации сфероида гало (звездной подсистемы). В частности, было показано, что внутри однородной сфероидаальной подсистемы (плотности массы  $\rho_0$  и эксцентриситета  $e$ ) твердотельно вращающаяся масса принимает слоистую структуру, если

$$\Omega^2 = 2\pi G \rho_0 A(e), \quad (1)$$

где

$$A(e) = \frac{\sqrt{1-e^2}}{\rho} (\arcsin e - e\sqrt{1-e^2}), \quad (2)$$

$\Omega$  — угловая скорость вращения слоя. Однако в вопросах устойчивости слоев в работе [2] условие (1) нами было упущено.

Будем исследовать две модели плоских подсистем:

а) однородный слой ( $\rho = \text{const}$ ) внутри сфероида.

Для отношения масс имеем

$$m = \frac{M_0}{M} = \frac{2}{3} \frac{\rho_0}{\rho} \frac{R \sqrt{1-e^2}}{D}, \quad (3)$$

где  $R$  — экваториальный радиус сфероида,  $D$  — полутолщина слоя;

б) политропный слой с  $\gamma = 2$  внутри сфероида. Плотность массы слоя при этом выражается формулой [2]

$$\rho(z) = \rho_c [(1+a) \cos^2 z - a], \quad (4)$$

где  $\rho_c$  — плотность в плоскости симметрии ( $z = 0$ ),

$$a = (1-A) \frac{\rho_0}{\rho_c}; \quad \chi^2 = \frac{2\pi G}{\chi}, \quad (5)$$

$\chi$  — «политропная температура».

Для отношения масс с учетом (4), (1) получаем

$$m = \frac{2R \sqrt{1-e^2}}{3D(1-A)} \left[ \frac{\sqrt{1+2a}}{a\chi} - 1 \right]^{-1}, \quad (6)$$

где полутолщина  $D$  слоя определяется из условия  $\rho(D) = 0$ :

$$Z = \chi D = \arccos \frac{a}{1+a}. \quad (7)$$

3. Устойчивость плоских подсистем. Известно [2, 6], что политропные слои относительно возмущений типа  $\exp(i\omega t + ikx)$  устойчивы, если возмущения несимметричны к плоскости симметрии  $z = 0$ , а неустойчивость появляется лишь по отношению к симметричным возмущениям.

а) Однородные плоские подсистемы ( $\gamma = \infty$ ). Для симметричных возмущений в окрестности точки  $\omega^2 = 0$  легко получить дисперсионное уравнение [2], которое с учетом (1) принимает вид

$$\frac{\omega^2}{\pi G \rho} = \frac{f_0}{\rho} (8A(e) + (1-A)q^2) - f(q), \quad (8)$$

где

$$q = 2|k| - D; \quad f(q) = q(1 + e^{-q}) - q^2. \quad (9)$$

Для устойчивости слоя необходимо  $\omega^2 \geq 0$ , следовательно из (8) с учетом (3) получим критические значения отношения масс сфероида и слоя  $m_{кр}$ , ниже которого слой неустойчив:

$$m_{кр} = \frac{2R}{3D} \frac{f(q) \sqrt{1-e^2}}{8A + (1-A)q^2} = \frac{2R}{3D} F_e(q). \quad (10)$$

Независимо от значения эксцентриситета  $e$  функция  $F_e(q)$  в области волновых чисел  $q > 1.28$  отрицательна, так что относительно таких возмущений слой устойчив и без гравитации сфероида [5]. В области  $1.28 > q > 0$  функция положительна и имеет максимум, значение которого убывает с ростом эксцентриситета. Наибольшее значение максимума получается при  $e = 0$  (сфера):  $F_0^{\max} = 0.104$ . Критическое значение отношения масс для слоев со сферическим гало (или звездной подсистемой) равно  $\approx 0.07 R/D$ . Так как  $F_e^{\max}$  убывает с ростом эксцентриситета, то из (10) следует, что сплюснутые звездные подсистемы (гало) стабилизируют слой при меньших значениях массы.

$$m_{кр}^{\max} = \frac{2R}{3D} F_e^{\max} < \frac{2R}{3D} F_0^{\max}. \quad (11)$$

Значение волнового числа  $q_0$ , при котором  $F_e(q_0) = F_e^{\max}$  медленно убывает с ростом  $e$ , т. е. критическая длина волны, относительно которой впервые появляется неустойчивость плоской подсистемы, медленно растет по мере сплющивания сфероидальной подсистемы (гало). Ниже приведены несколько значений  $q_0$  и  $F_e^{\max}$  при разных значениях эксцентриситета

$e$	0	0.8	0.95	
$q_0$	0.59	0.58	0.55	(12)
$F_e^{\max}$	0.104	0.078	0.063	

6) *Политропные слои* с  $\gamma = 2$ . Пользуясь результатами работы [2] для устойчивости этих слоев внутри сфероидального гало получим

$$m \geq \frac{RV\sqrt{1-e^2}}{3DAZ^2} F(K) \equiv m_{кр}, \quad (13)$$

где

$$F(K) = \frac{KL \operatorname{tg} L - K^2}{1 + K \frac{\operatorname{tg} L}{L} + \frac{Z^2}{L^2} \left( \frac{\operatorname{tg} L}{L} - 1 \right)}, \quad (14)$$

$$K = |k| \cdot D; \quad L = \sqrt{Z^2 - K^2}.$$

С учетом (6) и (13) критерий устойчивости рассматриваемых слоев примет вид

$$\frac{0.25}{Z^2} \left( \sqrt{\frac{1+2a}{aZ}} - 1 \right) F(K) \leq \frac{A}{2(1-A)}. \quad (15)$$

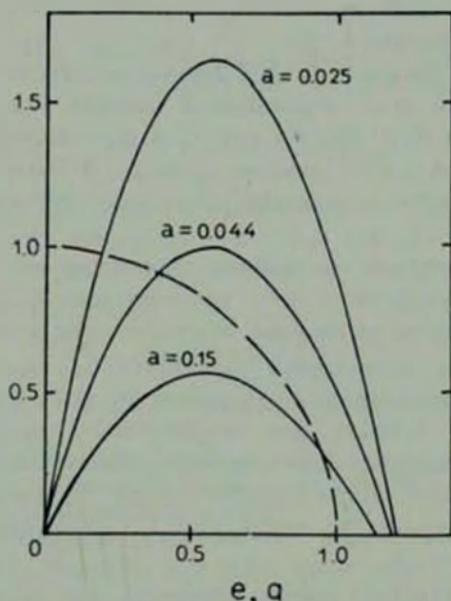


Рис. 1.

На рис. 1 представлены кривые зависимости левой части (15) от волнового числа  $K$  для разных значений параметра  $a$  (0.025; 0.044; 0.15) и правой части — от эксцентриситета гало ( $1 \geq e \geq 0$ ). Правая часть (15) имеет максимум, равный единице для сферического гало, и быстро спадает до нуля в области сильно сплюснутых гало (пунктирная кривая на рис. 1). Левая часть (15) в области волновых чисел  $Z > K > 0$  положительна и имеет максимум, значение которого сильно зависит от параметра  $a$ . С ростом параметра  $a$  значение максимума быстро убывает, а область волновых чисел (в отличие от однородных слоев), в которой левая часть положи-

тельна, сужается. Это естественный результат: внутри более массивного гало область неустойчивых возмущений более ограничена.

Как видно из рис. 1 политропные слои с  $\gamma = 2$  внутри сферического гало полностью стабилизируются при  $a = \rho_0/3\rho_c \approx 0.044$ . Из (6) критическое значение массы гало оценивается как  $M_0 \approx 0.14 (R/D) M$ . Для нашей Галактики последнее дает  $M_0 \approx (2-3) M$ , т. е. критическая масса гало порядка массы Галактики.

Слои внутри сплюснутых гало стабилизируются при больших значениях параметра  $a$ , т. е. критические значения отношения плотностей здесь больше, чем 0.13. Но критические значения отношения масс мало меняются и примерно на порядок уступают соответствующим отношениям размеров  $R/D$ , которые для наблюдаемых S и S0 галактик порядка  $10 \div 10^2$ . Так что для этих галактик критические значения отношения масс гало и плоских подсистем порядка  $1 \div 10$ .

Если  $a < 0.044$  (или  $m < 0.14 \cdot R/D$ ), то политропные слои с  $\gamma = 2$  внутри сферического гало неустойчивы относительно возмущений с волновыми числами  $K_1 < K < K_2$ , где  $K_1$  и  $K_2$  — корни уравнения (15) со значением правой части, равным единице. В области же более коротких и длинных волн слои стабилизируются эффектами давления и вращения.

В длительном процессе охлаждения слоя, когда масса слоя медленно конденсируется к плоскости  $z = 0$ , увеличивается  $\rho_c$  и, следовательно, уменьшается параметр  $a$ , то впервые неустойчивость возникает на критической длине волны возмущений  $\lambda_{cr} = (2 \cdot D)/K_{cr}$ , где  $K_{cr}$  — значение полного числа, удовлетворяющее равенству (15). Для сферического гало  $K_{cr} = 0.56$  ( $a = 0.0044$ ). Для сплюснутого гало  $K_{cr} < 0.56$ , т. е. неустойчивость появляется (как и у однородных слоев) относительно более длинных волн. Характерную массу фрагментов при этом можно оценить формулой  $M_{cr} \sim \lambda_{cr}^3 \bar{\rho}$ , где  $\bar{\rho}$  — усредненная плотность плоской подсистемы.

Полученные результаты можно применить для исследования устойчивости слоя межзвездной среды в плоских подсистемах галактик. При этом внешнее гравитационное поле обусловлено гравитацией звездной компоненты галактик (плотности  $\rho_0$ ). Оценим значения  $\lambda_{cr}$  для слоя межзвездной среды Галактики. Основную массу звездной компоненты Галактики будем представлять в грубом приближении в виде сфероида с эксцентриситетом  $e \approx 0.995$ . Значение параметра  $a$ , при котором слой стабилизируется, находим из (15) с правой частью, равной 0.036:  $a \approx 0.5$  при  $K_{cr} \approx 0.45$ . Далее, с учетом (5) и (7) получаем  $\lambda_{cr} = Z/K_{cr} |x/2\pi G$ . Пользуясь политропным уравнением  $P = \kappa \rho^2$  и общим уравнением состояния идеального газа  $P = (\rho/m_u) \theta$  в плоскости симметрии  $z = 0$ ,

оценим величину  $\chi$ . Это дает  $\chi \simeq \theta / m_p^2 n_e$ , где  $\theta$  — температура газа в зрках,  $m_p$  — масса атома водорода,  $n_e$  — плотность числа атомов водорода в плоскости симметрии. Следовательно

$$l_{sp} = \frac{Z}{m_p K_{sp}} \sqrt{\frac{\theta}{2\pi G n_e}}. \quad (16)$$

Принимая для HI областей  $\theta \simeq 1.4 \cdot 10^{-14}$  эрг;  $n_e \simeq 1 + 10 \text{ см}^{-3}$ , получим  $l_{sp} \simeq 0.3 - 1$  кпс — характерный размер клочковатости межзвездной среды.

Ереванский государственный  
университет

## ON THE THEORY OF STABILITY OF FLAT SUBSYSTEMS OF GALAXIES

M. G. ABRAHAMIAN

The stability criterions of polytropic ( $\gamma = 2$ ) and homogeneous layers are obtained, taking into account the gravitation of the spheroidal halo. The critical mass values of the halo, stabilizing the input flat subsystem are estimated.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем*, Наука, М., 1976.
2. М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян, *Астрофизика*, 14, 129, 1978.
3. М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян, *Астрофизика*, 13, 253, 1977.
4. М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 14, 479, 1978.
5. Р. С. Оганесян, *Астрон. ж.*, 37, 458, 1960.
6. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, *M. N. RAS*, 130, 97, 1965.

УДК 524.8

## ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭНТРОПИЙНОЙ ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК

П. Д. НАСЕЛЬСКИП

Поступила 14 июля 1981

Принята к печати 3 мая 1982

В рамках космологической модели с массивными реликтовыми нейтрино оценен уровень флуктуаций температуры микроволнового космического излучения, генерируемых первичными энтропийными неоднородностями космологического субстрата. Показано, что при современной плотности вещества  $\rho_m \approx 1.4 \cdot 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup> и плотности нейтрино  $\rho_\nu > \rho_m$  дисперсия угловых вариаций температуры реликтового радифона не превышает  $(\Delta T/T)^2 \approx 5 \cdot 10^{-6} \Omega_\nu^{-1} (1 + z_0)$  в угловых масштабах  $\theta \approx 20 \div 60$  минут ( $z_0$  — красное смещение, при котором контраст плотности вещества и нейтрино сравнивается с единицей).

1. *Введение.* Энтропийные возмущения представляют собой один из возможных типов начальной неоднородности вещества, совместимой с Фридмановским расширением мира вплоть до космологической сингулярности. Интерес к этому сорту возмущений в значительной мере стимулирован жесткими экспериментальными ограничениями на уровень мелкомасштабных флуктуаций температуры 3 К — реликтового фона, полученными группой Ю. Н. Парийского и Р. Партриджем [1, 2]. Исследование роли энтропийных возмущений в формировании крупномасштабной структуры Вселенной приводит к выводу о весьма специфическом характере из начального спектра  $g_\nu \sim k^{-1}$  [3] и сильной зависимости дисперсии флуктуаций температуры реликтового электромагнитного излучения от современной плотности вещества  $\rho_m = \Omega_m \rho_{cr}$  ( $\rho_{cr} = 4.7 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> — критическая плотность при постоянной Хаббла  $H_0 = 50$  км/с Мпс) [4–6]. В последнее время из всего диапазона изменения параметра  $\Omega_m = 1 + \dots \cdot 10^{-2}$  предпочтение отдается моделям с  $\Omega_m \approx 0.03 \div 0.1$ . На малость  $\Omega_m$  указывает, как известно, сравнение предсказаний теории космологического нуклеосинтеза с наблюдательными данными по распространности космических He<sup>4</sup> и <sup>3</sup>H [7]. В этом случае ( $\Omega_m = 0.1 \div 0.03$ )

ожидаемый уровень вариаций температуры микроволнового космического излучения оказывается в  $1-3$  раза выше наблюдательного предела [1-2], и для объяснения малости  $\Delta T/T$  в энтропийной теории образования галактик необходимо привлечь гипотезу вторичного разогрева плазмы [6]. Недавно Ю. Н. Парийский сообщил о новых ограничениях  $\Delta T/T$  в угловых масштабах  $5 < \theta < 30'$ :  $\langle (\Delta T/T)^2 \rangle^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-3}$  [8]. Если, после дополнительного уточнения результатов измерений, эта оценка подтвердится, то отмеченные выше трудности усилятся.

Изложенные выше выводы справедливы, разумеется, в рамках стандартной космологической модели, не учитывающей возможности существования фона слабо взаимодействующих частиц, плотность которых определяет температурную историю Вселенной уже начиная с периода рекомбинации водорода. Не исключено, что роль такого источника «скрытой массы» могут играть реликтовые нейтрино [9-11], масса которых, по данным [12], заключена в пределах  $25 < m_\nu < 47$  эВ. В этом случае возникает ряд существенных изменений как в динамике расширения Вселенной на стадии доминирования нейтрино, так и в характере мелкомасштабных флуктуаций температуры реликтового излучения, генерируемых первичными энтропийными неоднородностями.

2. Как известно, на стадии, когда размер энтропийной неоднородности превышает горизонт частиц, в смеси излучения и вещества возникают вторичные адиабатические возмущения, определяющие уровень вариаций температуры радиофона в период просветления плазмы. В стандартной космологической модели с  $m_\nu = 0$  [13] этот эффект подробно исследован в работах [4, 6]. В то же время наличие во Вселенной фона массивных нейтрино с плотностью  $\rho_\nu = \Omega_\nu \rho_{cr} \gg \rho_m$  качественно изменяет механизм генерации адиабатических возмущений и, следовательно, оказывает влияние на корреляционные характеристики мелкомасштабных флуктуаций температуры реликтового электромагнитного излучения. Наряду с отмеченной особенностью, следует подробнее остановиться на ряде изменений в температурной истории космической плазмы после момента нерелятивистизации нейтрино  $z_\nu = 4.5 \cdot 10^4 (m_\nu/30 \text{ эВ})$  [9-11]. Речь идет об искажении кинетики рекомбинации водорода и связанной с этим процессом перенормировке шкалы диссипативных масштабов вторичных адиабатических возмущений.

Формальной причиной подобных изменений является появление в теории, наряду с  $\Omega_m = \rho_m/\rho_{cr}$  и  $\Omega_\nu = \rho_\nu/\rho_{cr}$ , нового параметра  $\Omega_\nu = \rho_\nu/\rho_{cr}$  ( $\rho_\nu, \rho_m$  — современные плотности реликтового излучения и нейтрино).

Анализ искажений, вносимых массивными нейтрино в кинетику рекомбинации водорода, дан нами в работах [14, 15] и приводит к следующему темпу уменьшения степени ионизации плазмы:

$$\begin{aligned} \beta(z > 870) &= \left| 1 + 0.93 \cdot 10^{-7} \Omega_m \Omega_c^{-1/2} z \exp\left(\frac{14600}{z}\right) \right|^{-1}, \\ \beta(700 < z < 870) &= \frac{6.4 \cdot 10^{-4} \Omega_m^{-1} \Omega_c^{3/2}}{1 + 9.5 \cdot 10^{-3} (870 - z)}, \\ \beta(150 < z < 700) &= \frac{2.5 \cdot 10^{-4} \Omega_m^{-1} \Omega_c^{1/2}}{1 + 1.1 \cdot 10^{-2} (700 - z)}, \\ \beta(z < 150) &= \frac{3.5 \cdot 10^{-5} \Omega_m^{-1} \Omega_c^{1/2}}{1 + 0.48 (1 - z/150)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Воспользовавшись (1), нетрудно рассчитать шкалу характерных диссипативных масштабов вторичных адиабатических возмущений, затухающих как до, так и в ходе космологической рекомбинации [14—15]. Как видно из табл. 1, соотношение между максимальной диссипативной массой вещества  $M_{d(m)}$  и массой вещества в минимальном масштабе спектра возмущений нейтринного газа  $M_{B(1)}$  существенным образом зависит от параметров космологической модели. При  $\Omega_c = 5.1$  (что соответствует трем сортам нейтрино  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  с массой покоя  $m_\nu = 30$  эВ) и  $\Omega_m = 0.03$   $M_{d(m)} \approx M_{B(1)}$ . Напротив, при  $\Omega_m = 0.01$  и неизменных остальных параметрах выполняется неравенство  $M_{d(m)} \gg M_{B(1)}$ . Очевидно, что в зависимости от  $\Omega_m$  и  $\Omega_c$  существуют варианты, когда  $M_{d(m)} \ll M_{B(1)}$ . В настоящей работе мы подробнее остановимся на анализе такого диапазона изменения  $\Omega_m$  и  $\Omega_c$ , когда максимальный диссипативный масштаб вторичных адиабатических неоднородностей не превышает  $M_{B(1)}$ . В этот диапазон попадают и наиболее интересные варианты с  $\Omega_c = 5.1; 1$  и  $\Omega_m = 0.1; 0.03$ .

3. Рассмотрим генерацию вторичных адиабатических возмущений начальными энтропийными неоднородностями плазмы, предполагая, что при  $z < 4.5 \cdot 10^3$  ( $m_\nu/30$  эВ) космологический субстрат представляет собой смесь вещества, излучения и нерелятивистских массивных нейтрино. Развитие малых возмущений плотности, скорости и гравитационного потенциала в такой среде может быть прослежено из следующей системы уравнений, являющейся обобщением релятивистского подхода [16, 17] на случай многокомпонентной среды:

Таблица 1

		$\Omega_b = 1$			$\Omega_b = 5.1$		
$\lambda$	$\Omega_{ms}$	0.01	0.03	0.1	0.01	0.03	0.1
1		$1.1 \cdot 10^{15}$	$3.4 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	$8.5 \cdot 10^{12}$	$2.6 \cdot 10^{13}$	$8.5 \cdot 10^{14}$
		$2.0 \cdot 10^{15}$	$2.8 \cdot 10^{14}$	$3.5 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^{12}$	$3.0 \cdot 10^{13}$
		$5.9 \cdot 10^{13}$	$3.4 \cdot 10^{13}$	$1.9 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{13}$	$1.0 \cdot 10^{13}$	$5.5 \cdot 10^{12}$
		$1.1 \cdot 10^{14}$	$3.4 \cdot 10^{14}$	$1.1 \cdot 10^{15}$	$9.8 \cdot 10^{13}$	$3.0 \cdot 10^{13}$	$9.8 \cdot 10^{13}$
1.5		$2.2 \cdot 10^{14}$	$6.7 \cdot 10^{14}$	$2.2 \cdot 10^{15}$	$1.7 \cdot 10^{12}$	$5.1 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{13}$
		$3.1 \cdot 10^{14}$	$4.5 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{13}$	$2.6 \cdot 10^{13}$	$3.9 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{14}$
		$2.1 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{13}$	$6.8 \cdot 10^{13}$	$6.3 \cdot 10^{13}$	$3.6 \cdot 10^{13}$	$2.0 \cdot 10^{12}$
		$1.1 \cdot 10^{13}$	$3.3 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{14}$	$9.6 \cdot 10^{11}$	$2.9 \cdot 10^{12}$	$9.6 \cdot 10^{13}$

Примечания: Все массы приведены в единицах  $M_0$ . В каждой клетке приведены сверху вниз: а)  $M_b$  — масса вещества в минимальном масштабе возмущений нейтринного газа; б)  $M_b^{(1)}$  и  $M_b^{(2)}$  — масса вещества в доэкомбинационном и рекомбинационном диссипативном масштабе адиабатических возмущений; в)  $M_r$  — масса вещества в объеме возмущений, затухающих вследствие трения барионов об изотропный фон излучения на стадии оптической прозрачности;  $\lambda = H_0/50$  км/с Мпс.

$$\ddot{h}_{kk} - 2 \frac{\dot{R}}{R} \dot{h}_{kk} + 2 \left[ \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 - \frac{\ddot{R}}{R} \right] h_{kk} = -8\pi G R^2 (\bar{\rho}_i + 3\bar{P}_i),$$

$$\ddot{\bar{\rho}}_i + 3 \frac{\dot{R}}{R} (\dot{\bar{\rho}}_i + \dot{\bar{P}}_i) = -(\bar{\rho}_i + \bar{P}_i) \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{h_{kk}}{2R^2} \right) + i\vec{q} \vec{u}_i \right],$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\bar{n}_i}{\bar{n}_i} \right) = -i\vec{q} \vec{u}_i - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{h_{kk}}{2R^2} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [i\vec{q} \vec{u}_i (\bar{\rho}_i + \bar{P}_i)] = R^2 q^2 \bar{P}_i,$$

$$\bar{\rho}_i = \sum_j \bar{\rho}_{ij}; \quad \bar{P}_i = \sum_j \bar{P}_{ij}.$$

где  $h_{kk}/2R^2$  — возмущения самосогласованного гравпотенциала;  $\bar{\rho}_i$  и  $\bar{P}_i$  — Фурье-гармоники возмущений плотности и давления  $i$ -ой компоненты системы;  $\bar{\rho}_i$  и  $\bar{P}_i$  — фоновые плотность и давление;  $\vec{u}_i$  — возмущенная скорость;  $R(t)$  — масштабный фактор Фридмановской Вселенной;  $\vec{q}$  — сопутствующий волновой вектор;  $\bar{n}_i$  — вариация числа частиц

$\bar{h}_i$ ; точка означает производную по времени и скорость света принята равной единице.

Вводя стандартным образом контрасты плотностей вещества, излучения и нейтрино и учитывая связь между вариацией удельной энтропии на бариион  $\bar{\delta}_m = \bar{\rho}_m / \bar{\rho}_m$ , после замены  $h_{kk} / 2R^2 = \varphi$ ;  $dt = R d\xi$ ; уравнения (2) приводим к следующему виду:

$$\begin{aligned} \ddot{\delta}_r + \frac{q^2}{3} \dot{\delta}_r &= -\varphi'', \\ \ddot{\delta}_m + \frac{R'}{R} \dot{\delta}_m &= -\left(\varphi'' + \frac{R'}{R} \varphi'\right), \\ \ddot{\delta}_v + \frac{R'}{R} \dot{\delta}_v &= -\left(\varphi'' + \frac{R'}{R} \varphi'\right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\varphi' + \frac{R'}{R} \varphi = -4\pi G \rho_r R^2 \delta_r - 4\pi G \rho_m \delta_m R^2 - \frac{32\pi G \rho_r R^2 \delta_r}{3},$$

где:  $\delta_m$  и  $\delta_v$  — Фурье-гармоники контрастов плотностей вещества и нейтрино;  $\delta_r$  — амплитуда вторичных адиабатических мод; штрих означает дифференцирование по переменной  $\xi$ .

Систему (3) необходимо дополнить уравнением для масштабного фактора  $R(\xi)$ :

$$[R'(\xi)]^2 = -\frac{8\pi G \rho_r(t) R^2 R}{3} \left[ 1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_v} + \alpha \frac{R_v}{R} \right], \quad (4)$$

где:  $\rho_r(t)$  — плотность нейтрино в момент нерелятивизации  $t$ ;  $R_v = R(t)$ ;  $\alpha = (\rho_r(t)) / (\rho_v(t))$ ;  $\rho_r(t)$  — плотность излучения при  $t = t$ . В длинноволновом приближении  $q^2 \ll 1$  из системы (3) следует ряд связей между  $\varphi$ ,  $\delta_m$  и  $\delta_v$ , удовлетворяющих начальным условиям

$$\begin{aligned} \delta_m(t \rightarrow t_0) = \delta_v(t_0) = \delta_r(t_0) = \dot{\delta}_v(t_0) = \dot{\delta}_m(t_0) = 0, \\ \varphi = -\dot{\delta}_r + c_1; \quad \dot{\delta}_m = -\varphi + c_2; \quad \dot{\delta}_v = -\varphi + c_3. \end{aligned} \quad (5)$$

Исключая  $\delta_m$ ,  $\delta_v$  и  $\varphi$  из (3), (5), мы приходим к следующему уравнению для амплитуды вторичных адиабатических возмущений:

$$\begin{aligned} \ddot{\delta}_r + \frac{R'}{R} \dot{\delta}_r - \left[ \frac{32\pi G \rho_r R^2}{3} + 4\pi G \rho_r R^2 \left( 1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_v} \right) \right] \delta_r = \\ = 4\pi G \rho_r R^2 \left[ (c_3 - c_1) + \frac{\Omega_m}{\Omega_v} (c_2 - c_1) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Воспользуемся тем обстоятельством, что для масштабного фактора из (4) можно получить точное решение

$$R(\xi) = \frac{2\pi G_0(t_0) R_0^3}{3} \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}\right) (\xi + \text{const})^2 - \frac{\alpha R_0}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}} \quad (7)$$

и введем следующие обозначения:

$$b_0 = \frac{2\pi G_0 R_0^3(t_0)}{3} \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}\right); \quad c_0 = \frac{\alpha R_0}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}}; \quad y = \frac{R(\xi)}{c_0} \quad (8)$$

В терминах (8) выражение (7) приобретает следующий вид:

$$y + 1 = \frac{b_0}{c_0} (\xi + \text{const})^2. \quad (9)$$

Потребуем, чтобы при  $t = t_0$   $R(\xi_0) = R_0$ . Тогда для  $y$  будем иметь:

$$y = \frac{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}}{2} + \frac{b_0}{c_0} (\xi - \xi_0)^2 + 2 \frac{b_0}{c_0} \left(\frac{R_0 + c_0}{b_0}\right)^{1/2} (\xi - \xi_0). \quad (10)$$

Воспользовавшись (9)—(10), перейдем в уравнении (6) от переменной  $\xi$  и  $y$ :

$$\delta_y + \frac{3y + 2}{2y(y + 1)} \delta_y' - \frac{8 + 3y}{2y^2(y + 1)} \delta_y'' = \frac{3 \left[ c_1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0} c_2 - \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}\right) c_1 \right]}{2 \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}\right) y(y + 1)}, \quad (11)$$

где штрих означает производную по  $y$ .

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что общим решением (11), удовлетворяющим начальным условиям  $\delta_r(t_0) = \delta_v(t_0) = \delta_s(t_0) = \delta_m(t_0) = 0$ , является следующее выражение:

$$\delta_r(y) = - \frac{\frac{\Omega_m}{\Omega_0}}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}} \delta_0 \left\{ \frac{y^2 - 4y - 8}{y^2} - \frac{2 \sqrt{(y_0 + 1)(y + 1)}}{5 y_0 y^2} (y_0^2 - 8y_0 - 24) - \frac{3(16 + 8y - 2y^2 + y^3)}{5 y_0 y^2} \right\}, \quad (12)$$

где

$$y_0 = y(i_0) = \frac{1 + \Omega_m/\Omega_s}{2}$$

При этом

$$\tilde{\delta}_s(y) = \tilde{\delta}_s(y); \quad \tilde{\delta}_m(y) = \tilde{\delta}_0 + \tilde{\delta}_r(y), \quad (13)$$

Особенностью полученных выше решений для  $\tilde{\delta}_s$ ,  $\tilde{\delta}_m$  и  $\tilde{\delta}_0$  является сравнительно медленный темп генерации вторичных адиабатических возмущений, обязанный влиянию плотности излучения и нейтрино на динамику развития неоднородностей. Очевидно, что амплитуда адиабатических мод определяется выражением (12) только до момента попадания возмущений под горизонт частиц. Этот критерий может быть уточнен путем сравнения градиента давления излучения с градиентом потенциала нейтрино и излучения:

$$\frac{q^2}{3} = \frac{4\pi G \rho_s(t_0) R^2}{R} \left( 1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_s} + \frac{8}{3} z \frac{R_s}{R} \right) \quad (14)$$

Вводя момент нерелятивизации нейтрино  $z_0 = 4.5 \cdot 10^4$  ( $m./30x$ ) и переходя в (14) к переменной  $y$ , с учетом нормировки

$$\frac{2\pi R_s}{q} = 4.4 \cdot 10^{21} \Omega_s^{-1/2} M_{(11)}^{1/3} z_0^{-1}; \quad M_{(11)} = \frac{M_s}{10^{21} M_\odot} \quad (15)$$

получим следующую связь между масштабом возмущения и моментом его выхода на фазу акустичности:

$$\frac{y^2}{y+8} = \frac{2 \cdot 10^{-5} z_0 \Omega_s^{-1} \left( \frac{M_s}{M_*} \right)^{2/3}}{z} \quad (16)$$

$M_* = M_{B(0)}$  — масса нейтрино в минимальном масштабе возмущений нейтрино [10]:

$$M_* = 8 \cdot 10^8 z_0^{3/2} \left( \frac{m.}{30x} \right)^{-7/2} \xi^{3/2} M_\odot$$

$\xi = T/3(k)$  — современная температура реликтового излучения, нормированная на 3 К.

Параметр  $\alpha$ , равный отношению плотности излучения к  $\rho_0$  в момент  $t_0$ , легко находится из термодинамических расчетов  $\rho_r$  и  $\dot{\rho}_r$  после аннигиляции электрон-позитронных пар [13]:

$$\alpha = \frac{\rho_r}{\rho_s} = 1.47. \quad (17)$$

Тогда для масштабов, не превышающих  $1.6 \cdot 10^2 M_\odot$ , с учетом тождества  $m./30 \times = \Omega./5.1$ , будем иметь  $y = 0.36 (M/M_\odot)^{1/3}$ . На рис. 1 показано распределение амплитуды вторичных адиабатических возмущений

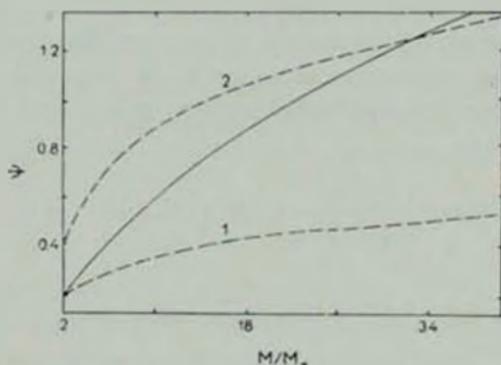


Рис. 1. Зависимость амплитуды вторичных адиабатических возмущений от масштаба,  $\Psi = \delta_r / ((\Omega_m / \Omega_s) (1 + \Omega_m / \Omega_s)) \delta_0$ . Кривые 1 и 2 соответствуют степенному распределению  $\Psi$  от  $M$ . 1.  $\Psi_1 = 0.16 (M/M_\odot)^{1/3}$ ; 2.  $\Psi_2 = 0.4 (M/M_\odot)^{1/3}$ .

в зависимости от их масштаба. Там же, для сравнения, приведены графики двух мажорирующих оценок, соответствующих степенному распределению  $\delta_r \sim (M/M_\odot)^{1/3}$ . Нетрудно видеть, что в наиболее интересном диапазоне  $M \sim M_\odot$

$$\delta_r = 0.13 \frac{\frac{\Omega_m}{\Omega_s}}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_s}} \delta_0 \ll \delta_{\Psi} \quad (18)$$

Эти результаты справедливы для масштабов, превышающих  $M_{d(m)}$ . В диапазоне  $M < M_\odot$  при  $\rho_s > \rho_r$  нейтринный фоя Вселенной оказывает стабилизирующее влияние на динамику развития мелкомасштабных возмущений, приводя к следующему характеру изменения начального контраста плотности плазмы [10]:

$$\delta_m = c_4 t^{w_1} + c_5 t^{w_2}, \quad (19)$$

где

$$w_1 = \frac{1}{6} \left( \sqrt{1 + 24 \frac{\Omega_m}{\Omega_s}} - 1 \right); \quad w_2 = -\frac{1}{6} \left( \sqrt{1 + 24 \frac{\Omega_m}{\Omega_s}} + 1 \right).$$

Выражение (19) охватывает масштабы первичных энтропийных неоднородностей от  $M \sim 10^3 M_\odot$  и вплоть до  $M = M_\odot$ . Замораживание амплитуды возмущений в этом диапазоне может играть существенную роль

при анализе нелинейной фазы развития крупномасштабных неоднородностей  $M \approx M_*$ .

4. Для оценки уровня флуктуаций температуры реликтового излучения представляется удобным перейти в (12) к нормировке начальной амплитуды энтропийных возмущений на момент достижения в масштабе  $M = M_*$  контраста плотности  $\delta_0(z_0) = 1$ . В терминах переменной  $y$  этому условию соответствует приближение  $y \gg 1$ , что приводит к

$$\delta_0 = \frac{3}{5} \frac{\frac{\Omega_m}{\Omega_0}}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}} \delta_0(M = M_*) \frac{y}{y_0} \quad (20)$$

Учитывая связь между  $R(t)$  и красным смещением  $z$ , нетрудно получить, что

$$\delta_0(z_0) = \frac{3}{5} \delta_0(M = M_*) \frac{\Omega_m/\Omega_0}{1 + \Omega_m/\Omega_0} \frac{z_0}{1 + z_0} = 1$$

при

$$\frac{\Omega_m/\Omega_0}{1 + \Omega_m/\Omega_0} \delta_0(M = M_*) = \frac{5}{3} (1 + z_0)/z_0.$$

Следуя [4, 6], оценим дисперсию флуктуаций  $T_r$ , генерируемых в процессе рассеяния квантов на движущихся электронах. Для этого учтем, что  $v/c \approx (1 - 3/4)\delta$ , и для  $\sigma_r = \langle (\Delta T/T)^2 \rangle^{1/2}$  справедлива следующая формула:

$$\sigma_r \approx \frac{1}{2} \omega \frac{v}{c} (M). \quad (21)$$

Параметр  $\omega < 1$  связан с частичным ослаблением флуктуаций в период просветления плазмы [4]. После подстановки  $\delta_r$  из рис. 1 в (21) для возмущений с  $M \approx M_*$  будем иметь:

$$\sigma_r^{(0)} \approx 5 \cdot 10^{-6} \Omega_0^{-1} \omega (1 + z_0), \quad (22)$$

причем масштабу  $M_*$  соответствует угловой размер [13]

$$\theta_0 \approx 10 \Omega_0^{2/3} \left( \frac{M_*}{10^{15} M_\odot} \right)^{1/3} \approx 20 \dots 60'.$$

Отметим, что в модели с  $\Omega_0 = 5.1$  и  $\Omega_m = 0.03$  совпадение максимального диссипативного масштаба и  $M_*$  обеспечивает еще меньший, чем в (22), уровень флуктуаций температуры излучения в диапазоне

$\theta < 50$  мин. В то же время, как видно из рис. 1, в масштабах  $M_* < M_* < 1.6 \cdot 10^3 M_*$  амплитуда вторичных адиабатических возмущений возрастает по сравнению с рассмотренной выше примерно как  $(M/M_*)^{1.5}$ . В этом диапазоне существенную роль играет спектр начальных энтропийных возмущений. Если зависимость  $\bar{\delta}_m$  от масштаба носит убывающий характер  $\bar{\delta}_m = \bar{\delta}_m(M_*) (M/M_*)^{-n}$ , где  $n \geq 1/3$ , то вклад диапазона  $M > M_*$  в  $\sigma_r$  не превышает (22). В случае  $n = 0$  рост дисперсии  $\sigma_r$  может быть оценен следующей мажорантой:

$$\sigma_r(M > M_*) \approx 10^{-5} \Omega_v^{-1} \left( \frac{M}{M_*} \right)^{1.5} (1 + z_0), \quad (23)$$

причем, как видно из (23), вплоть до  $M \sim 30 M_*$   $\sigma_r$  не превышает  $6 \cdot 10^{-6} (1 + z_0)$ . По-видимому, момент выхода возмущений на нелинейный режим должен не слишком сильно отличаться от красного смещения удаленных квазаров с  $z \approx 3 - 4$ . В этом случае флуктуации температуры реликтового излучения могут быть обнаружены на уровне  $\sigma_r \approx (2 + 3) \cdot 10^{-5} \Omega_v^{-1}$  в угловых масштабах  $\theta \sim 20 - 60'$ .

Институт физики Ростовского  
государственного университета

## TEMPERATURE FLUCTUATIONS OF RELICT RADIATION IN ENTROPYAN THEORY OF GALACTIC ORIGIN

P. D. NASEL'SKY

In the framework of a cosmological model with massive relict neutrino, the level of temperature fluctuations of microwave cosmic radiation is estimated, the latter being generated by primary entropy inhomogeneities of cosmological substrate. It is shown that at present density of substance  $\rho_m \approx 1.4 \cdot 10^{-31}$  g/cm<sup>3</sup> and density of neutrino  $\rho_\nu > \rho_m$ , the dispersion of angular variation of temperature of the relict radio background does not exceed  $\langle (\Delta T/T)^2 \rangle^{1/2} \approx 5 \cdot 10^{-6} \Omega_v^{-1} (1 + z_0)$  in angular scale  $\theta \approx 20 - 60$  minutes ( $z_0$  is a redshift at which the contrast of matter and neutrino densities is comparable with unity).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Парийский, Э. Н. Петров, А. Н. Чернов, Письма АЖ, 3, 483, 1977.
2. R. V. Partridge, Physica Scripta, 21, 624, 1980.
3. J. S. Gott, M. J. Rees, Astron. Astrophys., 45, 365, 1977.

4. А. С. Занцова, А. Д. Черним, Письма АЖ, 3, 488, 1977.
5. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 55, 913, 1978.
6. K. Tamita, Res. Inst. Theor. Phys. Hiroshima Univ., No. 10, 1979.
7. F. W. Stecker, Phys. Rev. Lett., 44, 1237, 1980.
8. Е. В. Буласко, Ю. Н. Парийский, Материалы совещания «Образование структур Вселенной», Таллин, 1981.
9. Г. С. Бисноватый-Козан, В. Н. Лукаш, И. Д. Новиков, Препринт ИКИ, № 581, 1980.
10. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, М. Ю. Хлопов, Письма АЖ, 6, 457, 1980.
11. А. Д. Черним, Астрон. ж., 58, 25, 1981.
12. В. А. Любимов, Е. Г. Новиков, В. Э. Нолик, Е. Ф. Третьяков, В. С. Колик, Препринт ИТЭФ, № 62, 1980.
13. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Структура и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
14. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Письма АЖ, 8, 67, 1982.
15. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Астрон. ж., 1982 (в печати).
16. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 16, 587, 1946.
17. С. Вейнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.

УДК 524.6+524.6—54

ГРАДИЕНТ МЕТАЛЛИЧНОСТИ В ГАЛАКТИКЕ  
И ЕГО ПРОИСХОЖДЕНИЕ

В. А. МАРСАКОВ, А. А. СУЧКОВ

Поступила 22 сентября 1980

Принята к печати 3 мая 1982

По звездам с определениями  $[Fe/H]$  из детального анализа найден градиент металличности в диске Галактики:  $d[Fe/H]/dR = (-0.05 \pm 0.01) \text{ кпс}^{-1}$ . Показано, что всю величину градиента можно полностью объяснить существованием в диске двух групп звезд со скачком металличности между ними. Определен также градиент металличности для звезд гало:  $d[Fe/H]/dR = (-0.04 \pm 0.02) \text{ кпс}^{-1}$ . И в этом случае он объясняется существованием двух групп населения гало с разной металличностью. Практически вся величина градиента обусловлена скачком металличности между двумя группами, на которые делится звездное население гало. Найдено отсутствие градиента у красных гигантов со спектроскопическими определениями металличности. Показана важность ряда эффектов селекции в проблеме интерпретации явления градиента.

1. *Введение.* Сейчас считается хорошо установленным существование радиального градиента металличности в диске Галактики. Его величина по данным многих работ близка к значению  $d[Fe/H]/dR \approx -0.05 \text{ кпс}^{-1}$  (см., например, [1, 2]). Однако результаты отдельных авторов часто существенно различаются и это затрудняет интерпретацию явления градиента металличности.

Многие расхождения такого рода обусловлены, несомненно, следующим обстоятельством. В градиент металличности, вообще говоря, дают вклад два разных эффекта, которые мы условно назовем координатным и эволюционным. Первый связан с тем, что содержание тяжелых элементов в газе (из которого рождаются звезды) в данный момент времени может быть различно на разных расстояниях  $R$  от центра Галактики. Тогда объекты одинакового возраста будут иметь химсостав, зависящий от  $R$ . Второй эффект возникает из-за того, что на каждом расстоянии  $R$  в Галактике по-разному представлены старые звезды, с малым содержанием тяжелых элементов, и молодые, более богатые металлами. Это приводит в среднем к изменению химсостава с  $R$ , если даже объекты одного возраста на всех  $R$  имеют одинаковый химсостав. Кроме того, по-разному представ-

лены старые и молодые населения в конкретных выборках объектов, используемых для нахождения градиента, и величина последнего в значительной степени определяется существованием зависимости между возрастом, химсоставом, кинематикой и элементами орбит звезд. В разных методах определения градиента металличности указанные два эффекта дают разный вклад в находимую величину — из-за различий в эффектах селекции и в самой методике получения  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR$ . Этим, в частности, и вызвано различие результатов разных авторов.

В настоящей работе мы нашли  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR$  по звездам диска с определениями  $[\text{Fe}/\text{H}]$  из спектроскопического анализа и показали, что его полностью можно объяснить эволюционным эффектом, исходя из представлений о разделении звезд диска по металличности на две группы (см. [3, 16]). Кроме того, мы нашли  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR$  для звезд гало, используя высокоскоростные звезды; как и в диске, этот градиент также полностью объясняется существованием двух групп населения гало со скачком металличности между ними (см. [4, 16]).

2. *Градиент металличности в диске Галактики.* Величину  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR$  мы определяли по карликам околосолнечной окрестности из диаграммы  $[\text{Fe}/\text{H}] - R_a$ , где  $R_a$  — апогалактическое расстояние. Эти звезды находятся практически на одинаковом расстоянии от центра Галактики.  $R = R_a = 10$  кпс. Однако они пришли в рассматриваемую область с разных апогалактических расстояний  $R_a$ ; величина  $R_a$  в среднем отражает место рождения звезды, поэтому химсостав данной звезды в среднем отражает химсостав на расстоянии  $R = R_a$ , и это дает возможность по известным  $R_a$  оценить градиент металличности (см., например, [5]).

Для выборки красных гигантов мы использовали другой метод. В этом случае звезды видны на больших расстояниях от Солнца и имеют заметно различающиеся значения  $R$ . Поэтому здесь  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR$  можно оценивать непосредственно из диаграммы  $[\text{Fe}/\text{H}] - R$  (см., например, [2]).

Очевидно, что вклад координатного и эволюционного эффектов в  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR$  в этих двух методах совершенно различен.

Итак, мы отобрали из каталога [6] карлики с металличностью диска ( $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.5$ ). В качестве  $[\text{Fe}/\text{H}]$  для каждой звезды принималось значение, усредненное по данным разных авторов. Величины  $R_a$  мы вычислили на основе модели Галактики из работы [7], при этом компоненты скоростей звезд взяты из каталога [8]. В результате получилась выборка, состоящая из 73 звезд.

В рецензии на нашу статью было обращено внимание, что используемые нами данные [6] о  $[\text{Fe}/\text{H}]$  получены разными авторами в разные годы, и поскольку система сил осцилляторов  $g^j$  для FeI неоднократно пере-

смастривалась, то это может внести систематические ошибки в окончательные результаты. Чтобы учесть это замечание рецензента, мы для одних и тех же звезд сравнили определения  $[Fe/H]$ , проведенные до и после 1970 г., когда были сделаны наиболее важные изменения в системе сил осцилляторов. Результат показан на рис. 1. Пять точек в нижней части рис. 1 относятся к звездам, для которых все определения  $[Fe/H]$  до 1970 года были сделаны в работе [14]. По-видимому, эти определения дают завышенные значения  $[Fe/H]$ . Но остальные точки указывают на то, что в пределах ошибки систематических различий в  $[Fe/H]$  нет, а разброс точек вокруг

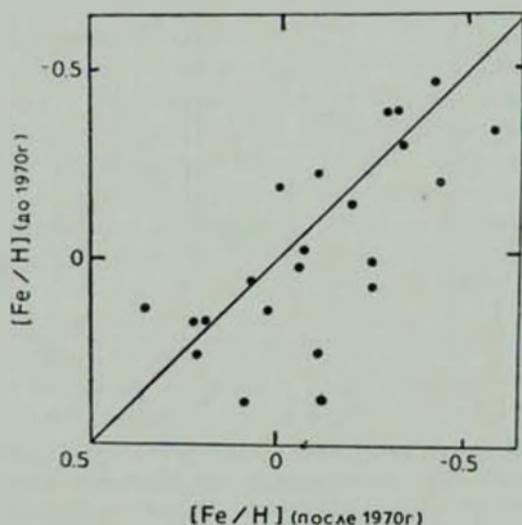


Рис. 1. Сравнение определений величины  $[Fe/H]$  до и после 1970 г. для звезд главной последовательности из каталога [6].

диагонали находится в пределах различий определений  $[Fe/H]$  у разных авторов [15]. Но еще более важны следующие два момента. Во-первых, поскольку  $[Fe/H]$  есть отношение логарифмов обилия железа у исследуемой звезды и стандартной (в частности, Солнца), т. е.  $[Fe/H] = \lg (Fe/H)_* - \lg (Fe/H)_{\odot}$ , а изменение силы осциллятора приводит к одинаковому изменению этого логарифма у всех звезд,  $\Delta \lg (Fe/H) = -\Delta \lg (g)$ , то в выражении для  $[Fe/H]$  величина  $\lg (g)$  сокращается и в конечном значении для  $[Fe/H]$  не войдет. Этим и объясняется, по-видимому, рис. 1. Кроме того, согласно [15], подавляющая часть определений  $[Fe/H]$  в каталоге [6] сделана методом дифференциальных кривых роста, в котором силы осцилляторов не участвуют с самого начала. Во-вторых, мы проанализировали вообще, не могут ли определения оби-

для железа зависеть от апогалактических расстояний звезд  $R_a$  (например, через кинематику звезд). Таких зависимостей мы не смогли найти, поэтому можно думать, что даже с этой точки зрения изменение величины  $g!$  не должно отразиться на выводе о градиенте обилия железа.

На рис. 2 приведена диаграмма  $[Fe/H] - R_a$  для рассматриваемой выборки звезд из каталога [6]. Ортогональная регрессия дала здесь величину  $d[Fe/H]/dR = (0.05 \pm 0.01) \text{ кпс}^{-1}$ . Это значение хорошо согласуется с многими результатами других авторов.

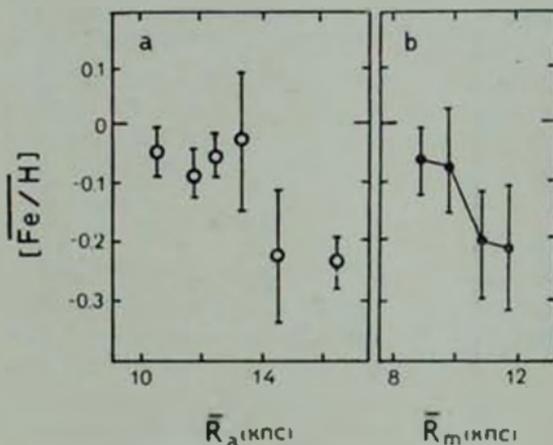


Рис. 2. а) Связь между средней металличностью  $[Fe/H]$  и средним апогалактическим расстоянием  $R_a$  для G-, K- и F-карликов диска (открытые кружки); б) — результат Майора [1] (см. рис. 5 в его работе) для G-карликов с эксцентриситетами орбит  $0.15 < e < 0.20$ .

Теперь отметим следующее. В работах [3] было показано, что звезды диска в околосолнечной окрестности делятся по металличности на две группы, различающиеся также возрастом и кинематикой. Звезды с большими  $R_a$  должны принадлежать преимущественно старому населению диска, поэтому мы ожидаем для них величину металличности, близкую к средней металличности группы с малым содержанием тяжелых элементов,  $[Fe/H] \approx -0.25$  [3]. В то же время среди объектов с малыми  $R_a$ , т. е.  $R_a \approx R_\odot$ , одинаково много звезд обеих групп, поэтому у них должна быть металличность, близкая к среднему значению для обеих групп диска,  $[Fe/H] \approx -0.1$  [3]. И это действительно обнаруживается достаточно отчетливо на рис. 2а: две подгруппы звезд с  $R_a > 14$  кпс имеют такое же среднее содержание тяжелых элементов, как у звезд малометаллического населения диска, а все четыре подгруппы звезд с  $R_a < 14$  кпс имеют также примерно одинаковую металличность, но уже совпадающую со средней ме-

талличностью всего населения диска. Именно этот эффект, являющийся чисто эволюционным, и обуславливает в данном случае всю величину  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR$ . То же самое ясно показывают результаты Майора. Для иллюстрации на рис. 2b изображена зависимость  $[\text{Fe}/\text{H}] - \bar{R}_m$ , где  $\bar{R}_m$  — средний радиус орбиты звезды (в отличие от используемого нами апогалактического расстояния  $R_a$ ), взятая из рис. 5 работы [1]. Она получена в [1] по F-карликам с металличностью из *uvby* — фотометрии; звезды отобраны по эксцентриситетам:  $0.15 < e < 0.20$ . Как и в нашем случае, точки на диаграмме делятся на две группы, две верхних и две нижних, с почти одинаковой металличностью и скачком металличности между группами; этот скачок дает практически весь градиент.

В связи с работой [1] надо заметить следующее. В ней показано, что группы звезд с меньшими эксцентриситетами орбит обнаруживают большую величину градиента. Считая средний эксцентриситет показателем возраста, Майор [1] приходит отсюда к выводу о большем градиенте для более молодых звезд. Однако с этим нельзя согласиться, и вот почему. Самой яркой особенностью диаграммы  $[\text{Fe}/\text{H}] - e$  является то, что в области малых эксцентриситетов ( $e < 0.1$ ) число богатых и более бедных металлами звезд почти одно и то же, а в области  $e > 0.1$  оно быстро падает с ростом эксцентриситета (см. рис. 1 работы [3]). Поэтому, если в выборке есть селекция по  $e$ , как в [1], то звезды с большими  $e$  естественно дадут меньший градиент — из-за меньшего в среднем разброса по  $[\text{Fe}/\text{H}]$  и большего разброса по  $\bar{R}_m$  (или  $R_a$ ). Таким образом, меньший градиент у более эксцентричных звезд в данном случае есть просто следствие эффекта селекции, возникающего из-за того, что в группах звезд по эксцентриситету доля старых и молодых звезд представлена неодинаково. Другими словами, в данном случае средний эксцентриситет не является адекватной характеристикой возраста. (При этом та же диаграмма  $[\text{Fe}/\text{H}] - e$  показывает, что величина  $[\text{Fe}/\text{H}]$  более корректно характеризует возраст: мы должны ожидать, что в области больших  $e$  у нас будут преимущественно старые звезды, следовательно, малометаллические, и на рис. 1 в [3] действительно нет вообще ни одной звезды с  $e > 0.5$   $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.1$ ).

Таким образом, вся величина градиента металличности в окрестности Солнца может быть полностью приписана эволюционному эффекту, т. е. связана с тем, что на каждом данном расстоянии от центра Галактики по разному представлено молодое, богатое металлами население, и старое, малометаллическое население. При этом для интерпретации происхождения градиента важно учитывать эффекты селекции, связанные с существованием зависимости между возрастом, химсоставом, кинематикой и элементами орбит звезд.

3. *Градиент металличности в гало.* Звезды гало ( $[Fe/H] < -0.5$ ) в околосолнечной окрестности также обнаруживают разделение по металличности на две группы [4], поэтому для них можно ожидать ненулевой градиент химсостава той же природы, что и в диске. Чтобы проверить это, мы использовали высокоскоростные звезды из каталога [9]. Была сделана выборка 52 G-субкарликов и карликов, для которых мы определяли величину  $R_a$  и  $Z_{0.6}$  (нормированный УФ-избыток; калибровка  $[Fe/H] - Z_{0.6}$  дана в [10]). На рис. 3 приведена диаграмма  $[Fe/H] - R_a$  звезд этой выборки. Ортогональная регрессия дает соотношение:  $d[Fe/H]/dR = (-0.04 \pm 0.02) \text{ кпс}^{-1}$ .

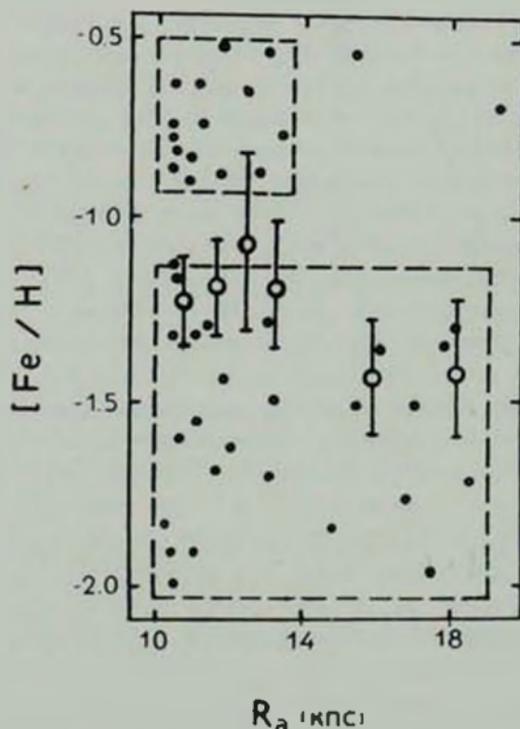


Рис. 3. Связь между металличностью и апогалактическим расстоянием у звезд гало. Точками изображены звезды выборки, открытые кружки с отрезками представляют собой (как и на рис. 2) среднее значение металличности и его ошибку для каждого данного интервала значений  $R_a$ . Выделены области, где преимущественно находятся группы I и II.

Нетрудно видеть, что всю величину градиента и в этом случае можно приписать эволюционному эффекту. На рис. 3 пунктиром выделены области, куда из выборки попадает соответственно 87 и 82% звезд наших

групп гало I и II. Хорошо видна область в окрестности  $[Fe/H] \approx -1.0$ , отделяющая группу I от группы II. При этом в группе II ничтожно мало звезд с  $R_a > 13$  кпс, тогда как среди звезд группы I значительная часть имеет  $R_a > 13$  кпс. Это и обуславливает появление градиента химсостава для звезд гало. Таким образом, в окрестности Солнца в гало, несомненно, существует градиент металличности, и его происхождение, так же, как и в диске, по-видимому, полностью можно приписать эволюционному эффекту, связанному с существованием двух групп звезд с разной металличностью.

Градиент металличности среди звезд поля в гало Галактики длительное время не удавалось найти (см., например, [11, 12]). Лишь в [5] это явление было обнаружено тем же методом, что и в настоящей работе.

Давно уже известен факт роста металличности с уменьшением  $R$  у шаровых скоплений. Этот рост отражает «истинный» градиент химсостава в гало поскольку он, в отличие от предыдущего, не связан со сложным переплетением кинематики, химсостава и возраста звезд выборки в данной точке Галактики. Но и здесь его происхождение можно считать полностью эволюционным: на периферии Галактики находятся самые старые, а поэтому и наименее металличные скопления, тогда как к центру увеличивается доля молодых, и поэтому более богатых металлами скоплений.

4. *Градиент металличности по данным для красных гигантов.* В серии работ Джейнс находит градиент металличности по красным гигантам, используя непосредственно расстояния звезд до центра Галактики и принимая в качестве меры содержания тяжелых элементов величину  $\delta CN$  (см. [2]). При этом в [2] был сделан вывод, что градиент, по-видимому, существует при  $R > R_{\odot}$  и отсутствует внутри солнечного круга,  $R < R_{\odot}$ .

Мы сделали выборку 80 красных гигантов из каталога [6] и определили их расстояния  $R$ . Исследование этой выборки показало, что как внутри, так и вне солнечного круга градиент не обнаруживается; нет его и для всей выборки в целом. Таким образом данные с определениями  $[Fe/H]$  из спектрального анализа не подтверждают результатов Джейнса. Причина может состоять в том, что величина  $d([Fe/H]_{CS})/dR$  отражает рост содержания азота с уменьшением  $R$ , а не изменение общего содержания тяжелых элементов (см. [13]). Конечно, не исключены и другие возможности; однако в любом случае полученный результат, особенно в свете обсуждаемых в [13] эффектов, заставляет критически относиться к выводу о градиенте металличности по данным о красных гигантах. Здесь еще раз надо отметить, что при использовании красных гигантов координатный и эволюционный эффекты представлены совершенно по другому, чем в методе определения  $d[Fe/H]/dR$  по близким звездам. Поэтому у нас

нет оснований, вообще говоря, ожидать, что величины градиента в этих двух методах будут совпадать.

Ростовский государственный  
университет

## THE METAL ABUNDANCE GRADIENT IN THE GALAXY AND ITS ORIGIN

V. A. MARSAKOV, A. A. SUCHKOV

The metal abundance gradient in the disk of the Galaxy is found from stars with abundance determination from detailed analysis:  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR = (-0.05 \pm 0.01) \text{ kpc}^{-1}$ . It is shown that the gradient can be explained by the fact that the disk is constituted of two metallicity groups of stars, with an abundance jump between the groups. The metallicity gradient is also determined for the halo stars:  $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR = (-0.04 \pm 0.02) \text{ kpc}^{-1}$ . It is shown that the latter can also be explained by the existence of the two metallicity groups of halo stars: almost the whole value of the gradient is caused by the jump in metal abundance between these groups. The red giants with abundances from detailed analysis are found to show no gradient. The importance of some selection effects for the interpretation of the abundance gradient is demonstrated.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Mayor, *Astron. Astrophys.*, 48, 301, 1976.
2. K. A. Janes, *Ap. J., Suppl. ser.*, 39, 135, 1979.
3. В. А. Марсаков, А. А. Сучков, *Письма АЖ*, 12, 531, 1978.
4. В. А. Марсаков, А. А. Сучков, *Письма АЖ*, 2, 381, 1978; *Астрон. ж.*, 54, 1232, 1977.
5. O. J. Eggen, *Ap. J.*, 229, 158, 1979.
6. M. Morel, C. Bertola, G. Cayrel de Strobel, B. Hauck, in "Abundance Effects in Classification", *IAU Symp.*, No. 72, 1976.
7. O. J. Eggen, D. Linden-Bell, A. Sandage, *Ap. J.*, 136, 749, 1962.
8. O. J. Eggen, *Roy. Observ. Bull.*, No. 51, 79, 1962.
9. O. J. Eggen, *Roy. Observ. Bull.*, No. 84, 1, 1964.
10. В. А. Марсаков, *Астрон. цирк.*, № 1070, 6, 1979.
11. M. Grenon, in "L'âge des étoiles", *IAU Coll.*, No. 17, 1972.
12. L. Searle, R. Zinn, in "The Evolution of Galaxies and Stellar Populations", *Yale Univ. Observ.*, New Haven, 1977, p. 217.
13. S. Faber, in "The Evolution of Galaxies and Stellar Population", *Yale Univ. Obs.*, New Haven, 1977, p. 157.
14. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 141, 588, 1965.
15. G. Cayrel de Strobel, in "Abundance Effects in Classification", *IAU Symp.*, No. 72, 1976, p. 29.
16. А. А. Сучков, *Astrophys. Space Sci.*, 77, 3, 1981.

УДК 524.3—85

АТМОСФЕРА КАНОПУСА. I. МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ  
И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ

А. А. БОЯРЧУК, А. С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 16 февраля 1982

По спектроскопическим данным, полученным с высокой дисперсией Кастли и Уотсоном [3], используя модели атмосфер Куруча [7], был исследован яркий сверхгигант южного неба Канопус —  $\alpha$  Cas (F0 Ib—II). Найдены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{eff}} = 7400 \pm 150$  К,  $\lg g = 1.9 \pm 0.2$ . Изучено распределение скорости микротурбулентности  $\xi$ . Показано, что линии ионов Ti II, Sr II и Fe II приводят к более высоким значениям  $\xi$  по сравнению с линиями Fe I (рис. 2). Установлено, что в атмосфере Канопуса не развивается столь заметная сверхзвуковая микротурбулентность, какая была обнаружена у поздних F-сверхгигантов  $\alpha$  UMi,  $\gamma$  Cyg [1] и  $\rho$  Cas [2]. Обсуждается вопрос о влиянии ошибок в затухании  $\tau$  на определение химического состава (рис. 4).

1. *Наблюдательные данные и метод анализа.* Атмосферы сверхгигантов могут иметь ряд особенностей, отличающих их от звезд главной последовательности. Ранее нами были исследованы три звезды этого типа, принадлежащих подклассу F8, а именно:  $\alpha$  UMi,  $\gamma$  Cyg [1] и  $\rho$  Cas [2]. Оказалось, что скорость микротурбулентности в их атмосферах быстро растет с высотой и во внешних слоях заметно превышает скорость звука. Что касается химического состава, то он в целом близок к составу солнечной атмосферы, но обнаружены и общие аномалии — дефицит углерода и избыток натрия. При этом, как было показано в [2], содержание Na в среднем тем больше, чем выше светимость сверхгиганта. Интересно проверить, сохраняются ли эти особенности и у более горячих сверхгигантов.

Недавно Кастли и Уотсон [3] опубликовали спектроскопические данные для ряда ярких F-сверхгигантов южного неба. Наиболее богатый материал представлен для Канопуса ( $\alpha$  Cas,  $m_V = -0.73$ ), сверхгиганта класса F0 Ib—II. По спектрограммам с дисперсией 2.1 Å/мм в области 3700—5500 Å для этой звезды были измерены эквивалентные ширины многих линий. Данные [3] содержат также профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий  $H_\gamma$  и  $H_\beta$  и значения блокировочных коэффициентов, необходимые для исправления распределения энергии в непрерывном спектре. Само распределение приведено в каталоге [4]. Таким об-

разом, для Канопуса имеется высококачественный наблюдательный материал, позволяющий исследовать эту звезду методом моделей атмосфер.

Наш метод анализа подробно описан в [5] (некоторые детали см. также в [1]). В предшествующих расчетах [1, 2] для сверхгигантов  $\epsilon$  UMi,  $\gamma$  Cyg и  $\rho$  Cas были использованы модели атмосфер Парсонса [6]. При изучении Канопуса мы основывались на более современных моделях Куруча [7]. При вычислении основных источников непрозрачности мы применили подпрограммы Куруча [8]. Кроме того, описанный в [1, 5] комплекс вычислительных программ был дополнен еще одной подпрограммой для расчета функции источников в случае резонансных линий (см. ниже).

Возникает вопрос, как переход от моделей Парсонса [6] к моделям Куруча [7] мог бы повлиять на результаты, полученные для F-сверхгигантов в [1, 2]. Чтобы ответить на него, мы повторили анализ спектров  $\gamma$  Cyg с новыми моделями [7]. Оказалось, что прежнее значение эффективной температуры  $T_{\text{эфф}} = 5950$  К при этом увеличивается на 100 К, а значение  $\lg g$  остается без изменений. Распределение микротурбулентности меняется мало (см. ниже), а содержание элементов практически не меняется. Таким образом, переход к моделям Куруча [7] для ранее исследованных сверхгигантов мало сказывается на окончательных результатах, и поэтому мы можем сравнивать результаты этой работы и работ [1, 2].

Из-за отсутствия регистрограмм Канопуса мы воспользовались имеющимися в нашем распоряжении регистрограммами сверхгиганта  $\gamma$  Cyg, чтобы отобрать из списка [3] по возможности неблендированные линии. При выборе линий учитывалась разница в температурах между  $\gamma$  Cyg и Канопусом.

Для большинства химических элементов мы применяли силы осцилляторов  $gf$  в системе [9]. Для Fe I в последние годы появились новые определения  $gf$ -величин, выполненные с высокой точностью в Оксфорде (см., например, статью [10] и ссылки в ней). Поэтому в расчетах для линий Fe I мы основывались на оксфордской системе  $gf$ . Отметим, что при переходе в эту систему указанное в [1, 2] для Fe I содержание железа  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  в атмосферах сверхгигантов и Солида нужно увеличить на 0.10.

Все расчеты были выполнены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

## 2. Определение эффективной температуры и ускорения силы тяжести

На рис. 1 представлена диаграмма для определения эффективной температуры  $T_{\text{эфф}}$  и ускорения силы тяжести  $g$ . Как и ранее [1, 2], мы применяли три критерия. В качестве первого рассматривались бальмеровские линии  $H_1$  и  $H_2$ . Их наблюдаемые профили и эквивалентные ширины приведены в [3], а данные теоретических расчетов — в [7]. Как профиль, так и эквивалентная ширина  $H_1$  дают на рис. 1 практически совпадающие ли-

нии. Близко к ним проходит линия, соответствующая эквивалентной ширине  $H_1$ , однако рассмотрение профиля  $H_1$  указывает на более низкие значения  $\lg g$ . Нам трудно объяснить такое расхождение, так как мы не имеем регистрограмм Канопуса и не можем судить, насколько тщательно было исключено влияние линий металлов на профили бальмеровских линий в [3]. При выборе окончательной модели на рис. 1 была учтена только линия  $H_1$ .

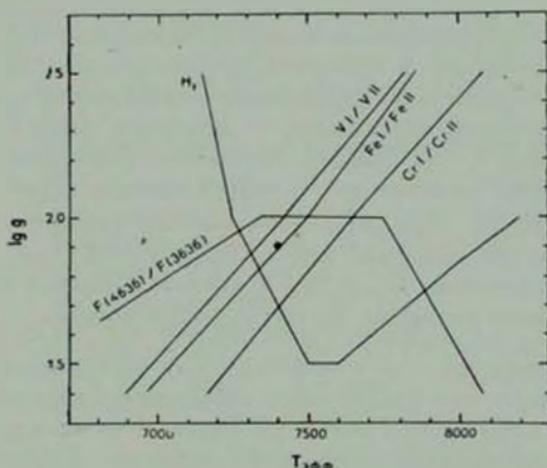


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры  $T_{\text{эф}}$  и ускорения силы тяжести  $g$ . Точка соответствует модели атмосферы, принятой для Канопуса.

Вторым критерием служило сравнение теоретического и наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре. Конкретно рассматривалось отношение потоков излучения  $F(4636)/F(3636)$  в двух участках спектра до и после бальмеровского предела. Наблюдаемые потоки для Канопуса приведены в каталоге [4], данные о блендировании потока линиями — в [3], а теоретическое распределение энергии для различных моделей атмосфер — в [7]. Так как Канопус находится на близком от нас расстоянии (около 60 пс [11]), нам не потребовалось вводить поправки за межзвездное поглощение.

В качестве третьего критерия при определении  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  рассматривалось ионизационное равновесие для V, Cr и Fe. Здесь для анализа отбирались по возможности слабые линии, чтобы снизить влияние ошибок в микротурбулентности и в постоянных затухания.

Из рис. 1 видно, что использование только двух первых критериев не позволяет однозначно выбрать значения  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$ , так как ломаные линии, соответствующие  $H_1$  и  $F(4636)/F(3636)$ , дают на диаграмме две

точки пересечения. Причиной этого, по-видимому, является то обстоятельство, что мы попадаем в особую область  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$ , где происходит смена основного источника непрозрачности в атмосфере (ведущая роль от  $\text{H}^-$  переходит к  $\text{HI}$ ). И только добавление ионизационного равновесия позволяет выбрать окончательную модель.

На основании рис. 1 для Канопуса нами были приняты следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{эф}} = 7400 \pm 150 \text{ K}$ ,  $\lg g = 1.9 \pm 0.2$ . Интересно сравнить эти параметры с более ранними определениями. В частности, еще в 1967 г. эффективная температура Канопуса была оценена по измерениям его углового диаметра на звездном интерферометре [12]. Сопоставление найденного диаметра с интегральным потоком, вычисленным на основании моделей атмосфер, дало величину  $T_{\text{эф}} = 7510 \pm 220 \text{ K}$ . Позже применение той же методики, но с наблюдаемым распределением энергии привело к значению  $T_{\text{эф}} = 7460 \pm 460 \text{ K}$  [13]. Лук [14], исследовавший атмосферы девяти южных сверхгигантов, для  $\alpha \text{ Cen}$  нашел  $T_{\text{эф}} = 7500 \text{ K}$ ,  $\lg g = 1.85$ . Таким образом, наши значения  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  в пределах ошибок хорошо согласуются с предшествующими оценками этих величин.

3. *Микротурбулентность и затухание.* Для исследования микротурбулентности лучше всего подходят линии нейтрального железа. Действительно, линии Fe I составляют в списке [3] наиболее многочисленную группу, при этом их эквивалентные ширины  $W_{\lambda}$  занимают достаточно широкий интервал от 10 до 300 mÅ, что является важным условием при анализе микротурбулентности. Кроме того, как уже отмечалось, для Fe I в настоящее время достаточно хорошо известны силы осцилляторов.

Всего было рассмотрено 75 линий Fe I, разбитых по величинам  $W_{\lambda}$  на 8 групп. По этим линиям мы вычисляли содержание железа при разных значениях скорости микротурбулентности  $\xi_t$ . Сначала предполагалось, что скорость  $\xi_t$  постоянна в атмосфере. Оказалось, что только при  $\xi_t = 4.5 \text{ км/с}$  все 8 групп линий Fe I дают практически одинаковое содержание железа (отклонения от среднего значения для отдельных групп не превышают среднеквадратической ошибки). Как известно, именно отсутствие систематического хода в величине содержания при изменении  $W_{\lambda}$  служит критерием при выборе  $\xi_t$ .

Аналогичные расчеты были проведены также для ионов Ti II (31 линия), Fe II (14 линий) и Cr II (11 линий). При этом для контроля в случае линий Fe II наряду с системой сил осцилляторов [9] была использована и новая сводка данных Куруча [15]. Линии трех рассмотренных ионов при  $\xi_t = 4.5 \text{ км/с}$  показывают систематический рост в содержании Ti, Fe и Cr при увеличении  $W_{\lambda}$ . Эти систематические изменения удается устранить лишь при  $\xi_t = 6 \text{ км/с}$ . Таким образом, линии Fe I, с одной сто-

роны, и линии ионов Ti II, Fe II и Cr II, с другой стороны, приводят к различным значениям  $\xi_i$ , и это различие нельзя объяснить случайными ошибками.

В предыдущих статьях [1, 2] было показано, что скорость микротурбулентности в атмосферах поздних F-сверхгигантов сильно зависит от оптической глубины  $\tau$ . Поэтому естественно и для Канопуса в качестве следующего шага вместо предположения  $\xi_i = \text{const}$  рассмотреть зависимость  $\xi_i = \xi_i(\tau)$ . Расчеты показали, что для  $\alpha$  Car действительно можно подобрать такое распределение микротурбулентности, при котором отсутствует систематический ход в содержании элементов с ростом  $W_i$ . Однако и в этом случае линии ионов Ti II, Fe II и Cr II приводят к более высоким значениям  $\xi_i$  по сравнению с линиями Fe I.

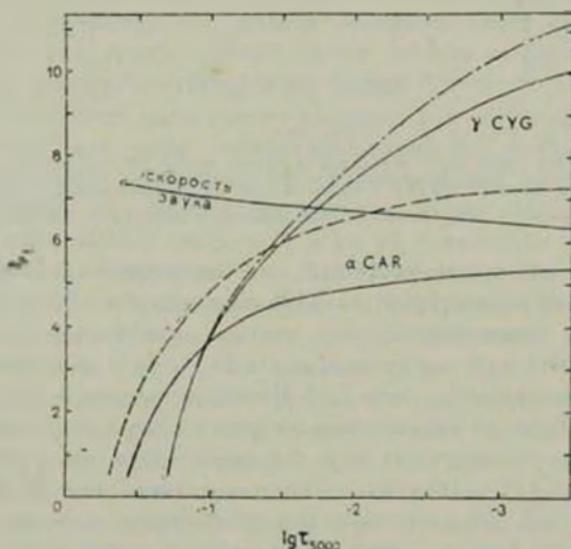


Рис. 2. Распределение микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов  $\alpha$  Car и  $\gamma$  Cyg. Для  $\alpha$  Car сплошная кривая определена по линиям Fe I, штриховая кривая — по линиям Ti II. Для  $\gamma$  Cyg штрих-пунктирная кривая получена в [1], сплошная кривая — уточненное распределение, найденное по моделям Куруча [7].

На рис. 2 представлены распределения микротурбулентности, найденные как для Канопуса, так и для  $\gamma$  Cyg (здесь  $\tau_{5000}$  — оптическая глубина для длины волны 5000 Å). Для сверхгиганта  $\gamma$  Cyg приведены две кривые — штрих-пунктирная, полученная в [1] по линиям Fe I на основе моделей Парсонса [6], и сплошная, более точная кривая, вычисленная нами по линиям Fe I и Ti II на основе моделей Куруча [7]. Подчеркнем, что, в отличие от  $\alpha$  Car, для  $\gamma$  Cyg и линии Fe I и линии Ti II дают одно и то же распределение микротурбулентности. Для Канопуса на рис. 2 также

представлены две зависимости  $\bar{\epsilon}_r$  от  $\tau_{3000}$  — причем сплошная кривая найдена по линиям Fe I, а штриховая — по линиям Ti II (последней удовлетворяют также линии ионов Fe II и Cr II). Рис. 3 подтверждает, что при соответствующих распределениях  $\bar{\epsilon}_r(\tau_{3000})$  для  $\alpha$ Car отсутствует систематический ход как в содержании железа, так и в содержании титана для линий с разными ширинами  $W$ .

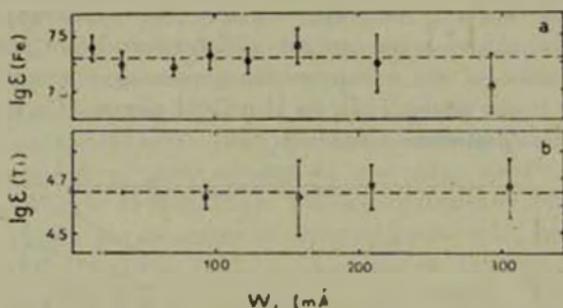


Рис. 3. Среднее содержание железа для групп линий Fe I (а) и среднее содержание титана для групп линий Ti II (б) в зависимости от эквивалентной ширины. Содержания Fe и Ti вычислены при разных распределениях микротурбулентности (см. рис. 2).

Из рис. 2 видно, что, например, на оптической глубине  $\tau_{3000} = 0.01$  скорость микротурбулентности по Ti II получается на 1.5 км/с выше, чем по Fe I. Итак, независимо от того, считать ли величину  $\bar{\epsilon}_r$  в атмосфере  $\alpha$ Car постоянной или переменной, ионы Ti II, Fe II и Cr II дают иную, более высокую скорость  $\bar{\epsilon}_r$ , чем Fe I. Возникает вопрос о причинах такого расхождения. Вряд ли оно вызвано погрешностями в силах осцилляторов, иначе пришлось бы допустить, что для линий трех различных ионов — Ti II, Fe II и Cr II — значения  $gf$  содержат одинаковые систематические ошибки (для Fe I, как уже отмечалось,  $gf$ -величины известны достаточно надежно). Кроме того, в случае  $\gamma$  Cug подобное явление не обнаружено. Другое возможное объяснение связано с неточностями в постоянных затухания. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Полная величина затухания  $\gamma$ , как обычно, складывается из следующих трех частей:  $\gamma_{rad}$  — радиационное затухание,  $\gamma_{st}$  — штарковское затухание (столкновения с заряженными частицами) и  $\gamma_{vdw}$  — затухание, обусловленное силами ван-дер-Ваальса (столкновения с нейтральными частицами, в основном, с атомами H I и He I). Из этих трех слагаемых постоянным является только  $\gamma_{rad}$ , в то время как  $\gamma_{st}$  и  $\gamma_{vdw}$  зависят от температуры и давления и поэтому меняются с глубиной в атмосфере. Следовательно полное затухание  $\gamma$  необходимо вычислять как функцию оптической глубины, то есть  $\gamma = \gamma(\tau)$ .

Точные значения  $\gamma_{rad}$  для многих линий неизвестны, и в этом случае обычно используют приближенную „классическую“ формулу  $\gamma_{rad} = 22.23 \cdot 10^{14} / \lambda^2$ , где длина волны  $\lambda$  выражена в ангстремах (см., например, [11]). Установлено, что иногда „классическая“ формула может занижать реальную величину  $\gamma_{rad}$  в 10 раз и более. Далее, в выражение для  $\gamma_{st}$  входит константа  $C_4$ , и она также во многих случаях известна неточно. Что касается величины  $\gamma_{vdw}$ , то она обычно вычисляется по приближенной формуле Унзольда (см. [11]), которая, как выяснилось при изучении линий солнечного спектра, приводит к заниженным значениям  $\gamma_{vdw}$ . Приходится вводить поправочный множитель, который, например, для линий Fe I в среднем равен 2.5 [16]. Из сказанного следует, что полная величина затухания  $\gamma(\tau)$  может содержать ошибки, и эти ошибки могут влиять на определяемое содержание элементов, а отсюда и на оценку  $E_1$ .

Чтобы выяснить роль такого влияния для исследуемой звезды, мы рассчитали для ряда конкретных линий Fe I и Ti II содержание Fe и Ti при разных значениях  $\gamma(\tau)$ . Первоначально полное затухание  $\gamma(\tau)$  вычислялось по обычной процедуре. Затем мы умножали  $\gamma(\tau)$  последовательно на 0.1, на 3, на 5 и на 10 и находили соответствующие изменения в содержании Fe и Ti. Полученные результаты представлены на рис. 4. Здесь изменения в содержании указаны в логарифмической шкале в зависимости от эквивалентных ширин линий. Расчеты выполнены для модели с параметрами  $T_{\infty} = 7400$  К и  $\lg g_{\infty} = 1.9$  при распределении микротурбулентности, найденном по линиям Fe I (см. рис. 2). Из рис. 4 видно, что влияние ошибок в  $\gamma(\tau)$  существенно зависит от  $W_{\lambda}$ . Например, если для линий с шириной  $W_{\lambda} = 100$  mÅ даже при изменении  $\gamma(\tau)$  в 10 раз вариации в логарифме содержания не превышают 0.02, то при  $W_{\lambda} = 300$  mÅ эти вариации могут составлять 0.4—0.5. Напомним, что относительно сильные линии наиболее чувствительны также и к выбору скорости микротурбулентности.

Как показали расчеты, в случае  $\alpha$  Cen наибольший вклад в  $\gamma(\tau)$  вносит сумма  $\gamma_{rad} + \gamma_{st}$ , в то время как вкладом  $\gamma_{vdw}$  можно пренебречь (даже с учетом поправочных множителей). Таким образом, на определение микротурбулентности могли повлиять только ошибки в  $\gamma_{rad}$  и  $\gamma_{st}$ . Проверим, не являются ли эти ошибки причиной указанного выше несоответствия в скорости  $E_1$  между линиями Fe I и Ti II.

Точные значения  $\gamma_{rad}$  для рассмотренных нами линий Fe I неизвестны, поэтому в расчетах мы применяли значения, найденные по „классической“ формуле. Они, как уже отмечалось, имеют тенденцию

занижать реальную величину  $\gamma_{rad}$ . Однако, если допустить, что «классические» постоянные затухания  $\gamma_{rad}$  для линий Fe I требуют увеличения, это приведет к дальнейшему понижению скорости микротурбулентности и, следовательно, к усилению несоответствия между Fe I

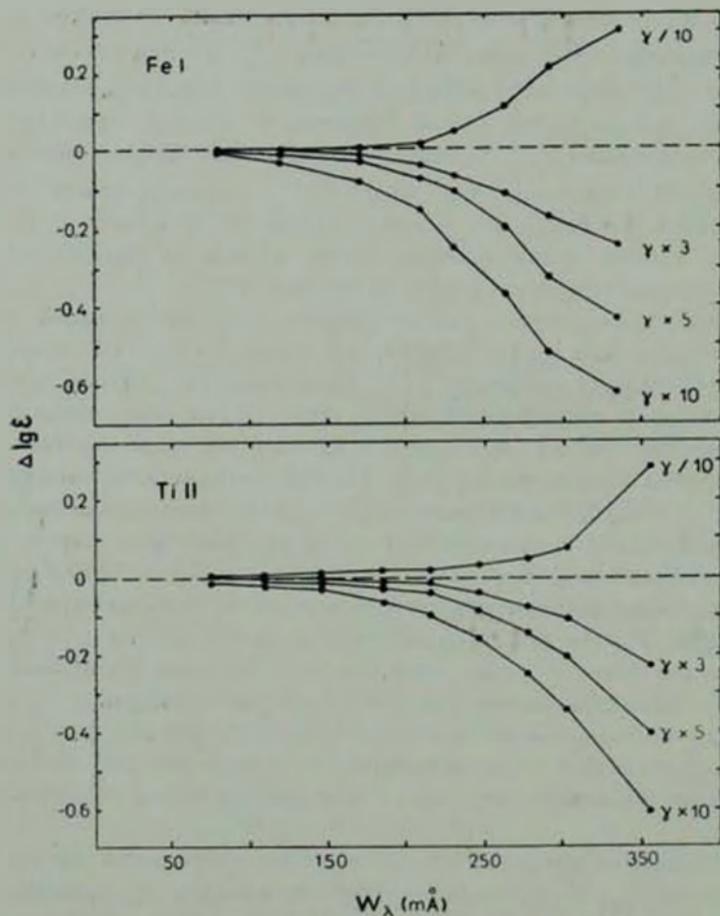


Рис. 4. Изменения в содержании железа и титана, возникающие при умножении величины затухания  $\gamma$  (%) на 0,1, 3, 5 и 10. Расчеты выполнены для наблюдаемых эквивалентных ширины конкретных линий Fe I и Ti II.

и Ti II. Что касается линий Ti II, то для некоторых из них известны точные значения  $\gamma_{rad}$  (см. [17]). Отметим, что они оказываются весьма близкими к «классическим» постоянным затухания. В частности, нам известны  $\gamma_{rad}$  для ряда самых сильных линий Ti II, имеющих наибольш-

ший вес при определении  $\xi_i$ . Эти линии не показывают каких-либо систематических отличий в содержании титана от других линий с близкими  $W_\lambda$ , но с неизвестными постоянными  $\gamma_{rad}$ . Таким образом, трудно допустить существование значительных ошибок в принятых значениях  $\gamma_{rad}$  для линий Ti II. Между тем  $\gamma_{rad}$  для Ti II потребовалось бы увеличить в 20 раз, чтобы получить такое же распределение микротурбулентности, как и по линиям Fe I.

Штарковское затухание  $\gamma_{st}$  для Ti II пришлось бы увеличить даже более, чем в 20 раз, чтобы устранить отмеченную неопределенность в микротурбулентности. Нам трудно допустить существование таких больших систематических ошибок в затухании  $\gamma$  (?). Тем более, что для сверхгиганта  $\gamma$  Cyg линии Fe I и линии Ti II дают одно и то же распределение микротурбулентности без каких-либо дополнительных поправок в  $\gamma_{rad}$  и  $\gamma_{st}$ .

Таким образом, вопрос о том, почему для Канопуса линии ионов Ti II, Cr II и Fe II приводят к более высоким скоростям микротурбулентности по сравнению с линиями Fe I, остается открытым. Возможно, будущие расчеты, выполненные при отказе от предположения о локальном термодинамическом равновесии, помогут ответить на этот вопрос.

4. *О сверхзвуковой микротурбулентности.* В работе [1] при исследовании  $\gamma$  Cyg, сверхгиганта подкласса F8, нам удалось дать определенный ответ на вопрос о постоянстве скорости микротурбулентности в атмосфере. На основании расчетов для 88 линий Fe I было показано, что никакое значение  $\xi_i = const$  не позволяет устранить систематический ход в содержании железа с ростом эквивалентной ширины  $W_\lambda$ . Лишь после введения для этой звезды зависимости  $\xi_i = \xi_i(\tau)$  линии с разными  $W_\lambda$  дали примерно одно и то же содержание. В случае более горячего F-сверхгиганта  $\alpha$  Cas эту проблему уже не удастся решить однозначно. Действительно как было показано выше, для скорости микротурбулентности  $\xi_i$  здесь можно подобрать и постоянное значение и некоторое распределение по глубине (см. рис. 2). Однако, по нашему мнению, свойства атмосфер сверхгигантов близких спектральных классов в основных чертах должны быть схожими; поэтому для Канопуса, как и для поздних F-сверхгигантов  $\gamma$  Cyg,  $\alpha$  UMi и  $\rho$  Cas, мы примем вариант с переменной скоростью  $\xi_i(\tau)$ .

Линии Fe I и Ti II, как уже отмечалось, дают для  $\alpha$  Cas несколько отличающиеся распределения  $\xi_i(\xi_{2000})$ , тем не менее можно сделать одно вполне определенное заключение, а именно: скорость микротурбулентности в верхних слоях атмосферы Канопуса заметно ниже, чем у сверхгигантов подкласса F8, исследованных в [1, 2]. На рис. 2 для сравнения при-

ведено распределение скорости звука, вычисленное нами для  $\alpha$  Cas. Видно, что даже при  $\tau_{3000} = 10^{-3} - 10^{-4}$  значения  $\xi$ , у Канопуса либо меньше скорости звука (если зависимость  $\xi$ , ( $\tau$ ) найдена по линиям Fe I), либо очень незначительно превышают ее (если  $\xi$ , ( $\tau$ ) найдена по линиям Ti II). В любом случае можно сказать, что в атмосфере Канопуса не развивается столь заметная сверхзвуковая турбулентность, как в атмосферах сверхгигантов подкласса F8 [1, 2]. Напомним, что для  $\alpha$  UMi (F8 Ib — II) и  $\gamma$  Cyg (F8 Ib) микротурбулентность становится сверхзвуковой уже при  $\tau_{3000} = 0.01$ , а для яркого сверхгиганта  $\zeta$  Cas (F8 Ia) — даже при  $\tau_{3000} = 0.1$ .

Сверхзвуковые движения могут приводить к появлению ударных волн, к нагреву верхних слоев атмосферы и, следовательно, к возникновению хромосферы. Интересно, что по наблюдениям со спутника ЦЕ у Канопуса не обнаружено признаков хромосферы [18], в то время как у  $\gamma$  Cyg такие признаки найдены [19]. По-видимому, оба эти явления — сверхзвуковая микротурбулентность и хромосфера — становятся заметными лишь у поздних F-сверхгигантов.

5. *Основные результаты.* 1). Для Канопуса получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{eff}} = 7400 \pm 150$  K,  $\lg g = 1.9 \pm 0.2$ . Они хорошо согласуются с предшествующими оценками других авторов.

2). Исследовано распределение скорости микротурбулентности  $l_T$ . Показано, что линии ионов Ti II, Cr II и Fe II приводят к более высоким значениям  $l_T$ , чем линии Fe I. Такое расхождение не удается объяснить систематическими ошибками в величине затухания  $\gamma$  ( $\tau$ ) или в принятых силах осцилляторов. Изучено влияние неточностей в  $\gamma$  ( $\tau$ ) на определение содержания элементов.

3) В верхних слоях атмосферы Канопуса не развивается столь заметная сверхзвуковая микротурбулентность, как у поздних F-сверхгигантов  $\alpha$  UMi,  $\gamma$  Cyg и  $\zeta$  Cas, исследованных нами ранее [1, 2]. Возможно, с этим связано отсутствие хромосферы у Канопуса.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## THE ATMOSPHERE OF CANOPUS. I. MODEL ATMOSPHERE AND MICROTURBULENCE DISTRIBUTION

A. A. BOYARCHUK, L. S. LYUBIMKOV

On the basis of model atmospheres of Kurucz [7] using high dispersion spectroscopic data of Castley and Watson [3], we have analysed the bright southern supergiant Canopus =  $\alpha$  Car (F0Ib—II). The following values of effective temperature and surface gravity were obtained:  $T_{\text{eff}} = 7400 \pm 150$  K,  $\log g = 1.9 \pm 0.2$ . The distribution of microturbulent velocity  $\xi$ , was studied. It is shown that TiII, CrII and FeII lines lead to higher  $\xi$ , values in comparison with FeI lines (fig. 2). We do not find such appreciable supersonic microturbulence for Canopus as for late F type supergiants  $\alpha$  UMi,  $\gamma$  Cyg [1] and  $\rho$  Cas [2]. The effect of errors in damping  $\gamma$  on derived abundance is considered (fig. 4).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крымской обл., 64, 3, 1981.
2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крымской обл., 66 (в печати).
3. J. C. Castley, R. D. Watson, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 41, 397, 1980.
4. Н. А. Алексеев, Г. А. Алексеева, А. А. Архаров, Ю. А. Беляев, А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, В. И. Бирнашев и др., Труды ГАО в Пулково, 83, 4, 1978.
5. Л. С. Любимков, Изв. Крымской обл., 62, 44, 1980.
6. S. B. Parsons, *Ap. J. Suppl. ser.*, 18, 127, 1969.
7. R. L. Kurucz, *Ap. J. Suppl. ser.*, 40, 1, 1979.
8. R. L. Kurucz, *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report*, No. 309, 1, 1970.
9. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, Изв. Крымской обл., 63, 66, 1981.
10. D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. J. Shallis, G. J. Simmon, *M. N.*, 191, 445, 1980.
11. К. У. Азлен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
12. R. Hanbury Brown, J. Davis, L. R. Allen, J. M. Rome, *M. N.*, 137, 393, 1967.
13. A. D. Code, J. Davis, R. C. Bless, R. Hanbury Brown, *Ap. J.*, 203, 417, 1976.
14. R. E. Luck, *Ap. J.*, 232, 747, 1979.
15. R. L. Kurucz, *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report*, No. 390, 1, 1981.
16. E. A. Gartovenko, N. N. Kondrashova, *Solar Phys.*, 68, 17, 1980.
17. H. G. Groth, *Z. Astrophys.*, 51, 231, 1961.
18. F. Praderie, A. Talavera, H. Lamers, *Astron. Astrophys.*, 86, 271, 1980.
19. S. B. Parsons, *Ap. J.*, 239, 555, 1980.

УДК 524.3—85

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ  
В ИК-СПЕКТРАХ М-ГИГАНТОВ

В. З. АВETИСЯН, Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 8 октября 1981

Принята к печати 3 мая 1982

Приводятся результаты инфракрасных наблюдений гигантов класса М. Полученные данные указывают на наличие в ИК-спектрах исследованных звезд абсорбций, обусловленных наличием молекул  $H_2O$  и  $CO$  во внешних слоях атмосфер этих звезд или, возможно, в их оболочках. Оцениваются параметры этих оболочек и рассматривается зависимость полученных значений параметров от периодов и фазы изменения блеска.

Холодные гиганты относятся к одному из наиболее интересных классов звезд. С их изучением связано много проблем [1], не нашедших до сих пор своего решения.

С появлением приемников инфракрасного излучения холодные гиганты стали интенсивно исследоваться в инфракрасном диапазоне. Оказалось, что часть наблюдавшихся в инфракрасном диапазоне звезд имеет избыточное инфракрасное излучение, обусловленное, вероятно, пылевыми оболочками. Спектральные инфракрасные наблюдения холодных гигантов показали наличие в их спектрах колебательно-вращательных абсорбционных полос молекул, в частности, молекул  $H_2O$  и  $CO$  [2, 3]. По-видимому, наблюдения молекулярных полос дают нам сведения о наиболее внешних областях протяженных атмосфер этих звезд. А эти данные необходимы для понимания структуры атмосфер красных гигантов, объяснения причин потери ими массы и образования оболочек.

Исходя из этого, в Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР, начиная с 1978 г., ведутся систематические инфракрасные наблюдения красных гигантов. Наблюдения проводятся с помощью изготовленного в ГАО АН СССР инфракрасного фотометра, установленного на телескопе ЭТА-2.6 м. Детектором инфракрасного излучения в этом фотометре является охлаждаемое углекислотой фотоспротивление  $PbS$ . Фотометр снабжен 10-ю интерференционными фильтрами, характеристики которых приводятся в табл. 1.

Для калибровки фотометра в качестве стандартов использовались звезды  $\alpha$  Cyg,  $\alpha$  Arg,  $\beta$  Gem,  $\delta$  Vir. Так как мы не располагали данными наблюдений указанных стандартов в области пропускания наших фильтров, то для обработки данных пришлось воспользоваться интерполяцией результатов [4]. Поэтому наша калибровка носит условный характер.

Таблица 1

## ПАРАМЕТРЫ ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ФИЛЬТРОВ

$\lambda$ мкм	0.98	1.47	1.54	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
$\Delta\lambda$ мкм	0.03	0.03	0.03	0.04	0.03	0.05	0.05	0.05	0.06	0.04
$\tau$ %	24	42	62	57	34	52	58	62	62	68

Программа наблюдений приводится в табл. 2. В этой же таблице приводится воздушная масса в момент наблюдения. Редукция наблюдаемых потоков за избирательность поглощения в атмосфере выполнялась путем учета поправок за различие воздушных масс исследуемой звезды и звезды-стандарта. Избирательное поглощение на единицу воздушной массы принималось согласно [5]. Хотя мы не проверяли применимость данных [5] для наших условий наблюдений, однако можно надеяться, что возможная ошибка здесь будет невелика, так как стандарты и исследуемые звезды наблюдались при достаточно близких воздушных массах, и поправки не превышали нескольких сотых звездной величины.

Для наблюдавшихся звезд мы вычислили наблюдаемые цвета [i] — [1.54] по формуле:

$$[i] - [1.54] = -2.51g \frac{F_i}{F_{1.54}} + C_i \quad (1)$$

где  $F_\lambda$  — наблюдаемые потоки, исправленные за атмосферное поглощение,  $C_i$  — определенные по наблюдениям стандартов калибровочные коэффициенты. Полученные таким образом цвета мы исправили за межзвездное поглощение, расстояния оценивались по модулю расстояния, причем абсолютные звездные величины были взяты из [5], видимые — из [6]. В высоких галактических широтах ( $|b| > 8^\circ$ ) межзвездное поглощение в визуальных лучах принималось  $0.3$  на кпс [5], а для  $|b| < 8^\circ$  использовались соответствующие значения из [7]. Для пересчета визуального поглощения на длину волны  $\lambda$  принималось, что  $A_\lambda \sim 1/\lambda$ .

Исправленные таким образом за межзвездное поглощение цвета [i] — [1.54] наблюдавшихся нами звезд и сравнение этих цветов с соответствующими цветами, полученными широкополосной фотометрией [8] холодных гигантов, приводятся на рис. 1.

Таблица 2

№	Звезда	Дата (JD)	Воздушная масса	№	Звезда	Дата (JD)	Воздушная масса
1	T Cep	2443767	1.18	23	RS Vir	2444002	2.00
2	W Cyg	43772	1.08	24	T UMa	44003	1.19
3	R Ari	43772	1.06	25	RS Vir	44003	1.27
4	R Del	43774	1.18	26	Y Lyb	44003	1.47
5	T And	43774	1.05	27	S Ser	44003	1.24
6	T Cep	43775	1.27	28	X CrB	44003	1.10
7	R Ari	43797	1.24	29	U Ser	44004	1.24
8	R Leo	43948	1.21	30	S Lib	44004	2.13
9	W Cyg	43948	1.74	31	RY Oph	44004	1.33
10	R Cnc	43949	1.62	32	U Her	44005	1.14
11	R Vir	43949	1.21	33	RY Oph	44005	1.33
12	R CVn	43949	1.00	34	R Aql	44064	1.18
13	S UMi	43949	1.29	35	Z Oph	44065	1.29
14	S CrB	43949	1.06	36	T And	44127	1.09
15	W Cnc	43974	1.27	37	W Cyg	44130	1.04
16	S LMi	43974	2.21	38	T Cep	44130	1.22
17	RUUMa	43974	1.10	39	R Ari	44130	1.06
18	U Vir	43974	1.56	40	W Cyg	44145	1.27
19	S Vir	43974	1.89	41	W Cyg	44149	1.07
20	T Vir	43980	1.49	42	W Cyg	44179	1.08
21	R Hya	43980	2.28	43	R Ari	44179	1.04
22	RT Lyb	43980	2.00				

Наиболее характерными особенностями полученных спектров холодных гигантов является наличие абсорбции  $H_2O$  на 1.98 мкм и  $CO$  на 2.39 мкм. Наличие этих деталей в инфракрасных спектрах холодных звезд неоднократно отмечалось и ранее [2, 3]. В настоящей работе мы попытаемся, не ограничиваясь констатацией факта наличия этих абсорбционных деталей в спектре исследуемых звезд, выполнить и количественный анализ этих спектров.

Прежде всего, оценим обусловленное молекулами  $H_2O$  и  $CO$  ослабление интенсивности инфракрасного излучения исследованных звезд. Для оценки молекулярных абсорбций можно использовать, например, величины  $\Delta m_{CO}$  и  $\Delta m_{H_2O}$ , определяемые нижеследующими выражениями:

$$\Delta m_{CO} = \{[2.39] - [1.54]\} - \{[2.23] - [1.54]\} - \{[2.39] - [2.23]\}, \quad (2)$$

$$\Delta m_{H_2O} = \{[1.98] - [1.54]\} - \frac{\{[1.72] - [1.54]\} + \{[2.23] - [1.54]\}}{2}, \quad (3)$$

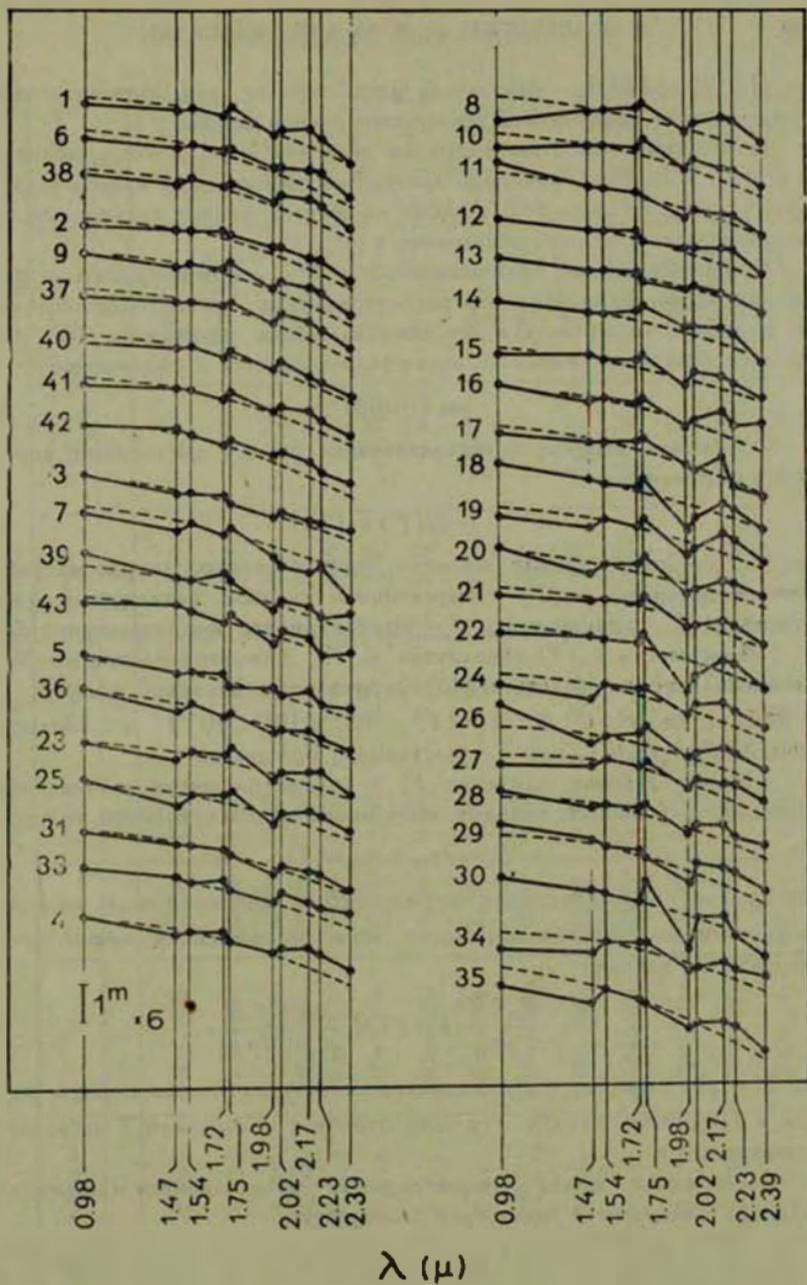


Рис. 1. Цвета  $[I] - [1.54]$  исследованных звезд (точки). Прерывистые линии показывают цвета черного тела с температурой, равной эффективной температуре данной звезды.

где  $\{[2.39] - [2.23]\}_e$  — показатель цвета черного тела, имеющего температуру, равную эффективной температуре данной звезды.

Рассчитанные по этим формулам значения  $\Delta m_{CO}$  и  $\Delta m_{H_2O}$  приводятся в табл. 3. В этой же таблице приводятся спектральные классы исследованных звезд, согласно [6], а также их фазы в момент наблюдения, рассчитанные для периодов, приведенных в табл. [6].

С другой стороны, величины  $\Delta m_{CO}$  и  $\Delta m_{H_2O}$  можно связать с физическими параметрами атмосфер рассматриваемых звезд. Действительно, как известно, выраженное в звездных величинах уменьшение  $\Delta m$  интенсивности излучения связано с оптической толщиной  $\tau$  соотношением:

$$\Delta m = 1.086 \tau, \quad (4)$$

Оптическая толщина  $\tau$ , обусловленная только молекулами, определяется выражением:

$$\tau = N(T) k_e(T) l, \quad (5)$$

где  $N(T)$  — концентрация молекул, ответственных за рассматриваемую экстинкцию,  $k_e(T)$  — эффективное сечение поглощения одной молекулы,  $T$  — температура,  $l$  — протяженность поглощающего слоя.

Зависимость  $k_e(T)$  рассчитана в [9]. Для определения же  $N(T)$  мы воспользуемся расчетами [10] парциальных давлений молекул CO и H<sub>2</sub>O (для H:C:N:O = 1:5 × 10<sup>-4</sup>: 10<sup>-4</sup>: 10<sup>-3</sup>) и соотношением  $N(T) = P_M/kT$ , где  $k$  — постоянная Больцмана.

Полное газовое давление  $P_g$  в рассматриваемых звездах определяется, в основном, вкладом атомарного и молекулярного водорода:

$$P_g = (n_H + n_{H_2}) kT, \quad (6)$$

где  $n_H$  и  $n_{H_2}$  — концентрации атомарного и молекулярного водорода соответственно. Воспользовавшись этим соотношением, можно преобразовать (5) к виду:

$$\tau = \frac{P_M(T)}{P_g m_H} k_e(T) M \frac{n_H + n_{H_2}}{n_H + 2n_{H_2}}, \quad (7)$$

где  $M = m_H l (n_H + 2n_{H_2})$  представляет собой практически полную массу газа в единичном столбе (то есть столбе с основанием 1 см<sup>2</sup>) поглощающего слоя.

Соотношение между концентрациями молекулярного и атомарного водорода определяется уравнением диссоциации:

$$\frac{n_{H_2}^2}{n_H} = \frac{k_d(T)}{kT}, \quad (8)$$

где  $k(T)$  — постоянная диссоциации, рассчитанная в [10].

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

№	Звезда	$S_p$	$P$	Фаза	$\Delta m_{H_2O}$	$\Delta m_{CO}$
1	2	3	4	5	6	7
1	T Cep	M5e—M9e	387.79	0.024	0.24	0.37
2	W Cyg	M4e—M6e	130.85	0.023	0.13	0.20
3	R Ari	M3e—M4e	186.80	0.051	0.20	-0.03
4	R Del	M5e—M6e	280.19	0.976	0.26	0.07
5	T And	M3e—M4e	284.8 <sup>x</sup>	0.132	0.04	-0.09
6	T Cep	M5e—M9e	387.79	0.045	0.21	0.23
7	R Ari	M3e—M4e	186.80	0.185	0.18	0.70
8	R Leo	M6.5e—M9e	312.57	0.144	0.40	0.24
9	W Cyg	M4e—M6e	130.85	0.368	0.29	0.23
10	R Cnc	M6e—M8e	361.69	0.190	0.33	0.17
11	R Vir	M3.5e—M8e	145.51	0.190	0.32	0.25
12	R CVn	M6e—M8e	327.97	0.178	0.24	0.34
13	S UMi	M7e—M9e	326.19	0.143	0.16	0.21
14	S CrB	M6e—M8e	360.68	0.143	0.12	0.44

Таблица 3

$lg \frac{\Delta m_{CO}}{\Delta m_{H_2O}}$	$T (K)$	$M \text{ г/см}^2$
8	9	10
0.19	$2710^{+70}_{-90}$	$2.8^{+0.2}_{-0.2}$
0.19	$2710^{+170}_{-200}$	$1.5^{+0.3}_{-0.1}$
0.15	2690	—
-0.56	< 2660	> 0.5
—	—	—
0.04	$2670^{+110}_{-180}$	$1.8^{+0.4}_{-0.2}$
0.59	$2800^{+80}_{-60}$	$4.9^{+0.2}_{-0.1}$
-0.22	$2560^{+120}_{-}$	$2.1^{+0.3}_{-0.3}$
-0.10	$2620^{+120}_{-230}$	$1.9^{+0.5}_{-0.2}$
-0.29	$2540^{+140}_{-}$	$1.5^{+0.2}_{-0.2}$
-0.11	$2610^{+100}_{-180}$	$2.1^{+0.4}_{-0.2}$
0.15	$2700^{+80}_{-100}$	$2.6^{+0.2}_{-0.2}$
0.12	$2690^{+120}_{-220}$	$1.6^{+0.4}_{-0.1}$
0.56	$2790^{+170}_{+200}$	$3.1^{+0.5}_{-0.2}$

ИК-СПЕКТРЫ М.ГИГАНТОВ

1	2	3	4	5	6	7
15	W Cnc	M7e—M8e	393.26	0.191	0.36	0.18
16	S LMi	M4e—M5e	233.91	0.333	0.40	-0.38
17	RU UMa	M3e—M5e	252.44	0.306	0.06	0.04
18	U Vir	M2e—M5.5e	206.84	0.218	0.91	0.34
19	S Vir	M6e—M7e	377.88	0.990	0.63	0.30
20	T Vir	M6e	339.24	0.995	0.53	0.06
21	R Hya	M6e—M8e	388.00	0.075	0.34	0.26
22	RT L.yb	M3e—M5.5e	251.74	0.979	0.98	0.46
23	RT Vir	M6e—M7e	352.80	0.079	0.54	0.31
24	T UMi	M5.5e	313.58	0.220	0.42	0.18
25	RS Vir	M6e—M7e	352.80	0.082	0.57	0.19
26	Y Lyh	M5e	274.74	0.044	0.40	0.00
27	S Ser	M5e—M6e	368.59	0.283	0.34	0.01
28	X CrB	M5e—M7e	240.82	0.267	0.35	-0.05
29	U Ser	M4e—M6e	237.80	0.032	0.54	0.03
30	S Lih	M2e	192.37	0.066	0.83	0.32
31	RY Oph	M3e—M6e	150.53	0.997	0.36	0.17

Таблица 3 (продолжение)

8	9	10
-0.30	2530 <sup>+140</sup> <sub>-</sub>	1.6 <sup>-</sup> <sub>-0.2</sub>
-	-	-
-	-	-
-0.43	2440 <sup>+110</sup> <sub>-</sub>	3.4 <sup>-</sup> <sub>-0.4</sub>
-0.32	2530 <sup>+50</sup> <sub>-</sub>	2.7 <sup>-</sup> <sub>-0.1</sub>
-0.94	2440	>0.6
-0.12	2610 <sup>+100</sup> <sub>-170</sub>	2.2 <sup>+0.4</sup> <sub>-0.3</sub>
-0.33	2530 <sup>+50</sup> <sub>-130</sub>	4.1 <sup>+0.7</sup> <sub>-0.1</sub>
-0.24	2560 <sup>+80</sup> <sub>-180</sub>	2.7 <sup>+0.6</sup> <sub>-0.2</sub>
-0.36	2500 <sup>+130</sup> <sub>-</sub>	1.7 <sup>-</sup> <sub>-0.2</sub>
-0.48	2390 <sup>+190</sup> <sub>-</sub>	2.0 <sup>-</sup> <sub>-0.4</sub>
-	< 2390	-
-1.53	< 2510	>0.1
-	-	-
-1.25	-	-
-0.41	2470 <sup>+90</sup> <sub>-</sub>	3.1 <sup>-</sup> <sub>-0.4</sub>
-0.33	2530 <sup>+130</sup> <sub>-</sub>	1.5 <sup>-</sup> <sub>-0.2</sub>

В. Э. АВЕТИСЯН, Ю. К. МЕЛИК-АДАВЕРДЯН

1	2	3	4	5	6
32	U Her	M6.5e—M8e	405.40	0.750	0.73
33	RY Oph	M3e—M6e	150.53	0.003	0.32
34	R Aql	M5e—M8e	293.00	0.744	0.48
35	Z Oph	M4e—M5.5e	349.10	0.146	0.44
36	T And	M3e—M4e	284.88	0.391	0.16
37	W Cyg	M4e—M6e	130.85	0.759	0.22
38	T Cep	M5e—M9e	387.79	0.960	0.17
39	R Ari	M3e—M4e	186.80	0.968	0.51
40	W Cyg	M4e—M6e	130.85	0.874	0.06
41	W Cyg	M4e—M6e	130.85	0.904	0.11
42	W Cyg	M4e—M6e	130.85	0.132	-0.03
43	R Ari	M3e—M6e	186.80	0.230	0.23

Таблица 3 (окончание)

7	8	9	10
0.30	-0.38	2480 <sup>+100</sup> <sub>-</sub>	2.9 <sup>-</sup> <sub>-0.3</sub>
-0.08	-	-	-
-0.22	-	-	-
0.31	-0.25	2560 <sup>+120</sup> <sub>-100</sub>	2.7 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.3</sub>
0.01	-2.00	< 2730	> 0.1
0.04	0.74	< 2680	> 0.3
0.24	0.15	2700 <sup>+110</sup> <sub>-140</sub>	1.8 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.1</sub>
-0.33	-	-	-
-0.01	-	-	-
0.02	-0.74	< 2890	> 0.1
-0.19	-	-	-
-0.30	-	-	-

ИК-СПЕКТРЫ М.ГИГАНТОВ

Воспользовавшись (6) и (8), преобразуем (7) следующим образом:

$$\tau = \frac{P_M(T)}{P_g m_H} k_s(T) M \frac{1}{2 - \frac{k_s(T)}{2P_g} \left( \sqrt{1 + \frac{4P_g}{k_s(T)}} + 1 \right)}. \quad (9)$$

Соотношение (9), строго говоря, можно применить лишь для предельно малого увеличения  $\tau$  в шаровом слое, имеющем температуру  $T$ , газовое давление  $P_g$  и содержащем массу  $M$  в столбе с единичным основанием. Очевидно, что, располагая моделями атмосфер рассматриваемых звезд, можно рассчитать  $\tau$ . Однако, поскольку у нас нет уверенности в применимости имеющихся моделей к областям, ответственным за образование молекулярных полос поглощения, мы поступим иначе. А именно, предположим, что наблюдаемые в спектрах исследованных звезд полосы поглощения молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}$  возникают в одних и тех же областях с фиксированными для данной звезды значениями  $T$  и  $P_g$ . Более того, поскольку  $\tau$  гораздо сильнее зависит от  $T$ , чем от  $P_g$ , будем пренебрегать зависимостью  $\tau$  от  $P_g$ , полагая, например, что  $P_g = 10^3$  для рассматриваемых здесь звезд.

Конечно, такие предположения являются весьма грубыми. Особенно большие сомнения вызывает предположение, что области, ответственные за возникновение полос поглощения как молекул  $\text{H}_2\text{O}$ , так и молекул  $\text{CO}$ , характеризуются одной и той же для данной звезды температурой. Только в том случае, когда поглощающий молекулярный слой представляет собой тонкую, достаточно однородную по своим свойствам оболочку, это предположение будет оправдано. Ниже мы будем рассматривать именно этот случай.

Итак, мы приняли  $\tau = F(T) M$ . Следовательно, определив из наблюдений значения  $\tau$  и рассчитав  $F(T)$ , мы сможем определить для каждой звезды значения  $M$ . Расчет зависимости  $F(T)$  не представляет трудностей; соответствующие кривые для молекул  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , полученные с помощью данных [9, 10], приводятся на рис. 2. Температуру  $T$  для каждой звезды можем определить, заметив, что отношение  $\Delta m_{\text{CO}}/\Delta m_{\text{H}_2\text{O}}$  при сделанных предположениях зависит только от  $T$ . Рассчитанная нами зависимость  $\Delta m_{\text{CO}}/\Delta m_{\text{H}_2\text{O}}$  от  $T$  (сплошная кривая) приводится на рис. 3. С другой стороны, мы имеем (см. табл. 3) наблюдаемые значения отношения  $\Delta m_{\text{CO}}/\Delta m_{\text{H}_2\text{O}}$ . Сравнивая эти данные с приведенной на рис. 3 зависимостью, мы определили значения  $T$ , которые приводятся в табл. 3. Вычислены также интервалы значений  $T$ , соответствующие среднеквадратичной ошибке наших наблюдательных данных (в некоторых случаях наши данные позволяют оценить лишь верхний предел  $T$ ).

Представляется интересным сравнить эти значения  $T$  с эффективными температурами соответствующих звезд. С этой целью мы приводим на рис. 3 диаграмму  $\Delta m_{CO}/\Delta m_{H_2O}$  — эффективные температуры всех исследо-

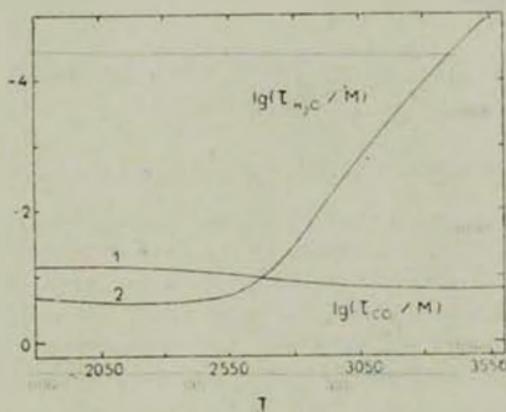


Рис. 2. Зависимость  $T_{CO} / M$  и  $T_{H_2O} / M$  от температуры (кривые 1 и 2 соответственно).

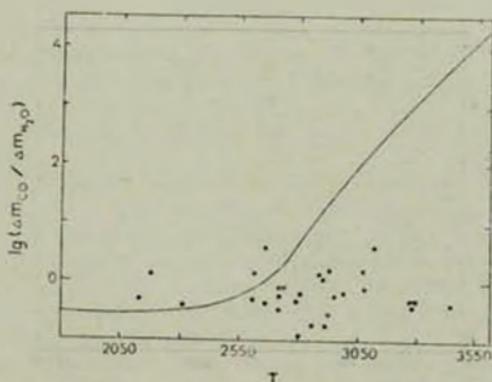


Рис. 3. Зависимость  $\Delta m_{CO}/\Delta m_{H_2O}$  от температуры (кривая) и наблюдаемые значения  $\Delta m_{CO}/\Delta m_{H_2O}$  (точки), показанные против эффективных температур соответствующих звезд.

ванных звезд. Напомним, что приведенная на этом рисунке кривая показывает зависимость между  $T$  и  $\Delta m_{CO}/\Delta m_{H_2O}$ . Сравнение этой рассчитанной зависимости с наблюдательными данными показывает, что эффективные температуры большинства исследованных звезд существенно выше, чем температуры  $T$  областей, ответственных за поглощение в молекулярных

полосах. Особенно велико различие в  $T_1$  и  $T_2$  для звезд U Ser, RT Lib, U Vir, RY Oph. Для некоторых из исследованных звезд, как например, S UMi, W Sps, U Her, температуры  $T$  оказались выше эффективных температур.

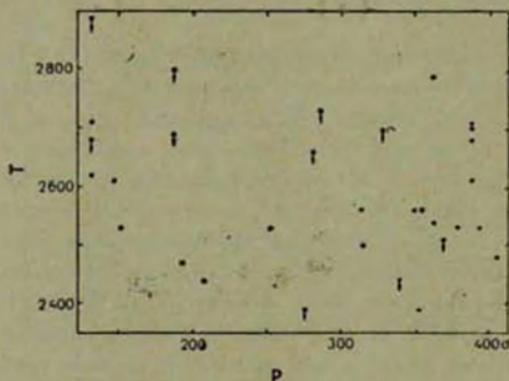


Рис. 4. Диаграмма  $T - P$  для исследованных звезд.

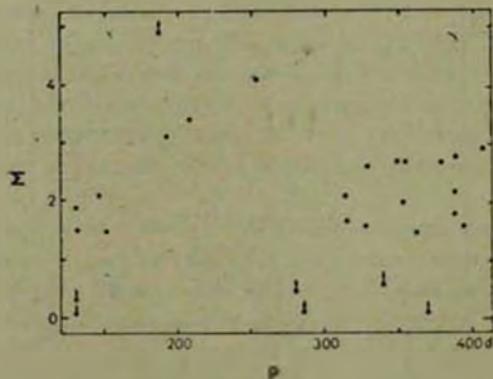


Рис. 5. Диаграмма  $M - P$  для исследованных звезд.

Зная температуры  $T$ , мы можем теперь с помощью (9) найти массы вещества, содержащегося в единичном столбе поглощающего в молекулярных полосах слоя. Полученные значения  $M$ , а также доверительные интервалы соответствующих значений приводятся в табл. 3. На рис. 4 и 5 значения  $M$  и  $T$  сопоставлены с периодами  $P$  изменения блеска соответствующих звезд. Видна некоторая тенденция к увеличению  $T$  с увеличением  $P$

для долгопериодических звезд с  $P > 200$  дней. Имеются также некоторые указания на изменение  $T$  с фазой, например, у звезд  $T$  Сер и  $W$  Cyg.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## MOLECULAR ABSORPTION BANDS IN IR SPECTRA OF M GIANTS

V. Z. AVETISSIAN, Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN

The results of observations of M-type giants are given. The obtained data indicate the presence of absorption in the infrared spectra of the observed stars. The absorption is caused by molecules  $H_2O$  and  $CO$  which exist in the outer layers of stellar atmospheres or in their envelopes. The parameters of the envelopes are estimated. The dependence of their values upon periods and phases of luminosity changes is considered.

### ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Merrill, *Spectra of Long-Period Variable Stars*, Chicago, University of Chicago Press, 1940.
2. D. Mc. Cammon, G. Munch, G. Neugebauer, *Ap. J.*, 147, 575, 1967.
3. R. I. Thompson, H. W. Schnopper, R. I. Mitchell, H. L. Johnson, *Ap. J.*, 158, L117, 1969.
4. R. G. Walker, *Philosophical Transactions R. S. of London, Ser. A*, No. 1150, 264, p. 209.
5. G. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press, London, 1973.
6. B. V. Kukarktn, P. N. Kholopov, Yu. P. Pskovsky, Yu. N. Efremov, N. P. Kukarkina, N. E. Kurochktin, G. I. Medvedeva, N. B. Parova, V. P. Fedorovitch, M. S. Frolov, *General Catalogue of Variable Stars*, Moscow, 1971.
7. Th. Neckel, G. Klare, *Astron. Astrophys.*, 42, 251, 1980.
8. H. L. Johnson, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 4, 193, 1966.
9. T. Tsuji, *P. A. S. Japan*, 18, 127, 1966.
10. T. Tsuji, *Ann. Tokyo Astron. Obs. Second Ser.*, 9, No. 1, 1964.

УДК 524.3-85

АБСОЛЮТНЫЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ  
В УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СПЕКТРАХ ЗВЕЗД ПО ДАННЫМ  
«ОРИОНА-2»Г. А. ГУРЗАДЯН, Р. А. ЕПРЕМЯН, Дж. Б. ОГАНЕСЯН,  
С. С. РУСТАМБЕКОВА

Поступила 20 октября 1981

Принята к печати 3 мая 1982

Описана методика перехода от произвольной шкалы измерения ультрафиолетовых спектрограмм звезд, сфотографированных с помощью «Ориона-2», в шкалу абсолютных энергетических единиц ( $\text{эрг}/\text{см}^2 \text{ с А}$ ). Методика применена в отношении группы из 30 звезд в области вокруг Капеллы ( $\gamma$  Aur). Результаты представлены как в табличной форме, так и графически.

1. *Постановка задачи.* В декабре 1973 г. с помощью орбитальной астрофизической обсерватории «Орион-2», установленной на космическом корабле «Союз-13», были получены спектральные снимки в ультрафиолете (2000—4000 А) для звезд в ряде областей неба. Подробности об эксперименте «Орион-2», его аппаратуре и широкоугольном менниковом телескопе с объективной призмой, с помощью которого были получены эти снимки, можно найти в [1—3]. При спектральном разрешении в 8 А и 28 А на длинах волн 2000 и 3000 А, соответственно, эти спектральные снимки позволили получить уверенные результаты прежде всего по распределению непрерывной энергии в ультрафиолетовом спектре звезд практически всех классов (О-М) до фотовизуальной величины  $12^m$  и слабее. Эти результаты были опубликованы в большой серии статей (несколько десятков) в разных местах, в том числе и в 48-ом выпуске Сообщений Бюраканской обсерватории (1976 г.), который целиком был посвящен «Ориону-2».

В «Орионе-2» был применен фотографический способ регистрации спектров. Поэтому найденные распределения энергии в спектрах звезд были представлены в относительных единицах — по отношению к интенсивности на длине волны 3000 А, иногда 3200 А. Однако для некоторых ярких звезд, ультрафиолетовые спектрограммы которых были получены с помощью «Ориона-2», впоследствии появились данные об абсолютных по-

токах в их спектрах, полученные с помощью спектрометров орбитальных обсерваторий ОАО-2 и S2/68. В связи с этим возник вопрос о возможной привязке этих данных к результатам относительной спектрофотометрии «Ориона-2» с тем, чтобы в конечном итоге можно было перейти к абсолютной энергетической шкале ( $\text{эрг}/\text{см}^2 \text{ с А}$ ) для всех тех «орионовских» звезд, ультрафиолетовые спектрограммы которых оказались пригодными для измерений.

В настоящей статье, носящей скорее методический характер, приводятся первые результаты по такой привязке (абсолютизации) для одной группы из 30 звезд в области Возничего, вокруг Капеллы ( $\alpha \text{ Aur}$ ). Спектральные классы этих звезд находятся в пределах В2-K2, фотовизуальные величины — от  $5^m.6$  до  $9^m.5$ .

2. Основные данные об измеренных звездах. Список указанной группы звезд представлен в табл. 1 наряду с их основными данными. Содержание отдельных столбцов и первоисточники этих данных следующие:

*Г.КА:* номера звезд по ранее осуществленной нами нумерации, карты отождествления и список которых приведены в [2, 4].

*HD:* номер звезды по каталогу Генри Дрепера.

*Спектр:* спектральные классы и классы светимостей звезд, взятые из [5—11].

*V:* визуальные [9], фотовизуальные [4] или фотоэлектрические [12] величины в системе *UBV*.

*B-V* и *U-B:* цвета звезд в системе *UBV*, фотоэлектрические [12] или фотовизуальные [4].

*n:* количество использованных для каждой звезды спектрограмм. Цифра 3 означает, что для данной звезды использованы спектрограммы с трех кадров — F19, F20 и F21; цифра 2 — с кадров F20 и F21; цифра 1 — с F21. Следует отметить, что из-за большого различия в экспозициях этих кадров измерения на одной и той же длине волны могут быть осуществлены только на двух спектрограммах (с двух кадров).

*Литература:* даются номера ссылок на литературный источник, откуда были взяты приведенные в таблице данные.

3. Спектральные и фотометрические характеристики «Ориона-2». Наклоны характеристических кривых использованной в «Орионе-2» фотопленки Кодак 103-О-UV (предварительно очувствленной к ультрафиолету) оказались практически одинаковыми для четырех областей длин волн: 2300—2500 А, 2500—3200 А, 3200—3500 А и 3500—4000 А. Поэтому переход от плотности почернения к интенсивности осуществляется с помощью одной характеристической кривой, общей для всего рабочего диапазона 2000—4000 А. Подробности, связанные с методикой построения этих кривых, приведены в [13].

## ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ ОБ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗДАХ

ГЛАК	HD	Спектр	V	B-V	U-B	n	Литература
235	35201	A0	8.4	0.05	-0.04	2	[4. 9]
349	35312	K0 V	8.02	1.11	1.20	1	[4. 10]
519	34887	G5 IV	7.97	0.76	0.50	2	[4. 10]
647	34533	F2 IV + A	6.54	0.60	0.36	2	[7. 10]
671	34299	A0	8.1	0.03	-0.21	2	[9. 12]
675	13988	B2 <sup>o</sup> III-V	6.88	0.25	-0.74	3	[6. 11]
677	33853	B6 V	7.94	0.01	-0.47	3	[6. 8]
784	33732	C4 V	8.64	0.81	0.22	2	[4. 10]
800	33798	G5 III	7.0	—	—	2	[9. 10]
816	33601	B8 V	7.38	-0.06	-0.28	3	[4. 8]
835	35297	A0	7.82	0.06	-0.03	2	[9. 12]
1125	34788	A0	7.40	0.04	0.08	3	[4. 9]
1141	34399	A0	8.60	0.09	-0.01	2	[4. 9]
1151	34601	F2 IV	8.20	0.33	0.04	2	[4. 10]
1191	34519	A3	8.63	0.16	0.14	2	[9. 4]
1194	34331	F2 IV + F2 IV	8.40	—	—	2	[9. 10]
1211	34131	A0	9.26	0.08	0.04	2	[4. 9]
1348	33686	G2 V	8.80	—	—	2	[9. 10]
1358	33878	F3 IV	8.00	0.46	0.05	2	[4. 10]
1445	33532	A3	8.17	0.13	0.09	2	[4. 9]
1550	33602	F0 IV	8.60	0.38	0.08	2	[4. 10]
1603	33332	A3 III	7.54	0.10	0.13	2	[4. 10]
1647	33542	B8	7.28	0.08	-0.47	2*	[9. 12]
1648	33459	B8	7.54	0.06	0.26	3	[4. 9]
1718	3294 <sup>o</sup>	G5 IV	7.95	0.93	0.67	2	[4. 10]
1747	32960	A2	9.44	0.19	0.19	1	[4. 9]
2001	32619	A4 V	7.48	0.16	—	2	[7]
2030	32751	F2 IV	8.58	0.48	0.26	2	[4. 10]
2046	32446	B5 III	8.24	0.20	-0.45	2	[6. 12]
2090	32296	A3 IV - A4 V	6.60	—	—	3	[9. 10]

\* Использованы кадры F 19 и F 20.

Дисперсионная кривая для нахождения длин волн в спектре была построена по эмиссионным линиям ртутной лампы, а нуль-пункт шкалы длин волн на самих спектрограммах звезд устанавливался с помощью ряда линий поглощения, чаще всего 2542 Si III, 2712 Fe II, 2755 Fe II, 2800 Mg II, 2934 Mg II, 2852 Mg I, иногда линий поглощения бальмеровской серии

водорода  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  (как ни странно, эти линии часто бывали заметными), а также бальмеровского скачка. Благодаря тому, что в каждом отдельном случае нуль-пункт шкалы выбирается по тем или иным ультрафиолетовым линиям, ошибка из-за изменения дисперсии по полю сводилась к минимуму. Точность наших определений длин волн в непрерывном спектре измеренных звезд порядка 2—3 Å.

Спектральная чувствительность «Ориона-2» определялась нами в два этапа: сперва была найдена относительная спектральная чувствительность, затем для каждого фотокадра определялся коэффициент ее абсолютизации, имеющий размерность  $\text{эрг/см}^2$  с Å.

Кривая относительной спектральной чувствительности нашего телескопа с использованной фотопленкой была построена следующим образом. Среди обширного наблюдательного материала «Ориона-2» удалось подобрать три звезды класса A0 с почти нулевыми показателями цвета, значит их непрерывные спектры должны быть искажены межзвездным селективным поглощением в не меньшей степени, хотя его влияние все-таки учитывается. Эти звезды следующие:

$$\text{HD 33297 A0 } V = 7.82 \quad B - V = 0.06$$

$$\text{HD 34680 A0 } V = 8.73 \quad B - V = 0.09$$

$$\text{HD 34788 A0 } V = 7.40 \quad B - V = 0.04$$

Для этих звезд были найдены, по их «орионовским» спектрограммам, наблюдаемые распределения энергии в их непрерывном спектре  $F_\lambda$ . Очевидно, путем сопоставления  $F_\lambda$  с теоретическим распределением  $F_\lambda$  (теор.), соответствующим эффективной температуре нормальных звезд класса A0, можно найти коэффициент редукции  $\delta_\lambda$ , то есть относительную спектральную чувствительность из следующего соотношения:

$$\delta_\lambda = \frac{F_\lambda(\text{теор.})}{F_\lambda + 0.434 X, E(B - V)}, \quad (1)$$

где второй член в знаменателе — поправка за межзвездную экстинкцию (числовые значения  $X = E(B - V)/E(B - V)$  взяты из [14].) Заметим, что в этой формуле  $F_\lambda$  и  $F_\lambda(\text{теор.})$  представлены по отношению к потоку  $F_{\lambda_0}$  на некоторой длине волны  $\lambda_0$ . В качестве теоретической модели была использована модель Веги (A0 V) при  $T_{\text{эфф}} = 9400$  К и  $\lg g = 3.95$  [15].

Усредненные по трем вышеуказанным звездам числовые величины коэффициента редукции  $\delta_\lambda$  приведены в табл. 2 и приняты в качестве рабочих при обработке всех спектрограмм «Ориона-2». Величины  $\delta_\lambda$  нормированы к длине волны  $\lambda_0 = 3200$  Å, так что  $\delta_\lambda(3200) = 1.0$ .

ЧИСЛОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ КОЭФФИЦИЕНТА ОТНОСИТЕЛЬНОЙ РЕДУКЦИИ  
 ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИН ВОЛН (МЕНИСКОВЫЙ ТЕЛЕСКОП  
 «ОРИОНА-2» С ФОТОПЛАЕНКОЙ КОДАК 103-O-UV)

$\lambda, \text{A}$	$\lg \delta_1$	$\lambda, \text{A}$	$\lg \delta_2$	$\lambda, \text{A}$	$\lg \delta_3$	$\lambda, \text{A}$	$\lg \delta_4$	$\lambda, \text{A}$	$\lg \delta_5$
3615	0.14	3100	-0.05	2727	0.25	2454	0.63	2246	1.08
3774	0.12	3080	-0.06	2713	0.25	2443	0.65	2238	1.10
3734	0.10	3060	-0.07	2700	0.28	2432	0.68	2230	1.12
3694	0.08	3040	-0.07	2585	0.30	2422	0.71	2222	1.14
3556	0.07	3020	-0.08	2670	0.32	2412	0.75	2214	1.16
3620	0.07	3000	-0.08	2658	0.33	2402	0.78	2206	1.18
3584	0.06	2980	-0.08	2645	0.35	2392	0.81	2198	1.20
3548	0.05	2963	-0.07	2632	0.37	2382	0.83	2190	1.22
3513	0.05	2945	-0.06	2620	0.38	2372	0.85	2182	1.24
3478	0.04	2928	-0.04	2606	0.40	2362	0.86	2174	1.27
3444	0.04	2910	0	2593	0.42	2352	0.88	2166	1.29
3410	0.04	2894	+0.03	2580	0.44	2343	0.50	2158	1.32
3378	0.03	2878	+0.06	2570	0.45	2334	0.91	2150	1.34
3345	0.03	2862	0.10	2557	0.47	2325	0.93	2144	1.37
3315	0.03	2846	0.14	2545	0.49	2316	0.94	2137	1.39
3285	0.02	2830	0.17	2533	0.51	2307	0.96	2130	1.42
3256	0.02	2815	0.19	2520	0.52	2298	0.97	2123	1.44
3228	0.01	2800	0.20	2510	0.54	2289	0.99	2116	1.47
3200	0	2785	0.21	2500	0.55	2280	1.00	2109	1.49
3173	-0.01	2770	0.22	2487	0.57	2271	1.02	2102	1.52
3147	-0.02	2755	0.23	2475	0.59	2262	1.04	2095	1.55
3122	-0.04	2740	0.24	2455	0.61	2254	1.06	2088	1.57

Перейдем к нахождению абсолютной спектральной чувствительности нашей системы. Для абсолютизации кривой относительного распределения энергии в спектре данной звезды, в принципе, достаточно знать ее абсолютный поток на одной длине волны. А еще лучше, если хотя бы для одной звезды в пределах интересующей нас области неба (то есть в пределах данного кадра) будет известно тем или иным путем распределение энергии в ее спектре в абсолютных энергетических единицах.

Такой звездой оказалась Капелла, для которой была получена коротковолновая спектрограмма с помощью «Ориона-2» и одновременно известны абсолютные величины потоков (практически одинаковые в перекрывающейся области) по измерениям ОАО-2 [16] и S2/68 [17]. Пользуясь этим, были найдены коэффициенты абсолютизации  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$  для кадров F 19, F 20 и F 21 соответственно. Это было сделано путем совмещения

«орионовской» кривой распределения энергии в спектре Капеллы с каждого кадра с ее абсолютной кривой, полученной вышеупомянутыми спектрометрами. Числовые величины этих коэффициентов оказались равными (приводятся десятичные логарифмы их истинных значений):

$$\begin{aligned} K_1 &= -10.92 \text{ кадр F19,} \\ K_2 &= -11.87 \text{ кадр F20,} \\ K_3 &= -12.77 \text{ кадр F21.} \end{aligned} \quad (2)$$

На рис. 1 приведены абсолютные кривые распределения энергии и спектре Капеллы по данным «Ориона-2» и ОАО-2. В случае «Ориона-2» приведены кривые, снятые с каждого из трех спектров (кадров) в отдельности.

Для остальных звезд из этой же области неба абсолютное распределение в их спектре определяется с помощью абсолютной спектральной чувствительности нашей системы, которая представляет собой произведение относительной спектральной чувствительности с одним из этих трех коэффициентов абсолютизации, в зависимости от того, на каком кадре находится измеряемая спектрограмма.

$$\begin{aligned} E_1 &= \lambda_1 F_1 \cdot 10^{-K_1} \text{ эрг/см}^2 \text{ с } \text{ \AA} \quad \text{кадр F19,} \\ E_2 &= \lambda_2 F_2 \cdot 10^{-K_2} \text{ эрг/см}^2 \text{ с } \text{ \AA} \quad \text{кадр F20,} \\ E_3 &= \lambda_3 F_3 \cdot 10^{-K_3} \text{ эрг/см}^2 \text{ с } \text{ \AA} \quad \text{кадр F21.} \end{aligned} \quad (3)$$

При нахождении  $E_i$  учтен также фактор виньетирования — изменения пропускания телескопа с изменением положения звезды по полю. Количественно этот фактор был оценен двумя способами: а) оценкой абсолютного потока на 3500  $\text{\AA}$  для звезд с точными фотометрическими измерениями в системе  $UBV$ ; б) по ультрафиолетовым потокам на 2365  $\text{\AA}$  и 2740  $\text{\AA}$ , измеренным для ряда звезд из списка табл. 1 с помощью широкополосного фотометра S2/68 [18]. Таким путем было установлено, что эффект виньетирования телескопа «Орион-2» начинает сказываться для звезд, расположенных в круговой полосе шириной 5 мм от края поля кадра (диаметр кадра 90 мм), где пропускание составляет 0.8 ее осевой величины.

4. *Абсолютное распределение энергии в ультрафиолетовых спектрах звезд.* Измерения и обработка «орионовских» спектрограмм были осуществлены при следующих условиях.

Микрофотометрические записи были получены на саморегистрирующем микрофотометре ИФО-451 с 50-кратным увеличением. Высота щели

микрофотометра была выбрана равной ширине спектрограмм звезд в области нормального почернения и составляла 0,10, 0,12 и 0,16 мм для кадров F 19, F 20 и F 21 соответственно. Ширина щели  $\Delta l$  постоянна для всех кадров и определяется из реально достигнутой точности стабилизации те-

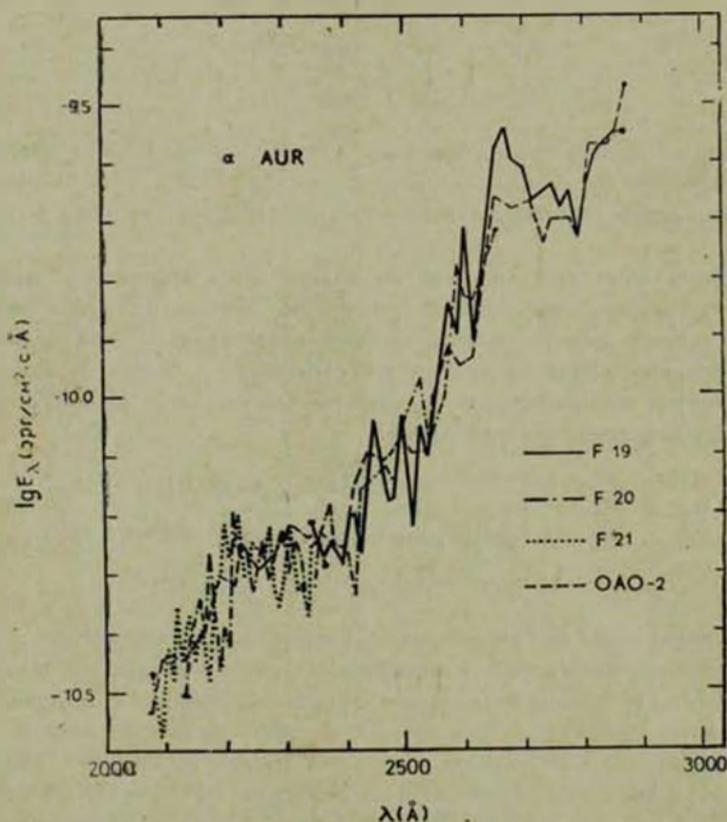


Рис. 1. Кривые распределения монохроматических потоков в ультрафиолетовом спектре Капеллы ( $\alpha$  Aur) в абсолютных энергетических единицах по данным «Ориона-2» (кадры F 19, F 20 и F 21) и ОАО-2 [16]. По ординате отложены величины  $\lg E_{\lambda}$  ( $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{А}$ ), по абсциссе — длины волны ( $\text{А}$ ).

лескопической платформы «Орион-2» ( $\pm 7''$  [2, 3]); при этом спектральное разрешение оказалось 28  $\text{А}$ , которому соответствует  $\Delta l = 0,04$  мм для длины полосы, вырезаемой на оригинальной спектрограмме. Таким образом, средней плотности почернения  $D$  в полосе шириною 0,04 мм на спектрограмме соответствует участок шириною в 2 мм на микрофотометрической записи.

Процесс обработки и редуциции микрофотометрических записей спектрограмм, конечным результатом которых является представление кривых распределения энергии  $E$ , в непрерывных спектрах звезд в абсолютных энергетических единицах, состоит из следующих этапов:

I. Установка нуля-пункта шкалы длин волн.

II. Снятие отсчета, с постоянным шагом 2 мм, плотностей почернения  $D$  с учетом фона, записанного с обоех краев спектрограммы.

III. Переход от плотностей почернения  $D$  к логарифму интенсивности  $F_i$ , вернее, к величине  $\lg [F_{\lambda_i} \Delta \lambda_i]$ , с помощью характеристической кривой, где  $i$  — есть номер отсчета, а  $\Delta \lambda_i$  — ширина полосы в ангстремах, соответствующая линейной ширине  $\Delta l$  рабочей щели микрофотометра (в мм): очевидно,  $\Delta \lambda_i = \Delta l (d_i/B)$ , где  $d_i$  — дисперсионная кривая призмы телескопа на длине волны  $\lambda_i$  (А/мм), а  $B$  — увеличение микрообъектива микрофотометра ( $B = 20$ ).

IV. Нахождение величины потока  $E_{\lambda_i}$  на длине волны  $\lambda_i$  в абсолютных энергетических единицах с помощью следующего соотношения:

$$\begin{aligned} \lg E_{\lambda_i} (\text{эрг/см}^2 \text{ с А}) &= \lg [F_{\lambda_i} \Delta \lambda_i] + \lg \delta_{\lambda_i} + K - \lg \Delta \lambda_i = \\ &= \lg [F_{\lambda_i} \Delta \lambda_i] + \lg \delta_{\lambda_i} + K - \lg \left( \Delta l \frac{d_i}{B} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

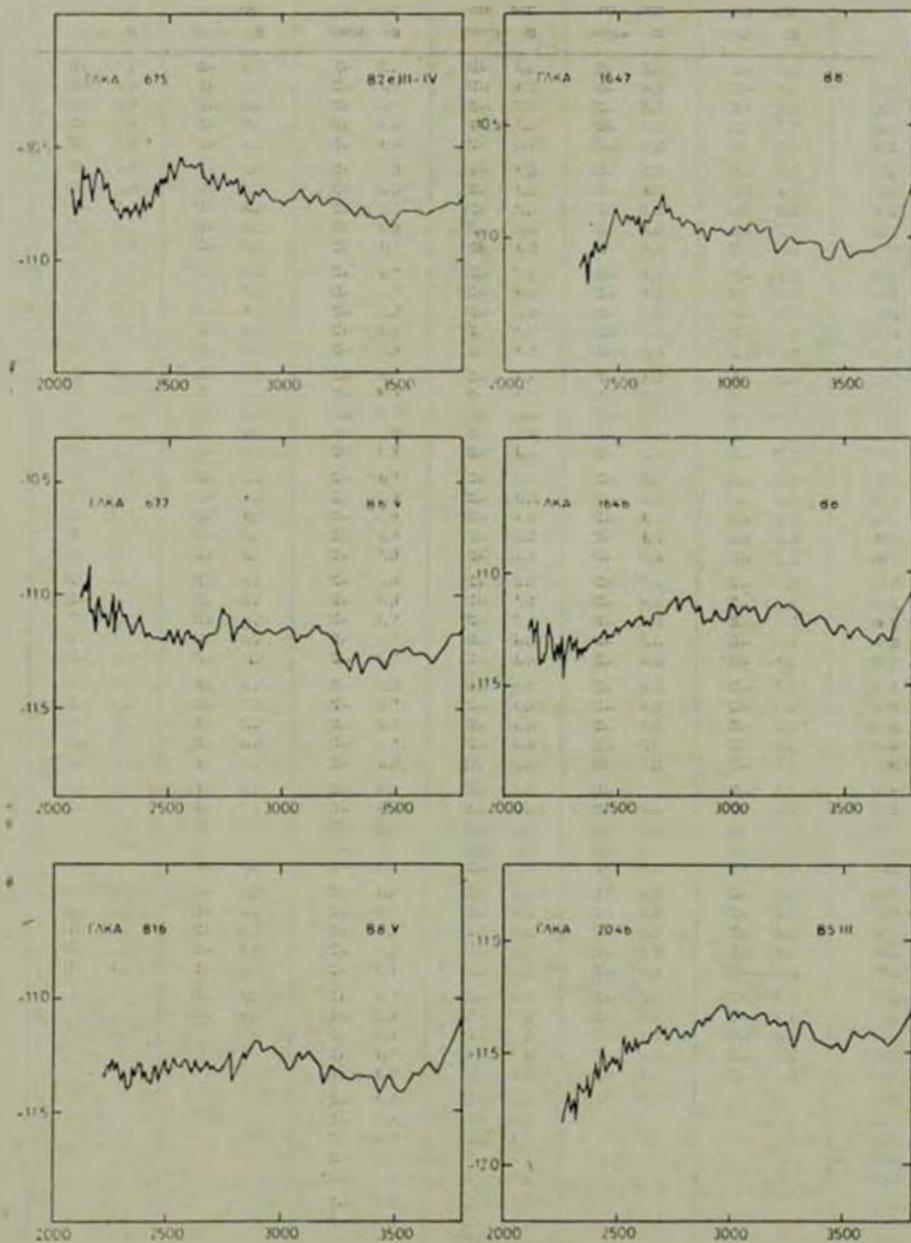
где  $\delta_{\lambda_i}$  — кривая относительной спектральной чувствительности (табл. 2), а  $K$  — коэффициент абсолютизации для данного кадра, даваемый (2).

Описанным способом были найдены абсолютные потоки в ультрафиолетовых спектрах для 30 звезд, приведенных в табл. 1, в области неба вокруг Капеллы. Результаты представлены как в табличной форме — на пяти листах, по шесть звезд на каждом листе, так и в графической — на пяти листах, по шесть графиков на каждом листе. В этих таблицах сочетание цифр, например, 3.5 — 12 следует читать так:  $E = 3.5 \cdot 10^{-12}$  эрг/см<sup>2</sup> с А. На графиках по ординате отложены величины  $\lg E$ , по абсциссе — длины волн (А). Длинноволновая граница измерений начинается для всех звезд с 3800 А, коротковолновая же граница оказалась разной для разных звезд, в зависимости от их спектрального класса и блеска.

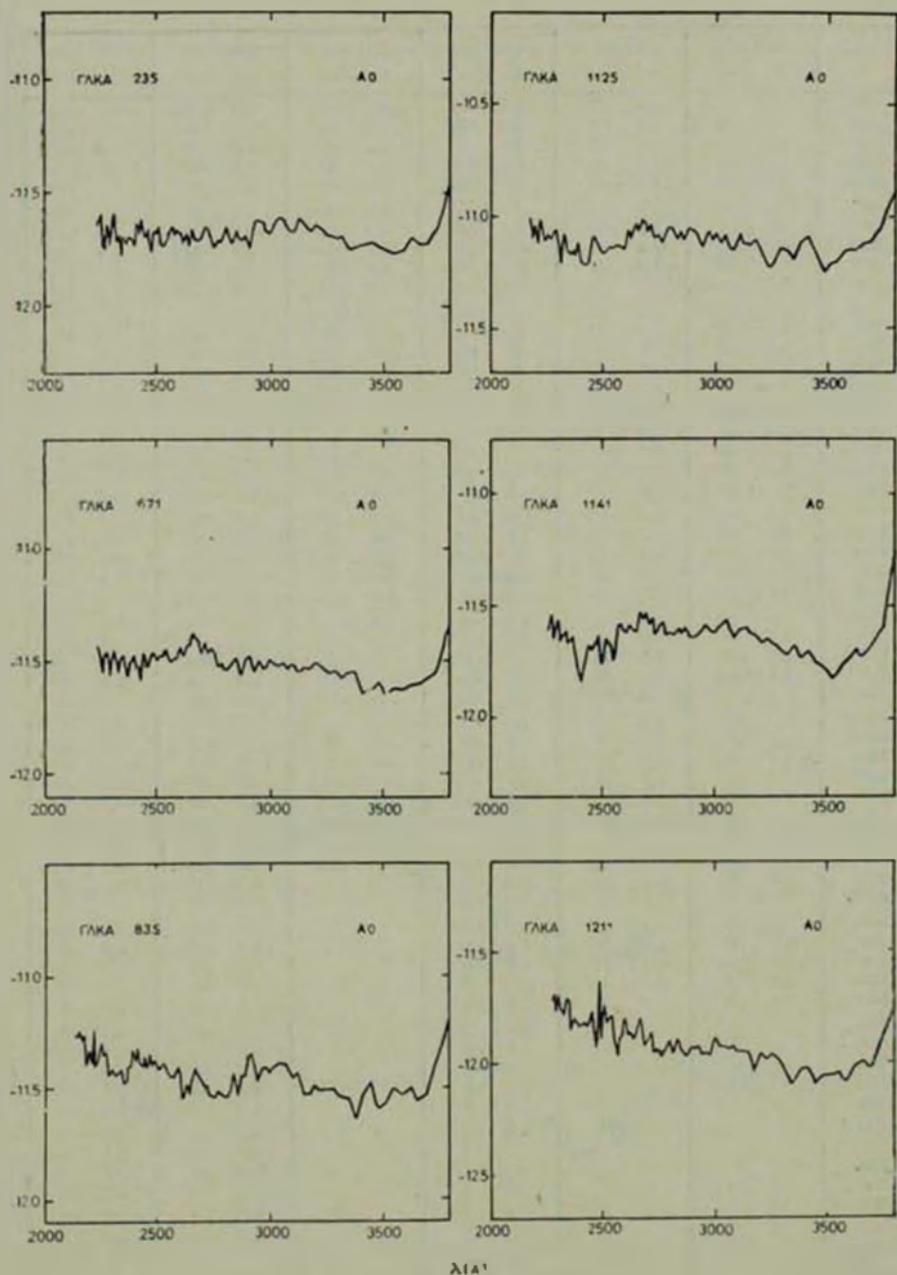
Приведенные в этих таблицах и на рисунках величины  $E_{\lambda_i}$  суть наблюдаемые монохроматические потоки от данной звезды и на данной длине волны за пределами земной атмосферы, не исправленные за эффект межзвездной экстинкции.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за интересные дискуссии и ценные замечания.

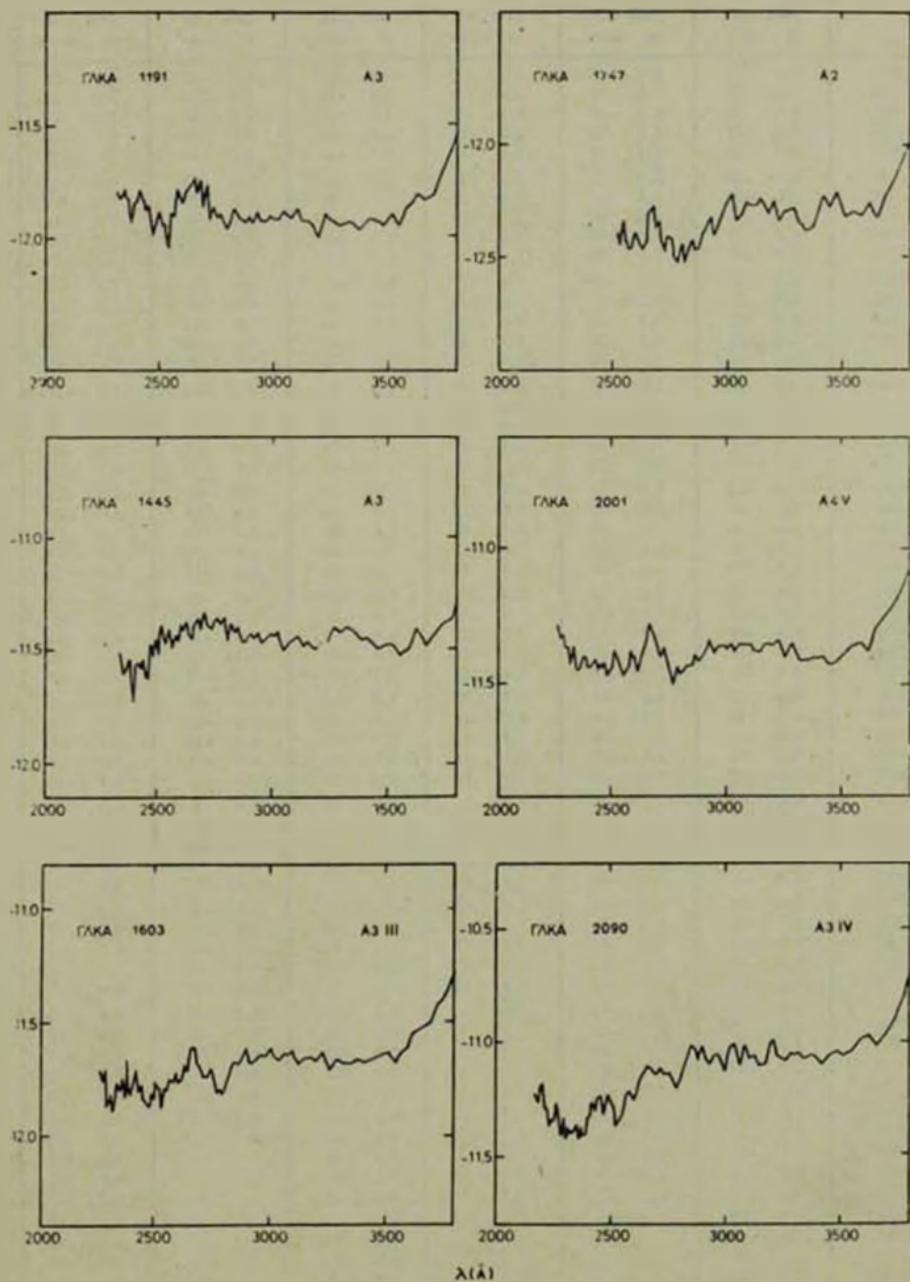
	ГЛКА 675 ИД 33908	ГЛКА 677 ИД 33853	ГЛКА 816 ИД 33601	ГЛКА 1647 ИД 33542	ГЛКА 1648 ИД 33459	ГЛКА 2046 ИД 32446
3774	1,8 -11	6,8 -12	6,9 -12	1,5 -11	7,8 -12	4,2 -12
3754	1,7 -11	5,6 -12	4,7 -12	9,6 -12	4,9 -12	3,4 -12
3620	1,6 -11	5,5 -12	4,6 -12	8,7 -12	4,8 -12	3,9 -12
3548	1,7 -11	5,8 -12	...	8,5 -12	5,8 -12	4,0 -12
3478	1,4 -11	5,6 -12	4,6 -12	1,0 -11	5,9 -12	3,5 -12
3410	1,6 -11	5,1 -12	4,6 -12	8,1 -12	6,2 -12	3,5 -12
3345	1,7 -11	4,5 -12	4,6 -12	9,6 -12	6,0 -12	4,3 -12
3285	1,7 -11	4,6 -12	4,5 -12	9,6 -12	6,8 -12	3,3 -12
3228	1,9 -11	6,3 -12	5,0 -12	9,3 -12	7,1 -12	4,2 -12
3173	1,8 -11	6,9 -12	5,0 -12	1,1 -11	7,1 -12	4,3 -12
3122	1,8 -11	6,9 -12	5,9 -12	1,0 -11	5,9 -12	4,7 -12
3080	2,1 -11	6,6 -12	5,8 -12	1,1 -11	8,8 -12	4,7 -12
3040	1,9 -11	7,1 -12	4,9 -12	1,1 -11	6,9 -12	4,6 -12
3000	1,8 -11	7,1 -12	5,8 -12	1,1 -11	7,2 -12	4,5 -12
2963	1,9 -11	6,8 -12	6,2 -12	1,0 -11	6,2 -12	5,3 -12
2928	2,0 -11	7,1 -12	5,9 -12	1,1 -11	6,9 -12	4,7 -12
2894	2,0 -11	6,8 -12	6,6 -12	9,6 -12	6,2 -12	4,6 -12
2862	1,8 -11	7,1 -12	5,6 -12	1,1 -11	7,1 -12	4,5 -12
2830	2,2 -11	7,8 -12	5,4 -12	1,1 -11	7,4 -12	3,7 -12
2800	2,3 -11	7,1 -12	4,4 -12	1,2 -11	7,6 -12	3,7 -12
2770	2,3 -11	8,1 -12	5,3 -12	1,2 -11	6,8 -12	4,0 -12
2740	2,5 -11	8,9 -12	4,8 -12	1,2 -11	7,4 -12	3,9 -12
2713	2,3 -11	7,1 -12	5,0 -12	1,3 -11	6,6 -12	4,1 -12
2685	2,2 -11	6,8 -12	5,3 -12	1,3 -11	6,6 -12	4,0 -12
2658	2,3 -11	6,6 -12	4,8 -12	1,3 -11	6,6 -12	3,9 -12
2632	2,8 -11	6,3 -12	5,4 -12	1,1 -11	8,0 -12	3,6 -12
2606	2,7 -11	6,6 -12	5,0 -12	1,0 -11	6,8 -12	3,6 -12
2580	2,6 -11	6,9 -12	5,4 -12	1,1 -11	6,2 -12	3,8 -12
2557	2,9 -11	5,9 -12	5,1 -12	1,2 -11	5,9 -12	3,6 -12
2533	2,4 -11	6,8 -12	5,5 -12	1,2 -11	5,8 -12	4,0 -12
2510	2,8 -11	6,8 -12	4,8 -12	1,2 -11	5,4 -12	3,0 -12
2487	2,3 -11	6,3 -12	4,9 -12	1,4 -11	5,4 -12	3,0 -12
2465	2,4 -11	6,3 -12	4,6 -12	1,0 -11	5,2 -12	2,8 -12
2443	2,3 -11	6,5 -12	4,2 -12	8,7 -12	5,6 -12	3,4 -12
2422	1,7 -11	6,5 -12	4,3 -12	8,7 -12	8,1 -12	2,8 -12
2402	1,7 -11	6,5 -12	4,5 -12	1,0 -11	4,9 -12	2,5 -12
2382	1,5 -11	7,2 -12	5,3 -12	8,9 -12	4,8 -12	2,0 -12
2362	1,8 -11	7,6 -12	4,5 -12	7,2 -12	4,5 -12	2,2 -12
2343	1,7 -11	6,8 -12	4,1 -12	7,8 -12	4,3 -12	2,3 -12
2325	1,7 -11	7,2 -12	4,1 -12	...	4,1 -12	1,6 -12
2307	1,8 -11	3,3 -12	4,3 -12	...	4,5 -12	1,7 -12
2289	1,5 -11	7,1 -12	5,3 -12	...	4,7 -12	2,1 -12
2271	1,8 -11	7,6 -12	5,5 -12	...	4,3 -12	1,7 -12
2254	1,7 -11	1,0 -11	5,1 -12	...	5,4 -12	...
2238	2,2 -11	6,9 -12	4,5 -12	...	4,9 -12	...
2222	2,0 -11	7,8 -12	...	...	4,5 -12	...
2206	2,5 -11	7,9 -12	...	...	5,3 -12	...
2190	2,2 -11	1,0 -11	...	...	4,7 -12	...
2171	1,8 -11	6,8 -12	...	...	4,0 -12	...
2158	2,6 -11	8,3 -12	...	...	3,8 -12	...
2150	2,3 -11	8,9 -12	...	...	6,3 -12	...
2144	2,3 -11	1,4 -11	...	...	5,6 -12	...
2137	2,2 -12	1,1 -11	...	...	5,5 -12	...
2130	2,8 -11	1,0 -11	...	...	4,9 -12	...
2123	1,7 -11	1,1 -11	...	...	5,1 -12	...
2116	1,9 -11	9,8 -12	...	...	6,6 -12	...
2109	1,7 -11	...	...	...	5,8 -12	...
2102	1,6 -11	...	...	...	...	...
2095	1,5 -11	...	...	...	...	...
2088	2,1 -11	...	...	...	...	...



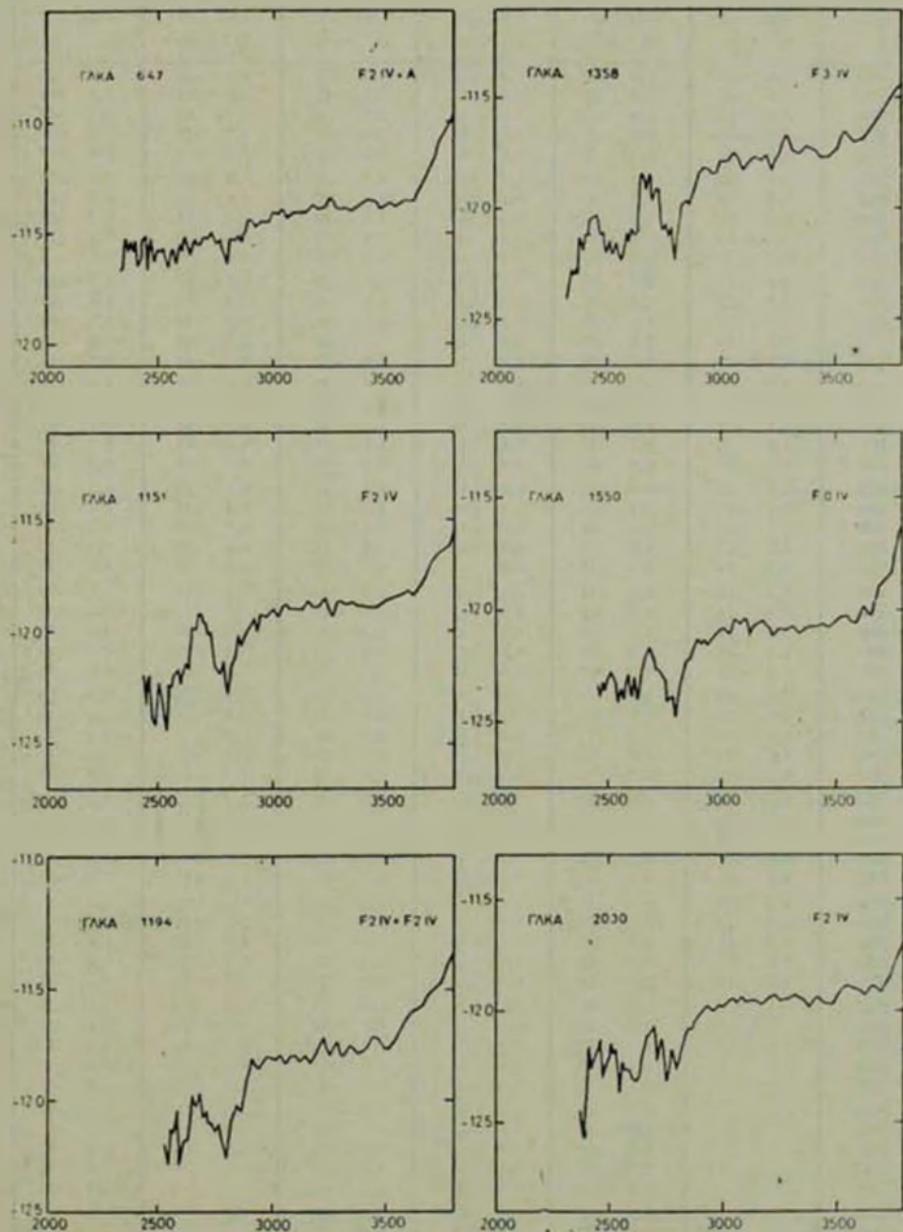
	ГЭКА 235 ИД 55201	ГЭКА 671 ИД 56299	ГЭКА 835 ИД 55297	ГЭКА 1125 ИД 56788	ГЭКА 1141 ИД 56798	ГЭКА 1211 ИД 56751
3774	3,3 -12	4,2 -12	5,5 -12	1,2 -11	4,5 -12	1,7 -12
3694	1,9 -12	2,6 -12	3,0 -12	7,8 -12	2,1 -12	9,6 -12
3620	2,0 -12	2,5 -12	3,2 -12	7,1 -12	2,0 -12	9,6 -12
3548	1,7 -12	2,4 -12	3,2 -12	6,5 -12	1,7 -12	9,1 -12
3478	1,9 -12	2,6 -12	2,6 -12	5,8 -12	1,6 -12	8,7 -12
3410	1,9 -12	2,3 -12	2,9 -12	8,1 -12	2,0 -12	9,6 -12
3345	1,8 -12	2,8 -12	2,8 -12	6,5 -12	2,1 -12	8,1 -12
3285	2,0 -12	2,9 -12	3,2 -12	7,2 -12	2,0 -12	1,0 -12
3228	2,2 -12	3,0 -12	3,1 -12	5,9 -12	2,2 -12	1,1 -12
3173	2,1 -12	3,0 -12	3,0 -12	7,8 -12	2,3 -12	9,3 -12
3122	2,5 -12	2,8 -12	3,7 -12	7,6 -12	2,6 -12	1,1 -12
3090	2,2 -12	3,0 -12	3,8 -12	7,1 -12	2,3 -12	1,2 -12
3040	2,5 -12	3,1 -12	4,1 -12	8,1 -12	2,8 -12	1,2 -12
3000	2,1 -12	3,2 -12	3,7 -12	8,5 -12	2,5 -12	1,4 -12
2963	2,3 -12	3,0 -12	3,9 -12	8,5 -12	2,5 -12	1,1 -12
2928	2,3 -12	2,9 -12	4,6 -12	7,9 -12	2,4 -12	1,2 -12
2894	2,0 -12	3,3 -12	4,6 -12	8,9 -12	2,3 -12	1,2 -12
2862	2,0 -12	3,2 -12	3,0 -12	7,9 -12	2,5 -12	1,1 -12
2830	1,7 -12	3,2 -12	3,1 -12	8,1 -12	2,5 -12	1,3 -12
2800	2,2 -12	3,0 -12	3,0 -12	8,9 -12	2,4 -12	1,3 -12
2770	2,0 -12	3,0 -12	3,1 -12	7,8 -12	2,3 -12	1,1 -12
2740	2,0 -12	3,6 -12	3,0 -12	8,3 -12	2,6 -12	1,2 -12
2713	2,2 -12	3,8 -12	3,4 -12	9,1 -12	2,8 -12	1,4 -12
2685	2,0 -12	3,8 -12	3,6 -12	9,6 -12	3,0 -12	1,2 -12
2658	2,1 -12	4,3 -12	3,6 -12	8,7 -12	3,0 -12	1,4 -12
2632	2,1 -12	3,7 -12	3,3 -12	8,1 -12	2,5 -12	1,4 -12
2606	2,1 -12	3,4 -12	3,7 -12	8,5 -12	2,6 -12	1,5 -12
2580	2,1 -12	3,3 -12	3,7 -12	7,2 -12	2,5 -12	1,3 -12
2557	2,1 -12	3,2 -12	3,6 -12	7,4 -12	2,6 -12	1,3 -12
2530	1,8 -12	3,6 -12	4,0 -12	7,2 -12	2,1 -12	1,6 -12
2510	2,2 -12	3,4 -12	3,9 -12	6,9 -12	2,3 -12	1,4 -12
2467	2,1 -12	3,4 -12	4,3 -12	7,1 -12	1,7 -12	2,4 -12
2465	2,1 -12	3,2 -12	4,6 -12	7,8 -12	2,2 -12	8,1 -12
2443	2,0 -12	3,2 -12	4,4 -12	7,1 -12	2,0 -12	8,5 -12
2422	3,0 -12	2,6 -12	4,1 -12	6,0 -12	1,9 -12	1,3 -12
2402	1,8 -12	3,1 -12	4,3 -12	6,3 -12	1,4 -12	1,5 -12
2392	2,6 -12	3,2 -12	4,0 -12	6,6 -12	1,9 -12	1,6 -12
2362	1,9 -12	3,7 -12	3,5 -12	6,8 -12	2,3 -12	1,1 -12
2340	1,6 -12	3,4 -12	3,9 -12	7,1 -12	2,1 -12	2,0 -12
2325	1,9 -12	2,9 -12	3,7 -12	7,2 -12	2,3 -12	1,7 -12
2316	2,0 -12	3,4 -12	3,6 -12	6,0 -12	2,3 -12	1,8 -12
2307	2,6 -12	3,6 -12	3,8 -12	7,5 -12	2,2 -12	2,1 -12
2298	2,0 -12	3,0 -12	3,9 -12	8,7 -12	2,8 -12	1,7 -12
2289	1,9 -12	2,8 -12	3,6 -12	6,5 -12	2,8 -12	2,1 -12
2280	2,3 -12	3,6 -12	4,6 -12	8,1 -12	2,3 -12	2,6 -12
2271	1,7 -12	3,5 -12	4,5 -12	7,9 -12	3,0 -12	
2262	1,8 -12	3,6 -12	4,7 -12	8,1 -12	2,5 -12	
2254	2,6 -12	2,8 -12	5,1 -12	8,3 -12		
2246	2,4 -12	3,6 -12	4,7 -12	7,8 -12		
2239	2,2 -12	3,8 -12	4,5 -12	7,8 -12		
2230		3,7 -12	4,2 -12	7,9 -12		
2222			5,9 -12	7,7 -12		
2214			4,0 -12	7,6 -12		
2206			4,6 -12	7,5 -12		
2198			4,7 -12	9,1 -12		
2190			4,0 -12	7,9 -12		
2182			5,5 -12	9,3 -12		
2174			5,3 -12	1,0 -11		
2166			5,9 -12			
2158			5,9 -12			



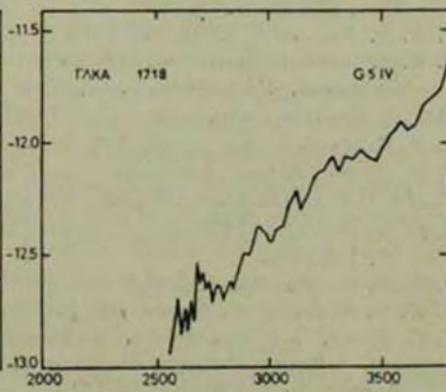
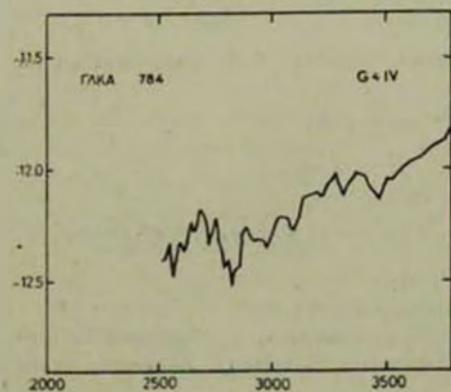
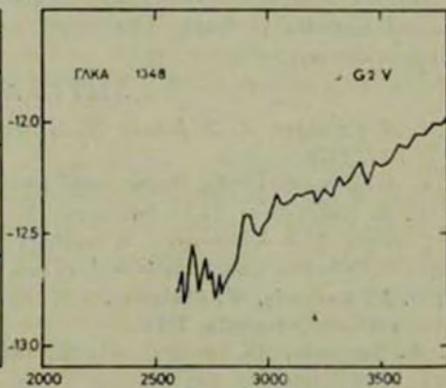
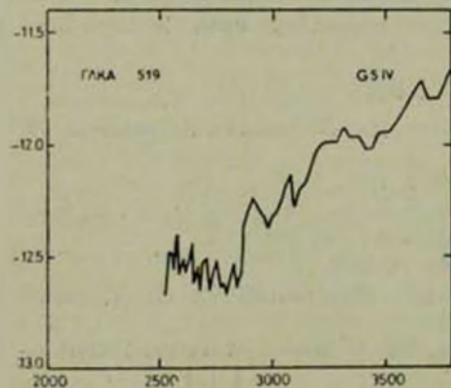
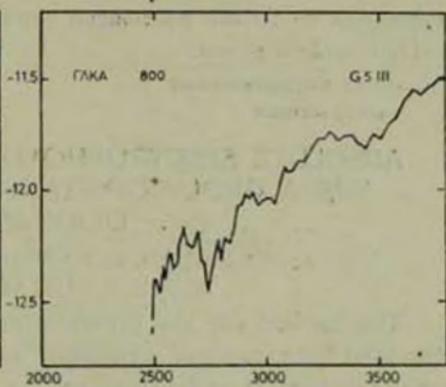
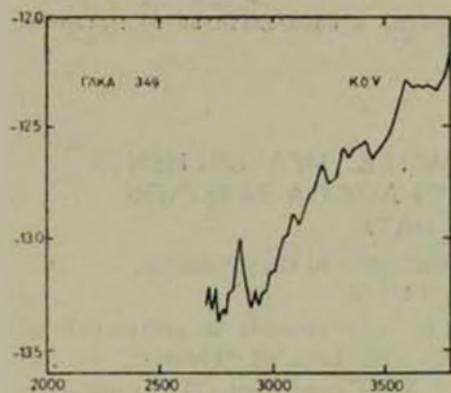
	ГЛА 1171 № 55178	ГЛА 144 № 11117	ГЛА 1653 № 55552	ГЛА 1747 № 17-001	ГЛА 2061 № 57-19	ГЛА 2170 № 10798
2774	2,5 -12	4,4 -12	4,5 -12	9,6 -13	6,9 -12	1,6 -11
2874	1,6 -12	3,6 -12	3,2 -12	6,0 -13	5,1 -12	1,1 -11
3520	1,6 -12	3,9 -12	2,9 -12	5,5 -13	3,6 -12	1,1 -11
3548	1,1 -12	3,0 -12	2,1 -12	5,0 -13	3,7 -12	9,1 -12
3478	1,1 -12	3,3 -12	2,3 -12	6,2 -13	3,2 -12	9,1 -12
3410	1,1 -12	3,6 -12	2,1 -12	5,9 -13	3,4 -12	7,9 -12
3345	1,2 -12	3,8 -12	2,1 -12	4,2 -13	3,2 -12	8,5 -12
3285	1,1 -12	3,8 -12	2,2 -12	5,2 -13	3,8 -12	8,5 -12
3228	1,3 -12	3,5 -12	2,3 -12	4,6 -13	3,9 -12	8,7 -12
3173	1,1 -12	3,2 -12	2,2 -12	4,9 -13	3,8 -12	7,9 -12
3122	1,2 -12	3,3 -12	2,1 -12	5,4 -13	3,6 -12	8,7 -12
3060	1,2 -12	3,4 -12	2,3 -12	5,5 -13	3,8 -12	9,8 -12
3040	1,3 -12	3,2 -12	2,1 -12	4,6 -13	3,6 -12	9,8 -12
3000	1,4 -12	3,6 -12	2,5 -12	5,8 -13	3,6 -12	7,4 -12
2963	2,2 -12	3,6 -12	2,3 -12	4,6 -13	3,7 -12	8,9 -12
2919	1,3 -12	3,6 -12	2,1 -12	4,8 -13	3,9 -12	8,1 -12
2874	1,2 -12	3,8 -12	2,5 -12	4,0 -13	3,4 -12	9,8 -12
2862	1,2 -12	3,5 -12	2,1 -12	4,4 -13	3,4 -12	8,8 -12
2854	1,4 -12	3,9 -12	2,0 -12	3,3 -13	3,0 -12	6,5 -12
2800	1,1 -12	3,5 -12	1,5 -12	3,6 -13	2,8 -12	6,8 -12
2770	1,3 -12	4,2 -12	1,6 -12	3,1 -13	2,5 -12	6,9 -12
2746	1,4 -12	4,3 -12	2,0 -12	3,9 -13	3,2 -12	7,5 -12
2713	1,7 -12	4,1 -12	1,9 -12	3,7 -13	3,4 -12	7,8 -12
2685	1,8 -12	4,0 -12	2,1 -12	4,3 -13	4,2 -12	7,4 -12
2658	1,8 -12	4,1 -12	2,5 -12	4,9 -13	4,7 -12	7,9 -12
2632	1,6 -12	3,7 -12	2,1 -12	3,4 -13	3,3 -12	7,2 -12
2604	1,5 -12	4,0 -12	1,7 -12	3,8 -13	3,1 -12	5,6 -12
2580	1,7 -12	3,5 -12	1,7 -12	3,5 -13	3,5 -12	6,2 -12
2557	1,3 -12	3,3 -12	1,6 -12	3,6 -13	2,8 -12	5,5 -12
2533	1,2 -12	3,4 -12	1,4 -12	3,5 -13	3,2 -12	4,5 -13
2510	1,3 -12	4,2 -12	1,7 -12	2,8 -13	3,0 -12	5,3 -12
2487	1,1 -12	3,6 -12	1,6 -12	4,2 -13	2,7 -12	5,9 -12
2465	1,4 -12	3,5 -12	1,5 -12	5,4 -13	3,0 -12	4,9 -12
2443	1,3 -12	2,5 -12	1,7 -12	4,7 -13	3,0 -12	5,8 -12
2422	1,8 -12	2,7 -12	2,0 -12	6,6 -13	3,0 -12	5,5 -12
2412	1,5 -12	2,8 -12	1,7 -12	7,8 -13	3,0 -12	4,8 -12
2402	1,4 -12	2,7 -12	1,5 -12	7,2 -13	3,0 -12	4,7 -12
2392	1,3 -12	1,9 -12	1,6 -12	9,8 -13	3,3 -12	4,0 -12
2385	1,2 -12	2,1 -12	2,2 -12		3,4 -12	3,9 -12
2372	1,5 -12	3,0 -12	1,5 -12		3,3 -12	4,3 -12
2362	1,5 -12	2,9 -12	1,8 -12		2,9 -12	3,8 -12
2352	1,6 -12	2,6 -12	1,6 -12		2,9 -12	4,4 -12
2343	1,6 -12	2,5 -12	1,7 -12		3,0 -12	4,1 -12
2334	1,5 -12	3,2 -12	1,7 -12		3,7 -12	4,1 -12
2325	1,6 -12		1,2 -12		3,1 -12	4,0 -12
2316			1,4 -12		3,6 -12	4,3 -12
2307			1,6 -12		3,6 -12	3,9 -12
2298			1,4 -12		3,9 -12	4,8 -12
2289			2,0 -12		4,2 -12	4,1 -12
2280			1,7 -12		4,1 -12	5,0 -12
2271			2,0 -12			
2262					4,5 -12	5,5 -12
2254					4,6 -12	5,1 -12
2244					3,6 -12	5,0 -12
2236					4,1 -12	4,6 -12
2228					5,4 -12	4,4 -12
2220					3,7 -12	4,4 -12
2212						5,3 -12
2204						5,2 -12
2204						6,8 -12
2198						6,5 -12



	ГРКА 647 № 34553	ГРКА 1151 № 34601	ГРКА 11-4 № 34551	ГРКА 1358 № 34878	ГРКА 1560 № 34602	ГРКА 2030 № 34751
2774	1,0 -11	2,5 -12	4,1 -12	3,6 -12	2,2 -12	2,0 -12
2775	6,2 -12	2,1 -12	3,0 -12	2,6 -12	1,3 -12	1,2 -12
2776	4,5 -12	1,5 -12	2,6 -12	2,0 -12	1,1 -12	1,2 -12
2777	4,2 -12	1,5 -12	1,9 -12	2,2 -12	2,6 -13	1,3 -12
2778	4,1 -12	1,4 -12	1,8 -12	1,7 -12	8,5 -13	1,1 -12
2779	4,5 -12	1,3 -12	1,8 -12	1,8 -12	8,5 -13	1,2 -12
2780	4,0 -12	1,4 -12	1,8 -12	1,8 -12	7,9 -13	1,2 -12
2781	4,1 -12	1,4 -12	1,9 -12	2,1 -12	8,3 -13	1,2 -12
2782	4,1 -12	1,4 -12	2,0 -12	1,7 -12	7,8 -13	1,2 -12
2783	4,2 -12	1,3 -12	1,5 -12	1,5 -12	9,1 -13	1,1 -12
2784	3,9 -12	1,3 -12	1,5 -12	1,6 -12	7,6 -13	1,1 -12
2785	3,8 -12	1,3 -12	1,6 -12	1,7 -12	8,7 -13	1,2 -12
2786	4,0 -12	1,3 -12	1,6 -12	1,7 -12	7,9 -13	1,2 -12
2787	4,0 -12	1,3 -12	1,6 -12	1,7 -12	7,9 -13	1,2 -12
2788	3,9 -12	1,3 -12	1,6 -12	1,6 -12	8,3 -13	1,1 -12
2789	3,6 -12	1,2 -12	1,5 -12	1,5 -12	7,6 -13	1,0 -12
2790	3,6 -12	1,2 -12	1,5 -12	1,5 -12	7,1 -13	1,0 -12
2791	3,4 -12	1,0 -12	1,5 -12	1,5 -12	7,4 -13	1,1 -12
2792	3,6 -12	1,2 -12	1,6 -12	1,5 -12	7,1 -12	1,0 -12
2793	3,6 -12	1,1 -12	1,3 -12	1,4 -12	7,4 -13	9,6 -13
2794	3,1 -12	9,6 -13	1,1 -12	1,2 -12	6,8 -13	8,9 -13
2795	2,9 -12	8,7 -13	8,9 -13	1,1 -12	6,2 -13	8,3 -13
2796	3,1 -12	9,8 -13	9,6 -13	1,1 -12	5,9 -13	8,5 -13
2797	3,0 -12	7,6 -13	8,7 -13	1,1 -12	5,2 -13	7,8 -13
2798	3,0 -12	7,1 -13	7,9 -13	7,9 -13	4,1 -13	6,6 -13
2799	2,2 -12	5,2 -13	5,5 -13	5,8 -13	3,3 -13	5,5 -13
2800	2,8 -12	7,6 -13	6,9 -13	8,3 -13	4,2 -13	6,2 -13
2801	3,0 -12	6,5 -13	7,9 -13	7,6 -13	4,0 -13	6,9 -13
2802	2,8 -12	7,2 -13	7,4 -13	8,5 -13	4,6 -13	4,8 -13
2803	3,1 -12	7,2 -13	8,1 -13	7,9 -13	5,0 -13	6,5 -13
2804	3,2 -12	1,0 -12	8,1 -13	1,2 -12	5,4 -13	7,6 -13
2805	3,0 -12	9,8 -13	9,1 -13	1,2 -12	5,6 -13	6,0 -13
2806	3,0 -12	1,1 -12	8,5 -13	1,1 -12	6,0 -13	8,7 -13
2807	2,8 -12	1,2 -12	1,1 -12	1,5 -12	6,9 -13	8,1 -13
2808	2,8 -12	1,2 -12	9,6 -13	1,2 -12	6,6 -13	8,1 -13
2809	3,0 -12	1,1 -12	1,1 -12	1,5 -12	6,2 -13	6,9 -13
2810	2,5 -12	1,1 -12	8,9 -13	1,2 -12	5,4 -13	6,3 -13
2811	2,8 -12	6,8 -13	6,8 -13	7,8 -13	4,0 -13	5,0 -13
2812	2,7 -12	7,2 -13	6,8 -13	7,6 -13	5,1 -13	4,9 -13
2813	2,6 -12	6,9 -13	6,6 -13	8,1 -13	4,1 -13	5,0 -13
2814	2,8 -12	5,9 -13	5,1 -13	7,1 -13	5,2 -13	5,4 -13
2815	2,3 -12	6,9 -13	9,1 -13	7,8 -13	5,1 -13	5,5 -13
2816	2,1 -12	6,5 -13	7,2 -13	5,9 -13	4,0 -13	5,5 -13
2817	2,7 -12	5,8 -13	7,4 -13	5,9 -13	4,5 -13	6,0 -13
2818	2,2 -12	5,9 -13	6,1 -13	6,5 -13	3,9 -13	4,3 -13
2819	2,5 -12	3,5 -13	6,5 -13	7,1 -13	4,8 -13	6,8 -13
2820	2,8 -12	4,6 -13		6,3 -13	5,0 -13	6,6 -13
2821	2,6 -12	5,1 -13		7,2 -13	5,4 -13	7,2 -13
2822	2,7 -12	6,0 -13		6,3 -13	4,9 -13	6,3 -13
2823	2,3 -12	3,7 -13		7,9 -13	4,4 -13	5,8 -13
2824	2,8 -12	3,9 -13		7,8 -13	4,6 -13	5,0 -13
2825	3,0 -12	5,8 -13		9,1 -13	4,1 -13	7,6 -13
2826	2,1 -12	6,5 -13		9,6 -13	4,7 -13	6,8 -13
2827	3,2 -12	4,7 -13		9,3 -13	6,5 -13	6,5 -13
2828	3,0 -12	6,5 -13		9,1 -13	6,0 -13	6,0 -13
2829	2,4 -12			8,1 -13	5,8 -13	5,8 -13
2830	2,7 -12			7,8 -13	7,1 -13	7,1 -13
2831	3,0 -12			7,8 -13	4,2 -13	4,2 -13
2832	2,6 -12			6,5 -13	2,7 -13	2,7 -13
2833	2,7 -12			7,4 -13	3,5 -13	3,5 -13
2834	2,9 -12			5,1 -13		



	ГДЖА 349 ИД 35312	ГДЖА 519 ИД 34887	ГДЖА 704 ИД 55752	ГДЖА 800 ИД 35798	ГДЖА 1348 ИД 35686	ГДЖА 1718 ИД 52988
3774	5,6 -13	2,2 -12	1,4 -12	3,2 -12	9,8 -13	1,8 -12
3794	4,6 -13	1,6 -12	1,3 -12	2,9 -12	9,8 -13	1,7 -12
3824	4,8 -13	1,6 -12	1,2 -12	2,7 -12	8,7 -13	1,5 -12
3856	4,8 -13	2,0 -12	1,2 -12	2,8 -12	8,7 -13	1,2 -12
3620	4,8 -13	1,7 -12	1,1 -12	2,5 -12	7,6 -13	1,2 -12
3684	5,1 -13	1,5 -12	1,0 -12	2,1 -12	7,8 -13	1,3 -12
3548	3,2 -13	1,3 -12	9,1 -13	2,0 -12	6,6 -13	1,1 -12
3513	2,8 -13	1,2 -12	9,1 -13	1,7 -12	6,3 -13	1,0 -12
3478	2,5 -13	1,2 -12	7,4 -13	1,8 -12	6,6 -13	0,3 -13
3444	2,2 -13	9,8 -13	8,1 -13	1,5 -12	6,2 -13	8,7 -13
3410	2,8 -13	9,6 -13	9,6 -13	1,6 -12	6,6 -13	9,3 -13
3378	2,5 -13	1,1 -12	9,0 -13	1,8 -12	5,5 -13	8,5 -13
3345	2,3 -13	1,1 -12	8,9 -13	1,7 -12	5,1 -13	8,7 -13
3313	2,5 -13	1,2 -12	7,8 -13	1,7 -12	5,6 -13	7,6 -13
3285	1,9 -13	1,0 -12	9,8 -13	1,8 -12	4,7 -13	8,7 -13
3256	1,7 -13	1,1 -12	8,7 -13	1,7 -12	5,0 -13	7,6 -13
3228	2,1 -13	1,0 -12	7,6 -13	1,7 -12	4,4 -13	7,4 -13
3200	1,7 -13	9,6 -13	7,9 -13	1,5 -12	4,9 -13	7,1 -13
3173	1,6 -13	8,1 -13	7,8 -13	1,4 -12	4,8 -13	5,9 -13
3147	1,3 -13	8,8 -13	7,6 -13	1,3 -12	4,7 -13	5,0 -13
3122	1,2 -13	6,3 -13	6,0 -13	1,2 -12	4,7 -13	6,3 -13
3100	1,3 -13	5,4 -13	5,4 -13	1,2 -12	4,4 -13	5,5 -13
3080	1,1 -13	7,6 -13	6,0 -13	1,3 -12	4,3 -13	5,1 -13
3060	1,0 -13	6,8 -13	6,2 -13	1,0 -12	4,4 -13	4,3 -13
3040	8,9 -14	5,5 -13	6,2 -13	8,7 -13	4,8 -13	4,1 -13
3020	7,1 -14	5,0 -13	5,5 -13	9,1 -13	4,1 -13	3,6 -13
3000	6,9 -14	4,7 -13	4,9 -13	9,1 -13	3,6 -13	3,6 -13
2980	5,8 -14	4,3 -13	4,6 -13	8,9 -13	3,5 -13	4,0 -13
2963	5,6 -14	4,8 -13	4,9 -13	8,5 -13	3,1 -13	4,5 -13
294	5,0 -14	5,0 -13	4,9 -13	9,6 -13	5,2 -13	4,2 -13
2928	5,8 -14	5,5 -13	4,8 -13	9,1 -13	5,8 -13	3,4 -13
2910	4,9 -14	5,9 -13	4,9 -13	9,6 -13	3,8 -13	3,2 -13
2894	5,9 -14	5,1 -13	5,6 -13	8,7 -13	3,8 -13	3,2 -13
2878	5,8 -14	4,3 -13	5,0 -13	8,1 -13	2,7 -13	3,0 -13
2862	1,0 -13	2,7 -13	3,7 -13	6,8 -13	2,3 -13	2,5 -13
2846	8,1 -14	2,3 -13	3,6 -13	5,8 -13	2,2 -13	2,2 -13
2830	5,8 -14	3,0 -13	3,1 -13	5,9 -13	2,0 -13	2,4 -13
2815	5,5 -14	2,5 -13	4,0 -13	6,0 -13	1,9 -13	2,2 -13
2800	4,6 -14	2,1 -13	3,7 -13	4,8 -13	1,7 -13	2,0 -13
2785	4,6 -14	2,4 -13	4,2 -13	6,0 -13	2,1 -13	2,2 -13
2770	4,2 -14	2,3 -13	4,6 -13	5,0 -13	1,8 -13	2,2 -13
2756	5,9 -14	3,1 -13	6,7 -13	4,7 -13	2,1 -13	2,0 -13
2740	4,8 -14	2,6 -13	5,2 -13	3,5 -13	2,0 -13	2,4 -13
2727	6,2 -14	2,2 -13	4,6 -13	4,4 -13	2,5 -13	2,2 -13
2713	5,0 -14	3,2 -13	5,8 -13	4,8 -13	2,2 -13	2,6 -13
2700		3,0 -13	6,6 -13	6,5 -13	1,8 -13	3,0 -13
2585		2,2 -13	5,0 -13	5,6 -13	2,5 -13	1,8 -13
2670		2,9 -13	5,4 -13	5,5 -13	2,8 -13	2,0 -13
2658		2,5 -13	5,2 -13	5,4 -13	2,3 -13	1,4 -13
2645		3,7 -13	5,5 -13	6,0 -13	1,7 -13	1,9 -13
2632		3,1 -13	4,9 -13	6,9 -13	1,5 -13	1,5 -13
2620		2,7 -13	4,3 -13	5,6 -13	2,2 -13	2,1 -13
2607		3,1 -13	4,8 -13	4,8 -13	1,7 -13	1,9 -13
2593		2,7 -13	4,8 -13	4,5 -13		1,5 -13
2580		4,1 -13	4,1 -13	5,1 -13		1,1 -13
2570		2,8 -13	3,4 -13	5,2 -13		
2557		3,4 -13	4,8 -13	3,9 -13		
2545		3,3 -13	4,3 -13	4,6 -13		
2533		2,1 -13	4,1 -13	3,5 -13		
2520			4,0 -13	3,5 -13		

 $\lambda$  (Å)

касающиеся не только настоящей работы, но и наблюдательного материала «Ориона-2» в целом.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ABSOLUTE SPECTROPHOTOMETRIC MEASUREMENTS FOR A GROUP OF STARS IN AURIGA BASED ON "ORION-2" DATA

G. A. GURZADIAN, R. A. EPHREMIAN, J. V. OHANESSIAN,  
S. S. RUSTAMBEKOVA

The method for the presentation of relative-scale measurements of ultraviolet spectrograms obtained with the help of "Orion-2" by the absolute energetic units ( $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ \AA}$ ) is described. The application of the method is realized for a group of 30 stars scattered in a field around Capella ( $\alpha$  Aur). The results are presented both in table and graphic forms.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурзядян, А. Л. Кашиш, М. Н. Крмоян, Дж. Б. Оганесян, *Астрофизика*, 10, 177, 1974.
2. Г. А. Гурзядян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 48, 5, 1976.
3. G. A. Gurzadian, A. L. Jarkyan, M. N. Krmoyan, A. L. Kushin, G. M. Lorentyan, J. V. Ohanessian, *Astrophys. Space Sci.*, 40, 393, 1976.
4. О. В. Оганесян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 48, 14, 1976.
5. P. M. Kennedy, W. Buscombe, *MK Spectral Classification Catalogue*, Northwestern University, 1974.
6. W. Buscombe, *MK Spectral Classification, Third General Catalogue*, Northwestern University, 1977.
7. V. M. Blanco, S. J. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, *Publ. US Naval Obs.*, second ser., 21, 1958.
8. N. G. Roman, *A. J.*, 83, 172, 1978.
9. K. L. Haramundants, *Smithsonian Astrophys. Obs. Star Catalogue*, Smithsonian Institution, Washington, D. C., 1966.
10. Р. А. Епремян, *Астрофизика*, 17, 495, 1981.
11. E. E. Mendoza, *Ap. J.*, 124, 207, 1955.
12. B. Nicolet, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 34, 1, 1978.
13. Дж. Б. Оганесян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 48, 68, 1976.
14. K. Nandy, G. I. Thompson, C. Jamar, A. Monfils, R. Wilson, *Astron. Astrophys.*, 44, 195, 1975.
15. R. K. Krucuz, *Ap. J.*, Suppl. ser., 40, 1, 1979.
16. A. D. Kode, M. R. Meade, *Ap. J.*, Suppl. ser., 39, 193, 1979.
17. C. Jamar, D. Macau-Hercof, A. Monfils, G. I. Thompson, L. Houziaux, R. Wilson, *Ultraviolet Bright Star Spectrophotometric Catalogue*, European Space Agency, Special Report, 27, 1976.
18. G. I. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houziaux, D. J. Carnochan, R. Wilson, *Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes*, Science Research Council, 1978.

УДК 524.354

## МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ

Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 23 декабря 1981

Принята к печати 7 апреля 1982

Рассмотрена задача о генерации магнитного поля в пульсарах. Показано, что «токи увлечения» протонов вращающимися нейтронами создают среднее магнитное поле порядка  $10^{13}$  Гс. Это поле внутри звезды имеет вихревую структуру, плотность которой порядка  $3 \cdot 10^{19}$  см $^{-2}$ . Почти однородное магнитное поле создает магнитный момент порядка  $10^{31}$  Гс см $^3$ .

Многолетние теоретические исследования, посвященные поискам реального уравнения состояния сверхплотного вещества, а также применение полученных уравнений для расчета сверхплотных конфигураций привели к двум основным типам моделей барионных звезд. В рамках одной модели барионные звезды, состояние вещества которых описывается «жестким уравнением», в основном состоят из «пре»-фазы, окруженной твердой корой из «Аеп» и «Ае»-фаз. Другая модель, основанная на «мягком уравнении» состояния, приводит к сокращению размеров «Аеп»-фазы, а также, в некоторых вариантах этой модели, появлению  $\pi^-$ -мезонов, как в «Ае»-фазе, так и в «пре»-фазе звезды. Наличие  $\pi^-$ -мезонов в «пре»-фазе меняет относительную концентрацию нейтронов и протонов. Так, если в моделях первого типа, в «пре»-фазе звезды протоны составляют 0.01 часть числа нейтронов, то во втором типе моделей в ядерной фазе звезды, количество нейтронов и протонов одинакового порядка.

К сожалению, до сих пор нет убедительных экспериментальных данных для однозначного выбора между этими моделями, но есть некоторые наблюдательные данные, которые хорошо объясняются в рамках модели «жесткого уравнения» состояния. Имеются в виду внезапные скачки угловой скорости пульсаров и их кинематическое поведение после этих скачков [1]. Эти же наблюдения говорят в пользу предположения о сверхтекучести нейтронов в ядерной фазе звезды [2, 3]. Наличие сверхпроводимости протонов в этих условиях обсуждалось в работах [4, 5].

Выбирая модель «жесткого уравнения» состояния и предполагая, что нейтроны и протоны являются сверхтекучими, покажем, что вращение

звезды должно привести к генерации магнитных полей порядка  $10^{13}$  Гс. Отметим также, что механизм генерации качественно сохраняется и в случае «мягкого уравнения» состояния, и только количественные оценки будут зависеть от модели звезды.

Рассмотрим сферическую нейтронную звезду с центральной плотностью материи порядка  $10^{14}$  г/см<sup>3</sup> и с радиусом «пре-фазы» порядка 10 км. Эта сферическая ядерная материя заключена в мантию, состоящую из атомов и электронов, с толщиной порядка нескольких сот метров. Средняя плотность нейтронов порядка  $10^{38}$  см<sup>-3</sup>, а протонов и электронов —  $10^{36}$  см<sup>-3</sup>, причем нейтроны и протоны сверхтекучие, а электроны нормальные. Вещество мантии тоже находится в нормальном состоянии. Вращение мантии приводит к вращению ядерной материи «пре-фазы». Электроны вращаются как нормальное вещество, со скоростью  $\vec{v} = [\vec{\Omega}r]$ , где  $\vec{\Omega}$  — угловая скорость вращения звезды, а нейтроны и протоны — как сверхтекучие.

Рассмотрим движение нейтронов и протонов в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью  $\vec{\Omega}$ . Как было показано в работах [6, 7], учет ядерного взаимодействия между сверхтекучими конденсатами нейтронов и протонов приводит к «току увлечения» протонов нейтронами:

$$\vec{j}_{12} = \frac{e}{m_1} \rho_{12} \vec{v}_2, \quad (1)$$

где  $e$  и  $m_1$  — заряд и масса протонов,  $\rho_{12}$  — плотность «увлеченных протонов», а  $v_2$  — скорость нейтронов во вращающейся системе отсчета. Остальная часть протонов, двигаясь без трения со скоростью  $\vec{v}_1$ , создает сверхтекучие мейсеровские токи:

$$\vec{j}_{11} = \frac{e}{m_1} \rho_{11} \vec{v}_1. \quad (2)$$

где

$$\rho_{11} \approx \rho_1 - \rho_{12}$$

Здесь  $\rho_1$  — полная плотность сверхтекучих протонов. Предполагается, что нормальная часть плотности протонов пренебрежимо мала. Отношение  $\rho_{12}/\rho_{11}$  исследовано в работе [7], и для модели звезды, рассмотренной нами, можно оценить из формулы  $\rho_{12}/\rho_{11} \sim 0.01 T_c/T$ , где  $T_c = 1.23 \cdot 10^9$  К,  $T$  — температура звезды.

«Токи увлечения»  $\vec{j}_{12}$  являются заданными токами проводимости, пока не появилось достаточное количество нормальной части протонов, при-

ведущей к уменьшению  $\rho_{12}$ . Как видно будет ниже, появление протонных вихрей не приводит к уменьшению  $\rho_{12}$  так что заданные токи  $\vec{j}_{12}$  создают магнитное поле, определяющееся из уравнения Максвелла [8]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{12}. \quad (3)$$

Наличие сверхтекучих, неувлеченных протонов приводят к отличию напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  от магнитной индукции  $\vec{B}$ , которая определяется из уравнения:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_{12} + \vec{j}_{11}). \quad (4)$$

Подставляя (1) и (2) в уравнение (4) и действуя на него оператором ротора, получаем:

$$\frac{m_1 c}{4\pi e} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} = \rho_{12} \operatorname{rot} \vec{v}_2 + \rho_{11} \operatorname{rot} \vec{v}_1.$$

Учитывая, что

$$\operatorname{rot} \vec{v}_1 = -\frac{e}{m_1 c} \vec{B} + \vec{e}_1 x_1 \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \text{ и } \operatorname{rot} \vec{v}_2 = \vec{e}_2 x_2 \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j),$$

где  $\vec{e}_1$  и  $\vec{e}_2$  — единичные векторы по направлению протонных и нейтронных вихрей,  $h$  — постоянная Планка,  $m_1$  и  $m_2$  массы протона и нейтрона, окончательно получаем:

$$h^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} + \vec{B} = \Phi_0 \vec{e}_1 \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + \Phi_1 \vec{e}_2 \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j). \quad (5)$$

Здесь

$$\lambda^2 = \frac{m_1^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_{11}}, \quad \Phi_1 = \frac{\rho_{12}}{\rho_{11}} \Phi_0 \text{ и } \Phi_0 = \frac{\pi h c}{e}.$$

Как видно из (5) средняя магнитная индукция фактически зависит от плотности протонных и нейтронных вихрей, так как каждый квантовый вихрь проводит заданный магнитный поток  $\Phi_0$  и  $\Phi_1$ .

Возникновение нейтронных и протонных вихрей зависит от внешних условий. Нейтронные вихри возбуждаются вращением звезды, а протонные — заданными токами, которые могут обеспечить требуемые напряженности магнитного поля.

Если учесть, что плотность протонов в «пре»-фазе звезды составляет только один процент плотности нейтронов, то условия появления нейтрон-

ного вихря остаются теми же, что и в случае чистого нейтронного газа. Это условие получено в работе [3] и требует, чтобы угловая скорость вращения звезды  $\Omega$  была больше, чем

$$\Omega_{\text{вр.}} = \frac{\hbar}{2m_n R^2} \ln R/a,$$

где  $R$  — радиус звезды и  $a$  — размер ствола нейтронного вихря, который порядка межчастичных расстояний. Сценивая, получаем величину порядка  $10^{-11}$  об/с. Угловая скорость пульсаров всегда больше этой величины, но плотность нейтронных вихрей недостаточно велика для создания ощутимых средних магнитных полей. Действительно, даже у самого быстро вращающегося пульсара  $\Omega \sim 200$  об/с, плотность вихрей порядка  $n_v \sim 10^3 \text{ см}^{-2}$ , что дает поле порядка  $4 \cdot 10^{-3}$  Гс. [7].

Увеличение магнитной индукции возможно при появлении протонных вихрей, но вращение, без учета «токов увлечения», не сможет создать эти вихри. Необходимые для этого критические угловые скорости недостижимы для вращающихся нейтронных звезд. Но учет «токов увлечения» при наличии нейтронных вихрей приводит к появлению больших напряженностей магнитных полей. Действительно, предположим, что имеются нейтронные вихри, параллельные оси вращения звезды. Скорость вращения нейтронов вокруг вихрей имеет следующий вид:

$$v_z = \frac{\gamma_2}{2\pi} \frac{1}{|r - r_i|}, \quad (6)$$

где  $r_i$  — координаты центра вихрей. Подставляя (6) в уравнение (3) и решая его, получим:

$$H(r) = \frac{\gamma_2}{\rho_{11}} \frac{\Phi_0}{2\pi l^2} \ln \frac{b}{|r - r_i|}, \quad (7)$$

где  $b$  — среднее расстояние между вихрями. Как видно из (7), напряженность магнитного поля «токов увлечения» слабо зависит от координат и в центре вихря равняется

$$H(\xi) = \frac{\gamma_2}{\rho_{11}} \frac{\Phi_0}{2\pi l^2} \ln b/\xi, \quad (8)$$

где  $\xi$  — толщина ствола вихря. Так как расстояние между вихрями ( $b \sim 10^{-1} \div 10^{-3}$  см) гораздо меньше размеров звезды, то в нем появляется усредненная однородная напряженность магнитного поля порядка  $H(\xi)$ . Это поле логарифмически зависит от плотности вихрей

$(b \sim (1/\pi n_2)^{1/2})$  и следовательно слабо зависит от угловой скорости вращения звезды.

Сверхтекучие протоны с плотностью  $\rho_{11}$  находясь во внешнем поле  $H$ , или создадут мейснеровский ток, который вытолкнет это поле на поверхность звезды, или образуют чисто протонные вихри, которые увеличат магнитную индукцию внутри звезды. Вторая из этих возможностей будет реализоваться, если появление большего количества протонных вихрей энергетически выгодно. Условие появления вихря, при наличии внешнего магнитного поля  $H$ , требует [8]:

$$\int_V \epsilon dV - \frac{1}{4\pi} \int_V \vec{H} \vec{B} dV < 0, \quad (9)$$

где  $\epsilon$  — плотность энергии протонного вихря,  $\vec{B}$  — магнитная индукция вблизи нее, а  $V$  — объем, зажимаемый вихрем. Энергию единицы длины протонного вихря легко оценить, если пренебречь энергией увлеченных нейтронов, плотность которых  $\rho_{12}$  всегда меньше плотности сверхтекучих протонов  $\rho_{11}$ . Согласно [8] имеем:

$$\int_V \epsilon dV = \left( \frac{\Phi_0}{4\pi c} \right)^2 \ln \frac{r}{\xi}, \quad \int_V R dV = \Phi_0. \quad (10)$$

Подставляя (8) и (10) в условие (9), окончательно получим:

$$2 \frac{\rho_{12}}{\rho_{11}} \ln \frac{b}{\xi} > \ln \frac{r}{\xi}. \quad (11)$$

Для моделей нейтронных звезд, рассмотренных нами, условие (11) всегда выполняется, так как  $\rho_{12}/\rho_{11} \sim 0.1 \div 1.0$ , а отношение логарифмов порядка десяти. Следовательно, напряженности магнитного поля, генерируемые «увлеченными токами» протонов, всегда больше критического поля. Как известно [8], при магнитных полях больше критического, средняя магнитная индукция становится порядка напряженности магнитного поля, если плотность протонных вихрей, найденная из условия  $n_1 \sim H/\Phi_0$ , обеспечивает средние расстояния между вихрями порядка  $\lambda$ . Легко видеть, что в рассмотренном случае это условие удовлетворяется. Действительно,

$$d \sim (1/\pi n_1)^{1/2} \sim \lambda (\rho_{12}/\rho_{11} \ln b/\xi)^{-1/2}.$$

Так как  $\rho_{12}/\rho_{11} \ln b/\xi \sim 1$ , то  $d \sim \lambda$ . Это означает  $\vec{B} \approx H$ . Оценивая  $H$  по формуле (8), получаем, что магнитная индукция внутри звезды в среднем однородная и имеет порядок  $6 \cdot 10^{12}$  Гс. Полный магнитный момент звезды будет порядка  $3 \cdot 10^{30}$  Гс см<sup>3</sup>.

Важно отметить, что появление густой сети протонных вихрей с плотностью  $n_1 \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  не уменьшает заданные «токи увлечения», так как при этом только один процент протонов переходит в нормальное состояние, т. е.  $\dot{\nu}_{11}$  и  $\dot{\nu}_{12}$  остаются неизменными.

Таким образом, во вращающихся нейтронных звездах, в «пре»-фазе, «токи увлечения» протонов могут генерировать почти однородное магнитное поле порядка  $10^{13}$  Гс, с полным магнитным моментом звезды порядка  $10^{31}$  Гс. Эти оценки сделаны для значения параметра  $\dot{\nu}_{12}/\dot{\nu}_{11}$  порядка единицы. Значения этих полей слабо зависят от угловой скорости вращения звезды, что качественно совпадает с оценками, сделанными из наблюдений за пульсарам [1]. Отметим также, что наличие таких полей или магнитных моментов звезды предполагается в любых теориях, претендующих на объяснение радиоизлучения пульсаров.

Автор благодарит В. А. Амбарцумяна и Г. С. Саакяна за оказанное внимание к работе и полезные обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS

D. M. SEDRAKIAN

The problem of generation of the magnetic field in the pulsars has been considered. It has been shown that the currents of the protons connected with the rotating neutrons produce a mean magnetic field of  $10^{13}$  Gs. This field inside the star has a vortical structure, the density of which is about  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . The magnetic moment of about  $10^{31}$  Gs  $\text{cm}^3$  is produced by an almost homogeneous magnetic field.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Пайнс, УФН, 131, 479, 1980.
2. А. Б. Мицдал, ЖЭТФ, 37, 249, 1959.
3. В. А. Гинабург, Д. А. Киржиц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
4. В. А. Гинабург, УФН, 97, 601, 1969.
5. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 8, 557, 1972.
6. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Уч. Зап. ЕГУ, № 1, 46, 1980.
7. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 16, 727, 1980.
8. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, Мир, М., 1968.

УДК 524.3—85

ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЛЕГКО ИОНИЗУЕМОГО  
ЭЛЕМЕНТА НА АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗД

В. В. ЛЕУШИН, В. В. СОКОЛОВ, Г. П. ТОПИЛЬСКАЯ

Поступила 16 октября 1981

Принята к печати 3 мая 1982

Исследуется влияние увеличенного содержания элементов с низкими потенциалами ионизации на атмосферы звезд. В интервале температур от 7000 до 14000 К рассчитаны теоретические модели атмосфер с нормальным химическим составом и с увеличенным содержанием одного легко ионизируемого элемента, в качестве которого выбран кремний. Показано, что зависимости  $T_e - (B-V)$  для нормальных и пекулярических моделей различны, и определение  $T_e$  для пекулярических звезд класса А по зависимости  $T_e - (B-V)$ , полученной для нормальных звезд, может привести к занижению  $T_e$  для холодных и горячих звезд Ар и ее завышению для звезд Ар промежуточных спектральных классов. Распределение параметров, характеризующих атмосферу, с оптической глубиной для пекулярических моделей отличается от их распределения для соответствующих нормальных моделей. Эти отличия вызваны изменениями коэффициента поглощения в континууме, поскольку поглощение в линиях существенно для более высоких слоев атмосферы и не может быть главным фактором, влияющим на ее структуру. Сделан вывод о том, что увеличенное на 2—3 порядка содержание кремния в атмосферах пекулярических звезд может быть одной из причин наблюдаемых спектральных аномалий.

1. *Введение.* В спектрах пекулярических звезд спектральных классов В7—F0 наблюдается большое количество различных спектральных аномалий, которые, по-видимому, вызваны многими причинами [1]. Среди наиболее общих и типичных аномалий — уменьшенный бальмеровский скачок в большинстве пекулярических звезд, усиление линий металлов и редкоземельных элементов в звездах поздних спектральных классов и ослабление линий гелия в звездах более ранних, интерпретируемое изменением содержания этих элементов. Однако аномалии могут быть обусловлены тем, что в атмосферах пекулярических звезд увеличено содержание не всех, а лишь нескольких элементов. В этой работе рассматривается идеализированный случай, когда увеличено содержание только одного легко ионизируемого элемента. При этом мы совсем не учитывали многие эффекты, связанные с сильным магнитным полем и неоднородной поверхностью Ар-звезд.

Значительное увеличение содержания такого элемента может приводить к следующим эффектам:

1. Увеличивается количество свободных электронов, что изменяет условия ионизации и возбуждения основного поглощающего агента—водорода.

2. Увеличивается собственное непрерывное поглощение металламч, главным образом в ультрафиолете, что приводит к перераспределению полного потока по длинам волн. Этот эффект на примере моделей солнечного типа был рассмотрен еще в работе [2].

3. Увеличенное содержание тяжелых элементов приводит к увеличению среднего молекулярного веса вещества, так что коэффициент поглощения на единицу массы уменьшается.

Перечисленные причины приводят к изменению структуры атмосферы с глубиной и перераспределению потока излучения с длиной волны. Эти изменения могут сказываться и на виде линейчатого спектра поглощения. Кажущееся усиление или ослабление интенсивности спектральных линий некоторых элементов частично может быть связано с неправильным определением температуры пекулярных звезд по непрерывному спектру (по  $B-V$  и величине бальмеровского скачка). Такие спектральные аномалии уже не отражают реальных изменений содержания элементов, а являются результатом того, что, определяя спектральный класс и эффективную температуру пекулярных звезд по  $B-V$ , используя зависимость для нормальных звезд, исследователи вносят ошибку в оценку содержания элемента, связанную с неверным значением  $T_e$ .

В наших расчетах не учитывалось поглощение, вызванное суммарным действием линий. Учету влияния линий металлов посвящена целая серия работ (см. [10] и литературу к ней). Нашей же целью являлось — подробно рассмотреть все факторы, влияющие на формирование спектра и показать, что некоторая доля аномалий в поведении «Ар-моделей» (по сравнению с «нормальными» моделями) может быть объяснена без привлечения поглощения в линиях.

2. *Выбор «пекулярного» элемента.* Анализ отмеченных эффектов проводился на основе расчетов моделей атмосфер по программе SAM-1 [3, 4]. Модели вычислялись в интервале эффективных температур от 7000 до 14000 К, что примерно соответствует области температур, в которой наблюдаются пекулярные звезды. Было рассчитано 7 моделей со «стандартным» химическим составом [4] и ряд моделей для тех же эффективных температур с измененным (увеличенным на 2—3 порядка) содержанием пекулярного элемента. Сведения о полученных моделях приведены в табл. 1.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

$T_e$	$\lg(N(\text{Si})/N(\text{H}))$	$D$	$B-V$	$\Delta T_{B-V}$	$T_{B-V}$
7000 <sup>2</sup>	-4.5	0.288	0.338		
	-2.5	0.241	0.366	-100	6900 <sup>1</sup>
8000	-4.5	0.501	0.150		
	-3.0	0.518	0.132	100	8100
	-2.5	0.473	0.144	50	8050
	-2.0	0.413	0.177	-200	7800
9000	-4.5	0.556	0.023		
	-3.0	0.592	0.011	250	9250
	-2.5	0.575	0.013	200	9200
	-2.0	0.546	0.006	300	9300
9570	-2.0	0.550	-0.030	1000	10570
10000	-4.5	0.520	-0.031		
	-2.5	0.524	-0.032	200	10200
	-2.0	0.528	-0.046	800	10800
12000	-4.5	0.392	-0.068		
	-3.5	0.382	-0.066	-100	11900
	-2.0	0.321	-0.059	-400	11600
14000	-4.5	0.302	-0.100		
	-2.0	0.253	-0.090	-600	13400

Все другие параметры моделей не менялись:  $\lg g = 4.0$ , везде принималась гипотеза ЛТР, при учете конвекции отношение длины пути перемешивания к высоте атмосферы равнялось единице, поглощение в линиях и микротурбуленция не учитывались. Включались все стандартные источники непрозрачности: поглощение  $\text{H}^-$ ,  $\text{HI}$ ,  $\text{HII}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{He}^-$ ,  $\text{HeI}$ ,  $\text{HeII}$ , рассеяние на свободных электронах и атомах  $\text{H}$  и  $\text{He}$ , а также поглощение  $\text{MgI}$ ,  $\text{SiI}$ ,  $\text{Cl}$ ,  $\text{AlI}$ . Для всех моделей достигнуто хорошее сохранение потока излучения с глубиной, так что ошибки потока не превышает 5% для глубин  $\lg \tau_{3000} \leq 2$ .

Выбор «пекулярного» элемента обуславливался следующими соображениями:

- 1) элемент должен иметь сравнительно низкий потенциал ионизации;
- 2) содержание этого элемента в атмосферах нормальных звезд должно быть достаточно велико, чтобы увеличение его содержания на 2—3 порядка давало бы заметный эффект;
- 3) линии поглощения этого элемента должны быть усилены в спектрах всех пекулярных звезд.

Рассмотрение разных элементов показывает, что этим критериям лучше всего удовлетворяет кремний. Первый потенциал ионизации у него равен 8.15 эВ, поэтому даже в самых верхних слоях атмосфер звезд рассматриваемых спектральных классов весь кремний почти полностью однократно ионизован. Обилие кремния в атмосферах нормальных звезд по сравнению с другими металлами высокое  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = -4.5$ . И, наконец, линии кремния усилены практически во всех Ар-звездах во всей области спектральных классов от В6 до F0 [5].

В табл. 1 приведены параметры рассчитанных нормальных и пекулярных (с увеличенным содержанием кремния) моделей.

В таблице приведены: эффективные температуры, содержания кремния (значение  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = -4.5$  соответствует „стандартному“ химическому составу); бальмеровский скачок, показатель цвета  $B-V$ , возможная ошибка в определении  $T_e$  пекулярных моделей при использовании зависимости  $T_e - (B-V)$  для нормальных моделей, температура пекулярных моделей полученная из тех же зависимостей.

3. Бальмеровский скачок и показатель цвета. Приведенные в табл. 1 величины бальмеровского скачка вычислены из соотношения:

$$D = \lg(H_{\lambda_{3647}}/H_{\lambda_{3647}}).$$

Для получения показателя цвета  $B-V$  использовались коэффициенты реакции  $S(\lambda)$  системы  $UBV$  из [6]. Показатели цвета вычислялись по формулам:

$$B - V = 2.5 \lg \left( \int_0^{\infty} S_V(\lambda) H_{\lambda} d\lambda / \int_0^{\infty} S_B(\lambda) H_{\lambda} d\lambda \right).$$

Результаты показывают, что бальмеровские скачки и показатели цвета для нормальных и пекулярных моделей с одинаковыми  $T_e$  различны. Значения  $D$  и  $B-V$ , полученные для наших моделей, сравнивались с результатами наблюдений (данные взяты из [6—8]). Рис. 1 и 2 показывают примеры подобных сравнений. Из рисунков видно, что значения, полученные даже для нормальных моделей, довольно сильно отличаются от значений  $D$  и  $B-V$ , определенных из наблюдений. Можно указать несколько возможных причин этих отличий:

1. Не совсем правильные теоретические модели. Это может быть связано с тем, что в наших моделях не учитывались отклонения от ЛТР, не учитывалось поглощение в линиях (покровный эффект) и, наконец, в целом с приближенным характером всех теоретических вычислений.

2. Не точны значения, определенные из наблюдений. Это может быть связано с целым рядом объективных трудностей. Во-первых, неуверенное, неоднозначное определение эффективной температуры по спектральным линиям поглощения. Во-вторых, возможна ошибка при определении  $B-V$  в результате использования нестандартных фильтров. В-третьих, очень

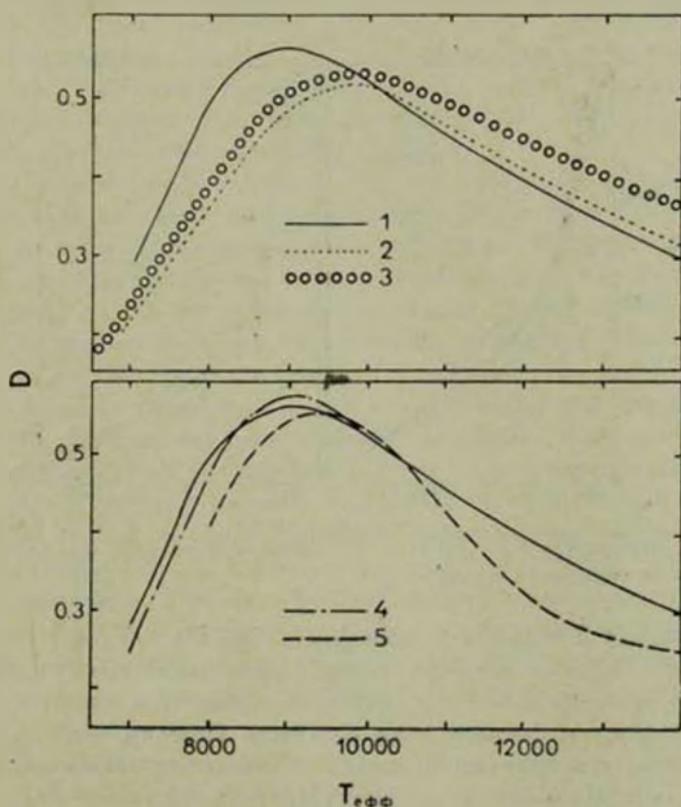


Рис. 1. Зависимость величины бальмеровского скачка от  $T_{\text{эф}}$ . 1 — модели со стандартным химическим составом; 2 — наблюдения из [7]; 3 — наблюдения из [8]; 4 — модели с увеличенным содержанием кремния  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = 2.5$ ; 5 — модели с  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = 2.0$ .

трудно правильно определить величину бальмеровского скачка по спектрам, т. к. он замывается линиями поглощения. Кроме того, на величины  $D$  и  $B-V$  влияют неопределенности в  $\lg g$ . Поэтому между значениями  $B-V$  и  $D$ , определенными по наблюдениям разными авторами, существуют различия того же порядка, что и между теоретическими и наблюдаемыми значениями.

Необходимо отметить, что в этой работе мы не добивались наилучшего совпадения расчетов с наблюдениями, сознавая ограниченность применяемой нами методики. Нашей задачей являлось количественное сравнение характеристик нормальных и сильно пекулярных по химическому составу моделей, которое помогло бы в основном качественно понять природу явлений, связанных с пекулярным химсоставом Ар-звезд.

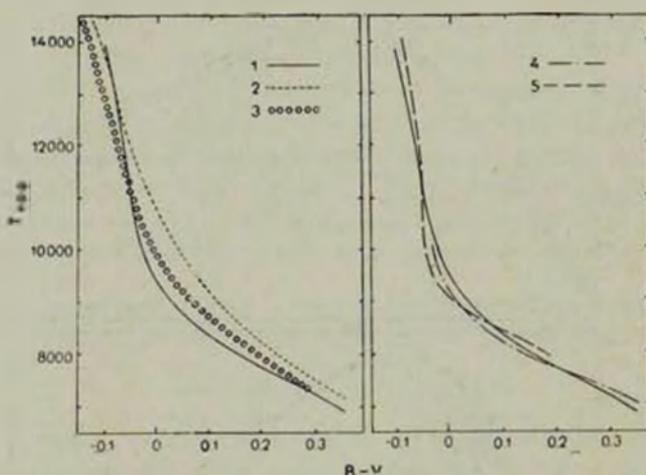


Рис. 2. Зависимость  $T_e$  —  $(B-V)$ . 2 — наблюдения из [6]; 3 — наблюдения из [7]; остальные обозначения как на рис. 1.

Из рисунка 2 видно, что зависимость  $(B-V) - T_e$  для пекулярных моделей отличается от соответствующей зависимости для нормальных, кроме того значения  $B-V$  для пекулярных моделей с одинаковой  $T_e$ , но разным химическим составом тоже различны. Поэтому, если при определении температуры пекулярной звезды пользоваться зависимостью  $T_e - (B-V)$  для нормальных звезд, то температура Ар-звезды будет определена неверно. Ошибки в определении  $T_e$  могут достигать 1000 К.

Качественно полученные результаты совпадают с наблюдениями [9]. Количественные же различия обусловлены, по-видимому, уже указанными выше причинами и отличиями в химическом составе наших моделей и реальных Ар-звезд.

Подобные результаты получены и в работе [10]. Количественные расхождения связаны в основном с учетом поглощения линиями в наших моделях, разным химическим составом моделей и использованием других коэффициентов реакции системы  $UBV$  при вычислении показателей цвета. Из рис. 2 и аналогичного графика в работе [10] видно, что химический состав оказывает сильное влияние на зависимость  $T_e$  от  $B-V$ . Посколь-

ку в моделях работы [10] существенно увеличено содержание элементов с богатым линейчатым спектром, там делается вывод, что главной причиной различий нормальных и пекулярных атмосфер является сильное «бланкетирование» линиями металлов в ультрафиолете. В то же время, из зависимостей  $(U-B) - \lg T_e$  и  $(B-V) - \lg T_e$  работы [10] следует, что модели с сильным поглощением в линиях металлов сильнее изменяют  $(U-B) - \lg T_e$ , чем зависимость  $(B-V) - \lg T_e$ . Модели же с увеличенным содержанием кремния (кружки на графиках [10]) сильнее отклоняются от нормальной зависимости  $(B-V) - \lg T_e$ , чем сильно «бланкетированные» модели. При этом зависимость  $(U-B) - T_e$  менее чувствительна к изменениям содержания кремния.

Все это позволяет предположить, что не поглощение в линиях, а главным образом непрерывное поглощение одним только SiI в далеком ультрафиолете является основным фактором, влияющим на распределение энергии в  $B$  и  $V$ -областях спектра более горячих моделей [10]. Учет поглощения в линиях (из-за увеличенного содержания других элементов) приводит к сглаживанию эффектов непрерывного поглощения. Последнее отмечалось еще в [11], где для исследования влияния этих эффектов использовались модели с более низким, чем у нас, содержанием кремния.

Из рис. 1 видно, что с увеличением содержания кремния величина бальмеровского скачка (по сравнению с тем же для нормальных моделей) уменьшается. При этом значение  $T_e$  нормальной и Ар-модели одно и то же. Вообще говоря, это не противоречит наблюдениям [12], но с оговоркой — величины  $T_e$  для нормальной и пекулярной звезд должны быть также одинаковыми. В то же время, как мы видели, определение  $T_e$  по зависимости  $(B-V) - T_e$  может приводить к заметным ошибкам.

С другой стороны, определяя  $T_e$  по величине бальмеровского скачка, можно ошибиться в определении эффективной температуры от  $-500$  до  $+1500$  К. На подобные эффекты указывалось и в [11], но конкретных расчетов для Ар-звезд не приводилось.

В заключение этого раздела отметим, что мы используем более реалистичный (чем в [11]) показатель наклона пашеновского континуума — нами использовались совершенно конкретные коэффициенты реакции системы  $UBV$  при вычислении показателей цвета. В результате мы получили примерно такие же значения  $\Delta T_e$  — ошибок в определении  $T_e$  по зависимости  $(B-V) - T_e$ , хотя используемые нами избытки содержания кремния в 10 раз превышают избытки кремния в [11]. Отсюда можно заключить, что влияние избытков в содержании Si, взятых в работе [11], на реальную зависимость  $(B-V) - T_e$  может оказаться ненаблюдаемым эффектом. Если судить по рис. 2, это влияние становится заметным при

$$A \equiv (\text{Si}/\text{H})/(\text{Si}/\text{H})_{\odot} \geq 100.$$

При меньших же значениях  $A$ -избытков Si (или других каких-либо, подобных по свойствам, элементов) более значительную роль будет играть поглощение в линиях металлов, рассмотренное в [10].

4. *Перераспределение потока излучения.* Распределение потока в оптической области спектра для большинства рассчитанных моделей показано на рис. 3. Все многообразие полученных результатов определяется, в основ-

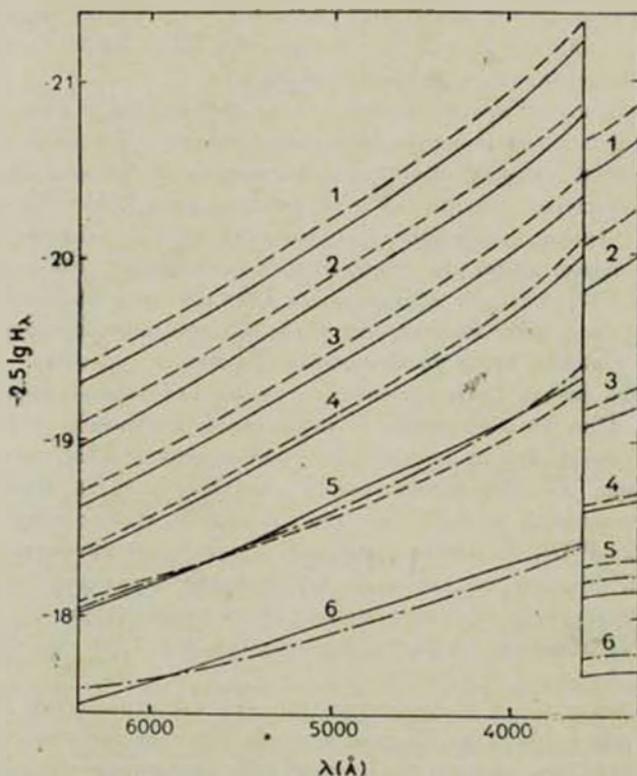


Рис. 3. Распределение потока излучения в оптической области спектра. 1) модель с  $T_e = 14000$  К, 2)  $T_e = 12000$  К, 3)  $T_e = 10000$  К, 4)  $T_e = 9000$  К, 5)  $T_e = 8000$  К, 6)  $T_e = 7000$  К. Остальные обозначения из рис. 1.

ном, действием двух эффектов: увеличением в пекулярных моделях количества свободных электронов за счет ионизации кремния и усилением непрерывного поглощения SiI в ультрафиолете. К тому же, увеличение содержания Si увеличивает среднюю молекулярную массу, что также может заметно изменить структуру пекулярных моделей при  $A \geq 100$ .

Первый эффект особенно силен в холодных моделях и ослабевает с увеличением  $T_e$ , что связано со все большей ионизацией водорода. Для примера на рис. 4 приведены кривые вклада некоторых наиболее важных элементов в полную электронную концентрацию для нескольких моделей с  $T_e = 8000$  К. Хорошо видно, что в пекулярных моделях кремний действительно становится важнейшим поставщиком свободных электронов.

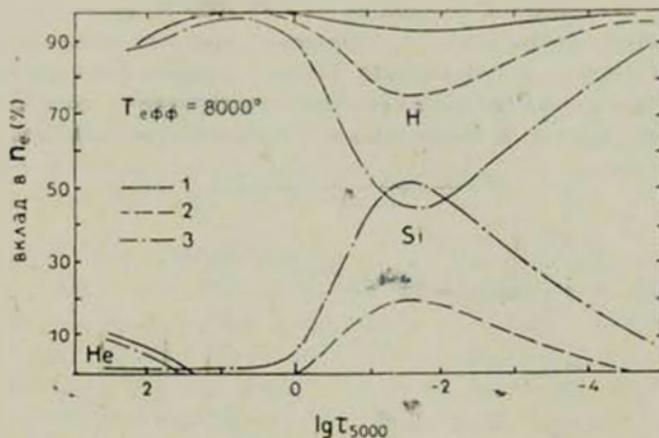


Рис. 4. Вклад в электронную концентрацию наиболее важных элементов. 1 — модель со стандартным химическим составом; 2 — с  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = -3.0$ ; 3 — с  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = -2.5$ .

Это влияет на степень ионизации всех элементов, но самое главное, на водород, который является основным поглощающим фактором в оптической области спектра в рассматриваемом интервале температур. Увеличение количества свободных электронов во всех пекулярных моделях вызывает, в соответствии с формулой Саха, увеличение количества  $\text{H}^-$  и уменьшение  $\text{HI}$ . В разных по  $T_e$  моделях и в разных областях спектра это не одинаково сказывается на полной непрозрачности. За бальмеровским пределом, то есть при  $\lambda < 3647$  А, во всех моделях основным поглотителем является нейтральный водород, поэтому уменьшение его количества в Ар-моделях приводит к уменьшению полного поглощения в этой области спектра. В результате поток выходит из более глубоких слоев атмосферы, где температура больше, и величина выходящего потока здесь увеличивается. В спектральной области до бальмеровского предела действуют оба поглощающих фактора,  $\text{H}^-$  и  $\text{HI}$ , но их вклад в полное поглощение при разных температурах различен. В холодных моделях с  $T_e = 7000\text{--}8000$  К основным поглотителем является  $\text{H}^-$ , и увеличение его количества приводит к росту

поглощения. Следовательно, большая часть потока формируется в верхних слоях атмосферы с меньшей температурой и величина потока уменьшается. В более горячих моделях, то есть при  $T_e \geq 9000$  К, в этой спектральной области основным поглотителем является нейтральный водород, поэтому в Ар-моделях поглощение уменьшается, а величина выходящего потока увеличивается.

Второй эффект связан с тем, что кремний интенсивно поглощает в континууме в спектральной области от  $\sim \lambda \approx 1000$  А до  $\sim \lambda \approx 2000$  А [11, 13], поэтому увеличение его содержания приводит к значительному усилению поглощения в этой области. Поверхностный поток в далеком ультрафиолете уменьшается и за счет этого увеличивается во всех других спектральных областях, в том числе и в оптической (рис. 5). Этот вывод

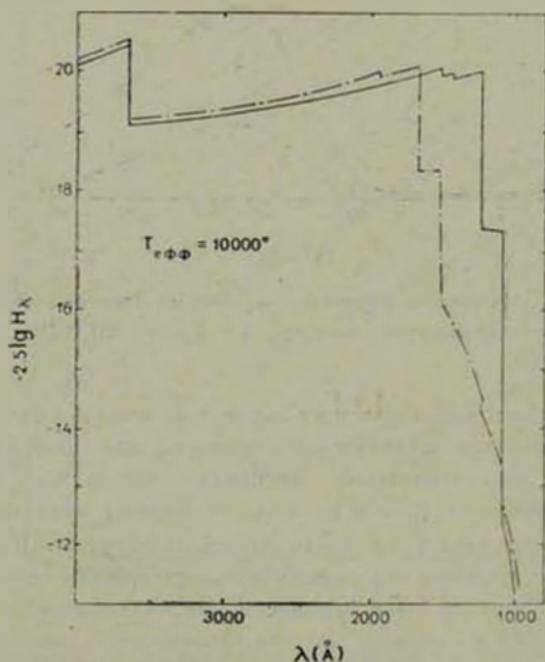


Рис. 5. Распределение потока излучения с длиной волны в ультрафиолете в зависимости от содержания Si.

подтверждается внеатмосферными наблюдениями [14], которые показывают, что Ар-звезды имеют дефицит потока излучения в ракетном ультрафиолете по сравнению с нормальными звездами. Изменение коэффициента поглощения с длиной волны меняет в Ар-моделях и структуру атмосферы с глубиной, Эффект воздействия на атмосферу поглощения кремния

усиливается с увеличением  $T_*$ , так как увеличивается доля потока, приходящегося на ультрафиолетовую область, и, следовательно, всякие изменения коэффициента поглощения в ультрафиолете сильнее будут менять выходящий поток в других областях спектра.

Окончательное распределение потока с длиной волны и характер изменения структуры атмосферы с глубиной в пекулярных моделях определяются взаимодействием двух указанных эффектов и зависят от  $T_*$ , сорта «пекулярного» элемента и его содержания.

С коротковолновой стороны от бальмеровского предела оба эффекта действуют в одну сторону, в результате во всех Ар-моделях поток в этой области больше, чем в соответствующих нормальных моделях (см. рис. 3).

С длинноволновой стороны бальмеровского предела все гораздо сложнее, поэтому приходится отдельно рассматривать «холодные»  $T_* = 7000$ — $8000$  К и «горячие»  $T_* \geq 9000$  К модели.

5. *Изменение параметров атмосфер с температурой и химическим составом. «Холодные» модели.* В этих моделях описанные выше эффекты действуют в разные стороны. В моделях с  $T_* = 7000$  К,  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = -2.5$  и  $T_* = 8000$  К,  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = -2.0$  кремний дает так много электронов (до 100% в верхних слоях), что первый эффект играет основную роль. Коэффициент поглощения до бальмеровского предела увеличивается и величина поверхностного потока уменьшается (рис. 3). Однако и в этих моделях усилено поглощение в ультрафиолете, это приводит к тому, что в областях длин волн больших 6000 Å поток в пекулярных моделях становится больше, чем в нормальных. В результате такого перераспределения величина  $B-V$  в этих моделях возрастает. Отсюда можно сделать вывод, что если такие ситуации реализуются в звездах, то их температура, определяемая по  $B-V$ , может быть занижена для  $T_* = 7000$  К на  $100^\circ$ , а для  $T_* = 8000$  К на  $230^\circ$ . Одновременно меняется распределение температуры с оптической глубиной, причем на глубинах формирования спектральных линий температура уменьшается для модели с  $T_* = 7000$  К примерно на  $300^\circ$ , а для модели с  $T_* = 8000$  К — на  $400^\circ$  (рис. 6). Кроме того, увеличение поглощения в пекулярных моделях должно привести к тому, что линии будут формироваться в более верхних и, следовательно, в более холодных слоях атмосферы. Совместное действие этих факторов может привести к изменению интенсивности линий поглощения в таких звездах.

К этому надо еще добавить, что для пекулярной модели с  $T_* = 7000$  К электронное давление в два раза больше, чем давление для соответствующей стандартной модели в тех же точках по оптической глубине. Это усиливает крылья водородных линий из-за возросшей величины линейного эффекта Штарка, а линий металлов из-за квадратичного.

В моделях с  $T_e = 8000$  К,  $\lg N(\text{Si})/N(\text{H}) = -3.0 \div -2.5$  количество свободных электронов от кремния меньше, чем в предыдущем случае, поэтому влияние собственного поглощения SiI в ультрафиолете здесь сильнее и приводит к увеличению потока в пекулярных моделях в областях с  $\lambda > 6000$  А и  $\lambda < 4000$  А. В области  $4000 \text{ А} < \lambda < 6000 \text{ А}$  велико поглощение  $\text{H}^-$ , поэтому здесь поток уменьшается. В итоге величина  $B-V$  для этих моделей увеличивается, что приводит к завышению температуры, определяемой по  $B-V$ .

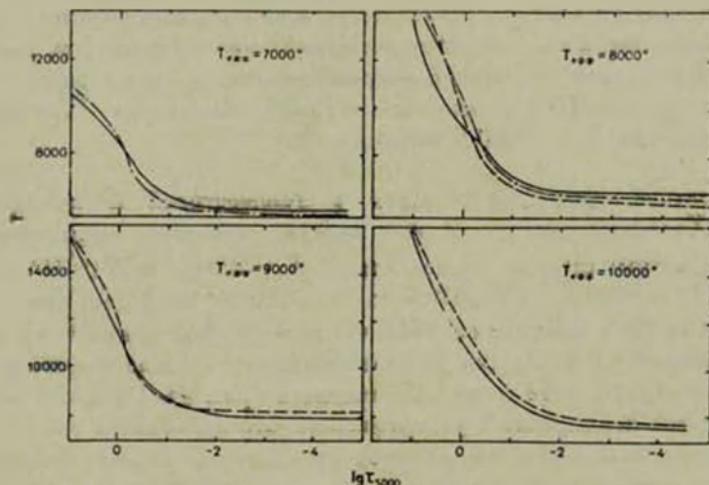


Рис. 6. Распределения температуры с оптической глубиной в разных моделях.

Для всех пекулярных моделей с  $T_e = 8000$  К электронное и газовое давление изменилось очень незначительно, всего на несколько процентов, и эти изменения не должны сказаться на интенсивности линий поглощения, так как эффекты давления гораздо слабее эффектов изменения температуры.

**«Горячие» модели.** Во всех моделях, горячее  $8000^\circ$ , оба эффекта, к которым приводит увеличение содержания кремния, действуют в одну сторону, увеличивая поток излучения в оптической области спектра и из-за уменьшения коэффициента поглощения и роста температуры верхних слоев атмосферы, и из-за перекачки энергии из далекого ультрафиолета в видимую область. Но при этом наклон пашеновского континуума для разных эффективных температур меняется по-разному, а это отражается и на показателе цвета  $B-V$ .

Для моделей с  $T_e = 9000 \div 10000$  К и разными содержаниями кремния  $B-V$  уменьшается по сравнению с нормальными моделями, значит

эта группа моделей дает завышение температуры, определяемой по  $B-V$ . Причем, так как для этих звезд температура очень чувствительна к изменениям  $B-V$ , то ошибка в определении температуры может достигать  $1000^\circ \text{K}$ . На рис. 6 мы приводим зависимости  $T$  от  $T_{3000}$  для моделей с  $T_e = 9000$  и  $10000 \text{ K}$ .

В пекулярных моделях с  $T_e = 12000-14000 \text{ K}$  наклон пашеновского континуума немного уменьшается и величина  $B-V$  увеличивается. Поэтому температура, определяемая для таких звезд по стандартной зависимости  $T_e$  от  $B-V$ , должна быть занижена по нашим расчетам примерно на  $500^\circ$ . Но из-за уменьшения непрозрачности одинаковым оптическим глубинам в пекулярных моделях соответствуют более глубокие слои атмосферы с повышенной температурой, по сравнению с нормальными моделями.

Об эффектах, связанных с увеличением средней молекулярной массы вещества атмосферы, следует упомянуть специально.

Нами использовались модели, в которых тяжелого элемента было взято (по числу атомов) примерно столько же, сколько обычно берется гелия в нормальных моделях. Кроме моделей с увеличенным содержанием Si были рассчитаны модели ( $T_e = 8000 \text{ K}$  и  $9000 \text{ K}$ ) с избытками кальция. Из расчетов следует, что если тяжелого элемента взято на 2—3 порядка больше его нормального (солнечного) содержания, то увеличение средней молекулярной массы вещества атмосферы может стать заметным даже для «холодных» моделей с  $T_e \leq 9000 \text{ K}$ . В этих расчетах Ca играл роль эффективного поставщика электронов и увеличивал среднюю молекулярную массу, собственное поглощение избыточным элементом пренебрежимо мало в этом случае.

Увеличение средней молекулярной массы вещества атмосферы приводит (как и увеличение  $\lg g$ ) к увеличению газового и электронного давлений [7]. И действительно, в «горячих» пекулярных моделях с  $T_e = 12000$  и  $14000 \text{ K}$  электронное и газовое давления больше, чем для нормальных моделей с теми же  $T_e$  и на тех же оптических глубинах, примерно в 1.2 раз. Для более горячих моделей с  $T_e \geq 14000 \text{ K}$ , там, где кремний почти полностью переходит в Si II или Si III, увеличение средней молекулярной массы при увеличении содержания Si может стать заметным фактором, влияющим на структуру атмосферы.

6. *Заключение.* Многообразие свойств пекулярных звезд — одна из главных трудностей при интерпретации наблюдений этих объектов. Поэтому в такой ситуации может оказаться важным указать одну основную причину, приводящую к различным наблюдательным аномалиям. Такой причиной может быть увеличенное (в 100 и более раз по сравнению с солнечным) содержание кремния в атмосферах Ар-звезд. При этом оказывается, что одинаковое увеличение содержания кремния в атмосферах с раз-

ными  $T_e$  может оказывать совершенно разное воздействие на непрерывный спектр и структуру атмосфер, что должно отражаться и на виде линейчатого спектра.

К основным эффектам воздействия высокого содержания Si на атмосферу можно отнести следующее.

1) Показатели цвета  $B-V$  для пекулярных атмосфер отличаются от  $B-V$  нормальных. Причем, это отличие в основном вызывается эффектами, связанными с изменениями коэффициента непрерывного поглощения, суммарное поглощение в линиях металлов, конечно, делает эти эффекты менее резко выраженными. Но основным фактором, влияющим на структуру и спектры Ар-моделей, по-видимому, остается непрерывное поглощение — источник эффективный в более глубоких (чем линии) слоях атмосферы.

2) В большинстве пекулярных моделей величина бальмеровского скачка уменьшена, поток за скачком во всех этих моделях больше, чем в соответствующих моделях с нормальным химсоставом. То есть, в полосе пропускания  $U$  пекулярные модели горячее нормальных. Одновременно в спектральной области от 1000 Å до 2000 Å в Ар-моделях поток меньше, что характерно для атмосфер пекулярных звезд.

3) Распределение температуры, электронного и газового давлений по глубине отличаются для Ар-моделей от соответствующих распределении для нормальных моделей.

Перечисленные эффекты повышенного содержания тяжелого, легко ионизируемого элемента (в основном Si) с сильным поглощением в ультрафиолете могут привести:

а) к неправильной оценке эффективной температуры Ар-звезды по стандартной зависимости  $T_e - (B-V)$ , по модельным оценкам ошибка может достигать 1000 К в сторону завышения  $T_e$  для моделей с  $T_e \approx 9500$  К;

б) к ошибке в оценке эффективной температуры Ар-звезды по значению бальмеровского скачка (рис. 1), модельные оценки здесь также дают большую  $\Delta T_e$  в сторону завышения. Для «истинных»  $T_e \approx 12000$  К эта ошибка может достигать 1500 К.

С учетом «пятнистого» распределения аномалий по поверхности Ар-звезд перечисленные эффекты увеличенного содержания Si, конечно, сглаживаются, но, судя по результатам работы [15], могут быть вполне наблюдаемыми.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. В. Цымбалу, оказавшему помощь в освоении методики SAM-1. Авторы благодарят также группу математического обеспечения ВЦ РГУ.

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР,  
Ростовский-на-Дону государственный  
университет

## THE EFFECT OF A LIGHT IONIZED ELEMENT ON STELLAR ATMOSPHERES

V. V. LEUSHIN, V. V. SOKOLOV, G. P. TOPILSKAYA

The effect of overabundance of metal with low ionization potential on stellar atmospheres is investigated. Within the temperature range of 7000 to 14000° theoretical model atmospheres are calculated with normal chemical abundance and overabundance of one easily ionized element represented by silicon. It is shown that the relation  $T_e - (B - V)$  for normal and peculiar models are different and the determination of  $T_e$  for peculiar stars of A-class from the relation  $T_e - (B - V)$  obtained for normal stars may lead to the underestimation of  $T_e$  for cold and hot Ap-stars and its overestimation for Ap-stars of intermediate spectral classes. Distribution of the elements which characterize the atmosphere with optical depth for peculiar models differs from that of corresponding normal models. The differences are caused by the variations of absorption coefficients in continuum since blanketing in lines does not essentially differ from normal. An inference is made that an increase by 2—3 order of silicon abundance in the atmospheres of peculiar stars can be one of the reasons for the observed spectral anomalies.

### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Ликельнер, В. А. Ходлова, УФН, 107, 3, 1972.
2. R. Swihart, Ap. J., 123, 143, 1955.
3. S. Wright, J. Arguros, Comm. Univ. London Obs., No. 76, 1975.
4. R. S. Kurucz, SAO Special Report, No. 309, 1970.
5. В. В. Леушин, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 3, 36, 1971.
6. К. У. Аллен, Астрофизические величины. Мир, М., 1977.
7. Д. Грей, Наблюдения и анализ звездных фотосфер. Мир, М., 1980.
8. К. Р. Лени, Астрофизические формулы, 1, 2, Мир, М., 1978.
9. Ю. В. Глазoleвский, К. И. Коллова, Н. М. Чунакова, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 5, 52, 1973.

10. K. Steplán, H. Muthsam, *Astron. Astrophys.*, 92, 171, 1980.
11. S. E. Strom, K. M. Strom, *Ap. J.*, 155, 17, 1969.
12. Ю. В. Глазюлевский, *Астрон. ж.*, 43, 1, 1966.
13. O. Gingerich, J. C. Rich, *A. J.*, 71, 161, 1966.
14. D. S. Leckrone, *Ap. J.*, 185, 577, 1973.
15. Л. Н. Снежко, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, 8, 14, 1976.

УДК 524.8

## К ВОПРОСУ О РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. С. БЕСКИН

Поступила 14 июля 1981

Принята к печати 3 мая 1982

Рассмотрен вопрос о рождении электрон-позитронных пар в неоднородном магнитном поле. Показано, что при  $B > 5 \cdot 10^{12}$  Гс и энергии  $\gamma$ -кванта  $E_1 < 10^4$  Мэв частицы рождаются на нулевых уровнях Ландау ( $n = n' = 0$ ). В случае меньших полей исследуется распределение рождающихся частиц по номерам уровней Ландау. Если для  $E_1 < 10^8$  Мэв распределение имеет острый максимум при  $n = n'$ , то при  $E_1 > 10^8$  Мэв наиболее вероятен случай, когда всю энергию получит одна из частиц. В заключении обсуждаются некоторые астрофизические следствия полученных результатов.

1. *Введение.* В настоящее время выяснилось, что учет рождения электрон-позитронных пар в сильном магнитном поле является ключом к пониманию процессов, происходящих в магнитосфере пульсаров [1, 2]. При этом жесткие  $\gamma$ -кванты, рождающие пары, излучаются релятивистскими частицами либо за счет движения вдоль искривленных магнитных силовых линий, либо за счет синхротронных потерь. Вероятность рождения пары фотоном энергии  $E_1$  в магнитном поле  $B$  равна, как известно [3, 4],

$$W = \frac{3^{3/2}}{2^{9/2}} \frac{e^3 B_0}{\hbar m c^3} e^{-2q}; \quad q = \frac{4}{3} \frac{B_0}{B} \frac{m c^2}{E_1} \gg 1, \quad (1)$$

$$W = \frac{5}{28} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\Gamma^2\left(\frac{2}{3}\right)}{\Gamma\left(\frac{7}{6}\right)} \frac{e^3 B_0}{\hbar m c^3} q^{1/3}; \quad q \ll 1, \quad (2)$$

где  $B_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4.4 \cdot 10^{12}$  Гс.

Для исследования процессов рождения частиц в магнитосфере пульсаров приведенных выше формул, тем не менее, недостаточно. Прежде всего, формулы (1) и (2) получены в предположении, что электрон и позитрон рождаются на достаточно высоких уровнях Ландау, так что рожденные частицы оказываются релятивистскими. Существует, однако, область

энергий  $\gamma$ -кванта и магнитных полей, когда рождение происходит на малых, и даже нулевые уровни Ландау. В этой области формулы (1) и (2) естественно, неприменимы.

Во-вторых, в релятивистском случае частицы рождаются с ненулевымиpitch-углами, так что фотоны, излученные за счет синхротронных потерь, также будут поглощаться в магнитном поле и давать новые электрон-позитронные пары. А для исследования таких процессов необходимо знать распределение рождающихся частиц по pitch-углам и энергиям (или, что то же самое, по номерам уровней Ландау  $n$  и  $n'$ ).

В первой части работы определяется вероятность рождения пары в «нерелятивистском» случае, когда рождение происходит на низкие уровни Ландау. Этот случай соответствует полям  $B > 5 \cdot 10^{12}$  Гс (возможным на поверхности нейтронных звезд). Во второй части работы исследуется распределение частиц по номерам уровней Ландау в «релятивистском» случае. Оказывается, что при малых энергиях  $\gamma$ -кванта (соответствующих уравнению (1)), функция распределения  $f_{n, n'}$  имеет острый максимум при  $n = n'$ . Напротив, при больших энергиях  $\gamma$ -кванта наиболее вероятен случай, когда практически всю энергию возьмет одна из частиц. В третьей части обсуждаются астрофизические следствия полученных результатов.

*2. Нерелятивистский случай.* Отметим, прежде всего, еще одну особенность, характерную для рождения пар в магнитосфере пульсаров. Дело в том, что, независимо от механизма излучения,  $\gamma$ -квант излучается практически вдоль магнитного поля, а поперечная составляющая  $B_{\perp}$  возникает из-за кривизны магнитных силовых линий. Это связано с большой величиной магнитного поля у поверхности нейтронных звезд ( $B \sim 10^{12}$  Гс), благодаря чему частицы могут двигаться лишь вдоль поля. В дальнейшем мы везде будем полагать  $B_{\perp}(x) = x/\rho B$ , где  $x$  — длина пробега  $\gamma$ -кванта, а  $\rho$  — радиус кривизны магнитной силовой линии ( $\rho \sim 10^7$  см для пульсаров).

Пусть фотон энергии  $E_{\gamma}$  движется под углом  $\psi = x/\rho$  к магнитному полю  $B$ , а  $W(E_{\gamma}, B, \psi)$  — вероятность рождения пары на единичной длине. Перейдем в систему отсчета, в которой фотон движется перпендикулярно магнитному полю. Тогда в этой системе  $\psi' = \pi/2$ ;  $B' = B$ , а  $E_{\gamma}' = E_{\gamma}/\gamma_1$ , где  $\gamma_1 = 1/\beta$  — лоренц-фактор относительного движения систем отсчета. Исходя из очевидного равенства

$$W(E_{\gamma}, B, \psi) dl = W(E_{\gamma}', B, \pi/2) dl'$$

и учитывая, что  $dl'/dl = 1/\gamma_1 = \beta$ , имеем

$$W(E_{\gamma}, B, \psi) = \beta W\left(\psi E_{\gamma}, B, \frac{\pi}{2}\right) \quad (3)$$

Запишем теперь точное выражение для вероятности рождения электрона на уровень  $n$  и позитрона на уровень  $n'$ . С учетом формулы (3), имеем [4] (для неполяризованного фотона)

$$W_{n, n'}(x) = \frac{1}{2} \frac{e^2}{hc} \frac{1}{\hbar} \frac{mc^2}{E_1} \frac{B}{B_0} \int_{-\infty}^{\infty} dk_3 (|z_1|^2 + |z_2|^2)^{\frac{1}{2}} (K^+ + K^- - x) \quad (4)$$

Здесь  $K = \sqrt{k_0^2 + k_3^2 + 4n\gamma}$  — энергии электрона и позитрона,  $\nu = x/\beta \cdot E_1/mc^2 \cdot mc/\hbar$  — энергия фотона. Матричные элементы

$$\begin{aligned} -iz_1 &= \frac{1}{4} (A_1 A_4 + A_2 A_3) (B_3 B_3 I_{n, n'-1} - B_4 B_3 I_{n-1, n'}) \\ iz_2 &= \frac{1}{4} (A_2 A_3 - A_1 A_4) (B_3 B_3 I_{n-1, n'-1} + B_4 B_4 I_{n, n'}), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_3 \\ A_4 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 \\ \zeta \end{pmatrix} \sqrt{1 \pm \frac{k_0}{K}}; \quad \begin{pmatrix} B_3 \\ B_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \zeta \end{pmatrix} \sqrt{1 \pm \frac{k_0}{K_0}}, \\ k_0 &= \frac{1}{\hbar} = \frac{mc}{\hbar}; \quad K_0^2 = K^2 - k_3^2; \quad \gamma = \frac{eB}{2ch}; \end{aligned}$$

$\zeta = \pm 1$  — проекция спина,  $\zeta = 1$  для электрона,  $\zeta' = -1$  для позитрона, штрих соответствует позитрону,  $I_{n, n'}$  — функции Лагерра.

После суммирования по проекции спина в случае, когда  $k_3 \ll k_0$ ,  $4n\gamma \ll k_0^2$  (что и означает нерелятивизм), имеем

$$\Phi_{n, n'} = |z_1|^2 + |z_2|^2 = I_{n, n'}^2(a) + I_{n, n'-1}^2(a) + I_{n-1, n'}^2(a) + I_{n-1, n'-1}^2(a). \quad (6)$$

Аргумент в функциях Лагерра  $a = 2(B_0/B)(x/l_0)^2$ , где  $l_0 = 2\gamma (mc^2/E_1)$  — пороговая длина пробега фотона, при которой „поперечная энергия“ становится равной  $2mc^2$ . Если какой-нибудь индекс в функциях Лагерра отрицателен, то функция Лагерра равна нулю; так  $I_{0,0} = I_{0,0}^2$ .

После интегрирования формулы (4) по  $k_3$ , получаем

$$W_{n, n'}(x) = \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{e^2}{hc} \frac{1}{\hbar} \frac{mc^2}{E_1} \frac{B}{B_0} \frac{\Phi_{n, n'}(a)}{\sqrt{\frac{x}{l_0} - 1 - \frac{B}{2B_0}(n+n')}}. \quad (7)$$

Так как аргумент в функциях Лагерра  $a \gg n$ ,  $a \gg n'$  (что следует из условия нерелятивизма), то можно воспользоваться асимптотикой

$$\Phi_{n, n'}(a) \approx I_{n, n'}^2(a) = \frac{1}{n!n'!} e^{-a} a^{n+n'}. \quad (8)$$

В результате, для полной вероятности  $W(x) = \sum_{n, n'} W_{n, n'}(x)$  имеем

$$W(x) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{e^z}{\hbar c} \frac{1}{\lambda} \frac{mc^2}{E_T} \frac{B}{B_0} \sum_p \theta \left[ x - l_0 - \frac{B}{2B_0} l_0 p \right] \times \\ \times \lambda_p \frac{\exp \left[ -\frac{2B}{B_0} \left( \frac{x}{l_0} \right)^2 \right]}{\sqrt{\frac{x}{l_0} - 1 - \frac{2B}{B_0} p}} \left| \frac{2B_0}{B} \left( \frac{x}{l_0} \right)^2 \right|^p. \quad (9)$$

Здесь  $\lambda_p = \sum_{k=0}^p \frac{1}{k!(p-k)!}$ ;  $p = n + n'$ .

На рис. 1 показана зависимость  $W(x)$  от  $x$ . Заметим, однако, что с хорошей точностью можно взять лишь несколько первых но-

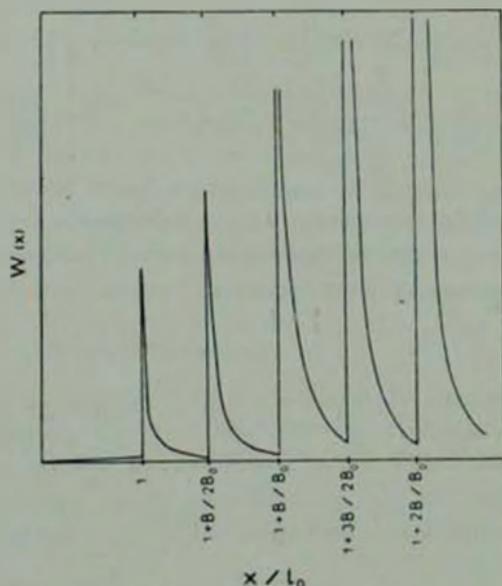


Рис. 1. Зависимость вероятности  $W$  от длины пробега  $\gamma$ -кванта  $x$ .

меров  $p$ . Действительно, интересующие нас в данном случае магнитные поля велики (см. ниже), так что условие нерелятивизма  $2\pi(B/B_0) \ll 1$  справедливо лишь при  $p \lesssim 10$ .

Для таких малых  $p$  функция распределения по  $n$  и  $n'$  есть

$$f_{n, n'} = \frac{1}{l_{n+n'}} \frac{1}{n! n'!} \quad (10)$$

а само значение  $p = n + n'$  можно определить, интегрируя формулу

(9). Из условия  $\int_0^{l(p)} W(x) dx = 1$  имеем приблизительно

$$p = n + n' \approx \frac{\frac{2B_0}{B} + \ln \left| \frac{\hbar c}{e^2} \frac{\hbar}{\rho} \left( \frac{E_1}{2mc^2} \right)^2 \left( \frac{B_0}{B} \right)^{3/2} \right|}{\ln \left| \frac{2B_0}{B} \right| - 2}. \quad (11)$$

Длину же пробега фотона можно просто определить как  $l_1 = l_0 = 2\rho (mc^2/E_1)$ .

На рис. 2 показана зависимость величины  $p$  от энергии фотона  $E_1$  и магнитного поля  $B$ . Мы видим, что при полях  $B > 5 \cdot 10^{12}$  Гс и энергиях  $E_1 < 10^4$  Мэв рождение происходит на нулевые уровни Ландау.

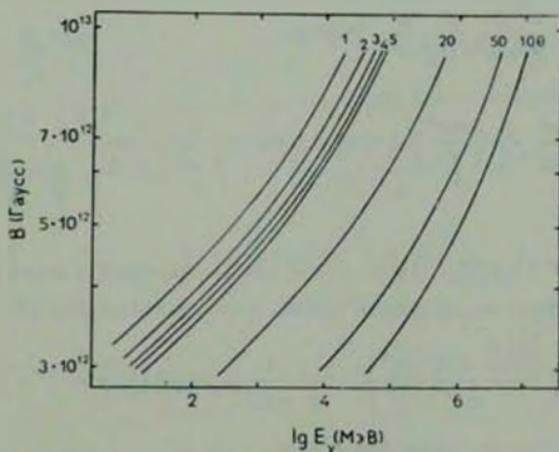


Рис. 2. Среднее значение величин  $p = n + n'$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -кванта  $E_1$  и магнитного поля  $B$ . Кривые, соответствующие  $p=20, 50, 100$ , получены по релятивистской формуле (19).

При энергиях  $\gamma$ -кванта больших  $10^4$  Мэв граница переходит в область  $B \sim B_0$ , где вообще неприменимо одночастичное приближение. Напомним, что при энергиях  $E_1 < 10^3$  Мэв магнитосфера пульсаров прозрачна, и рождения пары вообще не происходит.

3. *Релятивистский случай.* Рассмотрим теперь функцию распределения по номерам уровней Ландау  $f_{n, n'}$  в релятивистском случае. При этом опять будем считать, что фотон излучается параллельно магнитному полю. Ясно, что

$$f_{n, n'} = \int_0^{\infty} W_{n, n'}(x) F(x) dx, \quad (12)$$

где  $F(x) = \exp \left[ - \int_0^x W(x') dx' \right]$ ;  $W(x) = \sum_{n, n'} W_{n, n'}(x)$ , а сама величина  $W_{n, n'}(x)$  определена в формуле (4). При этом  $\sum_{n, n'} f_{n, n'} = 1$ , так как

$$\sum_{n, n'} f_{n, n'} = \int_0^{\infty} \sum_{n, n'} W_{n, n'}(x) F(x) dx = \int_0^{\infty} W(x) F(x) dx = 1. \quad (13)$$

Проинтегрировав уравнение (4) по  $k_2$  и переходя к безразмерной переменной  $y = \frac{1}{2} \frac{E_{\gamma}}{mc^2} \frac{B}{B_0} \frac{x}{\rho}$ , имеем

$$f_{n, n'} = \sqrt{2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{k} \left( \frac{mc^2}{E_{\gamma}} \right)^2 \int_{y_n}^{\infty} dy \Phi_{n, n'}(y) \frac{\sqrt{\overline{n, n'}}}{\sqrt{\overline{n} + \overline{n'}}} \frac{F(y)}{\sqrt{\frac{y}{y_n} - 1}}. \quad (14)$$

Здесь  $y_n = (1/\sqrt{2})(B/B_0)^{3/2} (\sqrt{\overline{n}} + \sqrt{\overline{n'}})$ , а матричный элемент  $\Phi_{n, n'}$  после суммирования по проекции спина определяется как [4]

$$\begin{aligned} \Phi_{n, n'} = & \frac{B_0}{2B} \frac{(\sqrt{\overline{n}} + \sqrt{\overline{n'}})^2}{nn'} I_{n, n'}^2 + \frac{1}{nn'} (n + n') (\sqrt{\overline{n}} + \sqrt{\overline{n'}})^2 I_{n, n'}^2 + \\ & + \frac{2(n + n')}{\sqrt{nn'}} \left( \frac{y}{y_n} - 1 \right) I_{n, n'}^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Заметим, что в работе [4] функция  $W_{n, n'}$  в промежуточных выкладках не возникла, так как интегрирование проводилось сначала по  $l$  и  $n'$  и лишь затем по  $k_2$ .

Фактически, функции Лагерра интересуют нас лишь при  $y = y_n + 0$ . Можно показать, что

$$I_{n, n'}^2(y_n + 0) = \frac{1}{(V\bar{n} + V\bar{n}')^{2/3} (nn')^{1/6}} A_1^2 \left| (V\bar{n} + V\bar{n}')^{2/3} (nn')^{1/6} \left[ \frac{y^2}{y_n^2} \left( 1 + \frac{B_0}{2B\sqrt{nn'}} \right) - 1 \right] \right|$$

$$I_{n, n'}^2(y_n - 0) = \frac{(nn')^{1/6}}{(V\bar{n} + V\bar{n}')^{10/3}} A_1^2 \left| (V\bar{n} + V\bar{n}')^{2/3} (nn')^{1/6} \left[ \frac{y^2}{y_n^2} \left( 1 + \frac{B_0}{2B\sqrt{nn'}} \right) - 1 \right] \right|, \quad (16)$$

где  $A_1(\cdot)$  — функция Эйри, а штрих означает производную.

В общем случае вычислить интеграл (14) не удастся. Однако в двух предельных случаях, соответствующих асимптотикам (1) и (2), интегрирование можно провести до конца.

Заметим прежде всего, что длина пробега фотона  $l_1$  имеет функцию распределения  $W(x)F(x)$ . Определим среднюю длину пробега как

$$\langle l_1 \rangle = \int_0^{\infty} x W(x) F(x) dx = \frac{4}{3} \frac{B_0}{B} \frac{mc^2}{E_1} \frac{1}{q}, \quad (17)$$

где  $q = \frac{4}{3} \frac{B_0}{B} \frac{mc^2}{E_1} \frac{1}{\langle l_1 \rangle} = \frac{4}{3} \frac{B_0}{B} \frac{mc^2}{E_1}$  — как раз квантовый параметр в формулах (1) и (2). Записав закон сохранения энергии в виде

$$E_1 \frac{\langle l_1 \rangle}{\rho} = mc^2 \sqrt{1 + 2n \frac{B}{B_0}} + mc^2 \sqrt{1 + 2n' \frac{B}{B_0}} \approx$$

$$\approx \sqrt{\frac{B}{2B_0}} mc^2 (V\bar{n} + V\bar{n}'),$$

имеем

$$V\bar{n} + V\bar{n}' = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{B_0}} \left( \frac{B_0}{B} \right)^{3/2} q. \quad (18)$$

Если предположить, что  $n = n' = N$ , то тогда классическое значение для номера уровня Ландау будет равно

$$N = \frac{2}{9} \left( \frac{B_0}{B} \right)^3 \frac{1}{q^2}. \quad (19)$$

Аргумент в функциях Эйри можно записать как  $d + b(y - y_n)$ , где

$$b = 2(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^{2/3} (nn')^{1/6},$$

$$d = \frac{(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^{2/3}}{(nn')^{1/3}} \frac{B_0}{2B}. \quad (20)$$

Если  $n \approx n'$ , то  $d \approx (B_0/2B) 1/N^{1/3} \sim q^{2/3}$ , и при больших  $q$  величина  $d$  также велика. Следовательно, при  $q \gg 1$  можно воспользоваться асимптотикой

$$A_i^2(d+bt) = \frac{1}{4\pi(b+bt)^{1/2}} \exp\left[-\frac{4}{3}(d+bt)^{3/2}\right],$$

$$A_i'^2(d+bt) = \frac{(d+bt)^{3/2}}{4\pi} \exp\left[-\frac{4}{3}(d+bt)^{3/2}\right]. \quad (21)$$

В случае же  $q \ll 1$  можно просто положить  $d=0$ . В обоих случаях интегрирование проводится элементарно, и мы имеем

$$f_{n, n'} = \frac{3}{16} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{B_0}{2B}\right)^{1/4} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\lambda} \left(\frac{mc^2}{E_1}\right)^2 \frac{\exp\left[-(4/3)d^{3/2}\right]}{(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^{1/2} (nn')^{3/4}} \times$$

$$\times F(y_n) y_n; \quad q \gg 1,$$

$$f_{n, n'} = C_1 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\lambda} \left(\frac{mc^2}{E_1}\right)^2 \frac{n+n'}{(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^{3/2} (nn')^{3/2}} F(y_n) y_n; \quad q \ll 1. \quad (22)$$

Здесь

$$C_1 = 4 \int_0^\infty dx \sqrt{x} A_i^2(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi} 3^{1/3}} \frac{\Gamma(5/6)}{\Gamma(2/3)}; \quad y_n = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{B}{B_0}\right)^{3/2} (\sqrt{n} + \sqrt{n'}).$$

При вычислении использовался тот факт, что функция Эйри быстро уменьшается с ростом  $y - y_n$ , так что функцию  $F(y)$  можно вынести за знак интеграла.

Переходя к переменным  $r = 1/\sqrt{2} (B/B_0)^{3/2} (\sqrt{n} + \sqrt{n'}) = y_n$ ;  $\varphi = \arctg \sqrt{n/n'}$ , имеем

$$f(r, \varphi) = \frac{3}{2\sqrt{2}\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\lambda} \left(\frac{mc^2}{E_1}\right)^2 \frac{B_0}{B} F(r) \sqrt{r} \exp\left[-\frac{4}{3} \frac{1}{r \sin^2 2\varphi}\right]; \quad q \gg 1, \quad (23)$$

$$f(r, \varphi) = 2C_1 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\lambda} \left(\frac{mc^2}{E_1}\right)^2 \frac{B_0}{B} F(r) r^{2/3} (1 + \cos^2 2\varphi) (\sin 2\varphi)^{1/3}; \quad q \ll 1.$$

После интегрирования по углу  $\varphi$ , мы получим в обеих предельных случаях распределение вида

$$f(r) = \int_0^{\pi/2} f(r, \varphi) d\varphi = W(r)F(r), \quad (24)$$

причем выражения  $W(r)$  (после возвращения к переменной  $x$ ), совпадают с асимптотическими формулами (1) и (2). Следовательно, величина  $r$  распределена так же, как и длина пробега фотона  $l_1$ . А отсюда сразу следует, что сумма  $\sqrt{n} + \sqrt{n'}$  равна своему классическому значению (18). Это впрочем, не удивительно, так как при больших  $l$  естественен переход к классике. Более того, из формулы (13) авто-

матически следует, что  $\int_0^{\infty} f(r) dr = 1$ .

Как уже говорилось, нас прежде всего будет интересовать распределение по углу  $\varphi$ . Подставляя в первую из формул (23) вместо  $r$  ее наиболее вероятное значение из формулы (18), имеем окончательно

$$f(\varphi) \sim \exp \left| - \frac{2q}{\sin^2 2\varphi} \right|; \quad q \gg 1, \\ f(\varphi) \sim (1 + \cos^2 2\varphi) (\sin 2\varphi)^{1/3}; \quad q \ll 1. \quad (25)$$

4. *Обсуждение результатов.* На рис. 3 показана зависимость функции  $f(\varphi)$  от  $\varphi$  при  $q \ll 1$ . Если для  $q \gg 1$  распределение имеет острый максимум при  $n = n'$  ( $\varphi = \pi/4$ ), то для  $q \ll 1$  ситуация существенно иная. Так, с вероятностью лишь 10% имеем  $1/3 < n/n' < 3$ . С вероятностью же 90% либо электрон, либо позитрон возьмет всю «поперечную» энергию. Отметим также, что в этом случае распределение по углу  $\varphi$  не зависит от энергии  $\gamma$ -кванта.

Случай  $q \ll 1$ , однако, невозможен в магнитосфере пульсара. Дело в том, что энергия излучающих частиц ограничена силой реакции излучения, так что наиболее энергичные фотоны имеют энергию порядка  $10^6 \div 10^7$  Мэв. Соответствующая таким энергиям величина  $q = 2 \div 4$ , с уменьшением энергии значение  $q$  будет расти. Следовательно, можно сделать вывод, что при полях  $B < 5 \cdot 10^{12}$  Гс энергии рождаемых в магнитосфере пульсара частиц будут приблизительно равны, причем можно пользоваться классической формулой (19). Условие  $q > 1$  позволяет рассчитывать по классическим формулам и синхротронное излучение частиц.

Согласно существующим теориям [5, 6] в магнитосфере пульсара существует вакуумная полость, где происходит ускорение частиц. Фотоны, излученные такими частицами, рожают пары, которые, в свою очередь,

излучают синхротронные фотоны. Дробление энергии происходит до тех пор, пока магнитосфера не становится прозрачной для синхрофотонов. Энергия таких фотонов порядка  $10^2$  Мэв, такого же порядка и энергии наименее энергичных, но наиболее многочисленных вторичных частиц, рождаемых на последнем этапе дробления. Именно эти частицы, как считается, и излучают в радиодиапазоне, благодаря чему мы имеем возможность наблюдать пульсары.

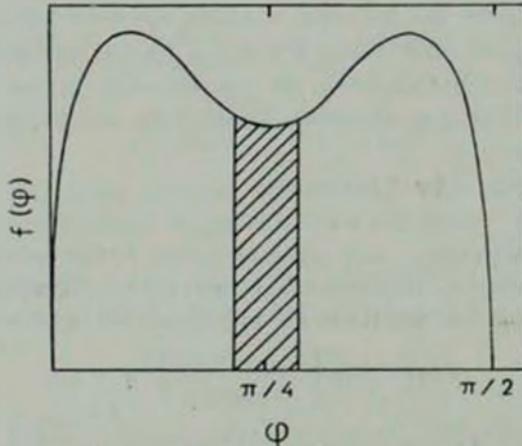


Рис. 3. Универсальное распределение  $f(\varphi)$ . Заштрихована область, в которой  $1,3 < \mu/\mu' < 3$ .

Такая схема, однако, «проходит» лишь при полях  $B < 5 \cdot 10^{12}$  Гс. Если же магнитное поле на поверхности нейтронной звезды больше  $5 \cdot 10^{12}$  Гс, то дробление энергии прекратится при гораздо больших энергиях, так как пары будут рождаться на малые уровни Ландау и не смогут излучить синхрофотоны.

Как известно, магнитные поля на поверхности нейтронных звезд оцениваются по замедлению вращения в предположении, что это замедление обусловлено магнитодипольным излучением. Оказывается, что из трехсот известных пульсаров лишь у нескольких магнитное поле оказывается большим  $5 \cdot 10^{12}$  Гс. Заметим, однако, что в определение магнитного поля входит такой неопределенный параметр, как момент инерции нейтронной звезды. Кроме того, потери угловой скорости могут быть связаны с истечением вещества, так что возможно, что реальные поля действительно всегда меньше  $5 \cdot 10^{12}$  Гс.

Во всяком случае, можно сделать вывод, что у нейтронных звезд с  $B > 5 \cdot 10^{12}$  Гс каскадные процессы будут подавлены, и если механизм радиоизлучения действительно связан с такими каскадными процессами, то

нейтронные звезды с  $B > 5 \cdot 10^{12}$  Гс не будут наблюдаться как радиопульсары.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева

## ON THE PAIR CREATION IN A STRONG MAGNETIC FIELD

V. S. BESKIN

The question of electron-positron pair creation (when photon is radiated along nonhomogeneous magnetic field) is considered. It is shown that for  $B > 5 \cdot 10^{12}$  Gauss and photon energy  $E_\gamma < 10^8$  MeV particles are created at the lowest Landau level ( $n = n' = 0$ ). The distribution of particles over Landau levels for smaller magnetic fields is calculated. This distribution has a sharp maximum at  $n = n'$  for  $E_\gamma < 10^8$  MeV, while for  $E_\gamma > 10^8$  MeV it is more likely for either electron or positron to obtain almost all photon energy. Finally some astrophysical consequences are discussed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
2. E. Tademaru, *Ap. J.*, 183, 625, 1973.
3. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*. Наука, М., 1980.
4. А. А. Соколов, И. М. Тернов, *Релятивистский электрон*, Наука, М., 1974.
5. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
6. J. Arons, E. T. Scharleman, *Ap. J.*, 231, 854, 1978.

УДК 523.64

НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОМЕТ  
И ДРУГИХ МАЛЫХ ТЕЛ\*

Б. А. ВОРОНЦОВ-ВЕЛЬЯМИНОВ

Поступила 6 января 1982

Принята к печати 3 мая 1982

Показывается невозможность одним процессом объяснить происхождение многообразия строения комет и других малых тел. Предлагается для обсуждения качественная дуалистическая гипотеза происхождения этих объектов, исходя из открытий, принесенных космонавтикой, открытия многообразия явлений связанных со вспышками взрывами, горячих газовых сжатых недр планет-гигантов и установления существования в природе разных путей (процессов), приводящих к сходным результатам. Пример последних — образование на небесных телах кратеров и вулканическим, и ударным процессами.

1. Современное состояние проблемы происхождения комет не в лучшем положении, чем проблема происхождения планет. Давно пропагандируемая и развиваемая С. К. Всехсвятским гипотеза происхождения всех комет — короткопериодических (КПК), долгопериодических (ДПК) и движущихся по почти параболическим орбитам (ППК), вследствие вулканических выбросов сталкивается с непреодолимыми трудностями. А именно: для достижения параболических гелиоцентрических скоростей, с преодолением сначала сопротивления мощных атмосфер планет-гигантов, выбросы должны иметь неправдоподобно большие начальные скорости — многие десятки км/с. Масс же самих спутников планет недостаточно для того, чтобы выбросы из них могли создать суммарную массу существующих комет, в большинстве своем ППК, требующих наибольших скоростей. Число их оценивают порядка  $10^{11}$ .

Возраст КПК, выводимый из неоспоримого убывания их газовых запасов (их светимости), группой Всехсвятского занижается до десятков лет.

\* От редакции. Редакция решила напечатать статью проф. Б. А. Воронцова-Вельяминова и следующую за ней статью проф. С. К. Всехсвятского, не вполне соответствующие профилю журнала, в виде исключения, имея в виду, что они касаются интересных тем, в обсуждении которых опыт этих авторов должен быть высоко оценен.

а другими ([1, 2] и др.) сильно преувеличивается (до тысячи и сотен миллионов лет!), чего не допускает запас испаряющихся веществ в них. Причина такого расхождения лежит в отсутствии точной современной фотометрии глобального излучения комет и неправильной редукции их для сравнения светимости кометы в разных ее появлениях. Всеми недооценивается значение громадной дисперсии светимостей комет, структур их ядер, способности изменения последней в процессе движения и взаимодействия со средой, наряду с истощением и аккрецией пыли. Отсюда споры о строении «типичного» ядра: монолитного, состоящего из глыб, или подобного ящику с песком. Поэтому возраст разных КПК, теряющих пыль и газ при каждом обращении вокруг Солнца, вероятнее всего заключен в пределах от сотен лет до десятков тысяч лет.

При наличии около сотни наблюдаемых сейчас КПК их возникновение должно быть частым, но потребные для этого скорости вулканических выбросов еще ни разу не наблюдались. Зато существование активных кратеров вулканов и множества угасших подтвердилось благодаря космонавтике, подтверждая предвидение С. К. Всехсвятского.

Вулканические извержения, как и многие другие катастрофы, происходят тем реже, чем они мощнее. Поэтому вулканическую эрупцию с нужной скоростью выброса заметить на одном из известных уже спутников тем вероятнее, чем дольше будет период их наблюдения. Чем дольше срок жизни КПК, тем реже должно быть их воспроизведение и тем реже могут наблюдаться случаи извержения достаточной мощности. Это неоспоримо, но требует сначала точной глобальной фотометрии комет и систематического слежения за вулканическими процессами на многих спутниках путем их патрулирования из космоса, что пока невозможно. Но до правильной «абсолютной» глобальной фотометрии комет споры о сроках их жизни будут оставаться бесплодными, а ее начать нетрудно. Нужно, хотя бы для немногих комет получить картину их изофот, привязанных к внефокальным изображениям звезд известной яркости, и получить из них ряд интегральных значений в функции предельной изофоты и радиуса (для достаточно «круглых» комет). Сравнение с ними визуальных оценок, на которых все еще строятся оценки возраста комет, даст точное представление о степени надежности этих оценок и о правильном методе их редукций. По-видимому, только вулканизм, или взрыв, может, от взаимодействия раскаленных силикатных масс и горячего пара или жидкости, породить твердые губчатые или пористые породы, вроде туфов и пемзы, в результате чего получают ядра комет с плотностью около 1. Эти поры и каналы в пористой породе, заполненные снегом или льдом, замерзшими позднее газов, необходимы для ядер комет, а льды и снег из замерзших газов в изобилии (и неожиданно!) космонавтика обнаружила на достаточно массивных спутниках. Вулканические газы, но не пыль, должны быть в осно-

ве кометных ядер. Слипание мелких частиц не будет достаточно устойчивым и не создаст макроскопических каналов в слепленной массе.

Заметим, что В. В. Радзиевский [2], при критике возможности приобретения, вследствие извержения из спутника, увеличенной гелиоцентрической скорости, не учел, что освободившееся от тяготения спутника тело подвержено возмущениям со стороны Юпитера еще более мощным чем те, которые обнаруживаются у КПК, выбрасываемых даже из солнечной системы с гиперболической скоростью. Переход из-за возмущений со стороны Юпитера с почти круговой гелиоцентрической орбиты на эллиптическую с большой осью, как у Юпитера, много вероятнее. А такая орбита — типичная для комет Юпитерова семейства. Однако величайшее множество ППК так произойти не может, ввиду их громадной общей массы. Сказанное выше не исключает возможности редких случаев превращения ППК или ДПК в КПК благодаря захвату ее планетой-гигантом.

2. Для объяснения образования около  $10^{11}$  ППК с афелиями, доходящими до границ сферы действия ближайших звезд, часто отделяются туманной фразой, что кометы могут быть остатками планетозималей, слившихся в основной массе в крупные планеты. Но эта гипотеза негодна для астероидов с разнообразием их орбит и минералогического состава обнаруженного поляриметрическими и спектрофотометрическими наблюдениями, а также неправильности форм многих из них. Упомянутая фраза игнорирует также огромные эксцентриситеты большинства ДПК и ППК, сильные наклоны их орбит, вплоть до того, что около половины ППК имеют обратное движение. Уиппл и Хабен [3] в недавнем обзоре подчеркнули полную невозможность путем планетных возмущений «перекачать» это множество мельчайших планетозималей в указанное далекое от планетной системы пространство, тем более, что тем же возмущениям планет приписывается обратная задача — захватывать ППК в состав КПК. Не преодолено ни первое, ни второе затруднения. Исследования последних лет показали, что хотя захват планетами-гигантами проходящих вблизи них ППК возможен, вероятность такого захвата совершенно не обеспечивает существования наблюдаемого числа КПК. Это признано рядом самих сторонников гипотезы захвата, обратившихся к более вероятному захвату ДПК с малыми наклонами к эклиптике. Но для этого ДПК должны иметь перигелийные расстояния  $q$  около 4 а. е. и больше. Среди нескольких комет с  $q \geq 4$  нет ни одной долгопериодической. Кресак, привлекая в рассмотрение [4] неблагоприятные условия видимости комет с большими  $q$ , получил значительное число этих ненаблюдававшихся комет, но оно пока малоубедительно при добавочных произвольных предположениях, необходимых для числового подсчета влияния условий видимости. Все экстраполяции в область невидимых комет не могут быть надежны и требуют большой экстраполяции.

Поэтому нам представляется неизбежным вернуться к гипотезе Ольберса о полном разрушении планеты, находившейся некогда в области пояса современных астероидов. В отличие от прежних наименований этой гипотетической планеты, мы назовем ее Астероном, создавшем при своем взрыве (а не «распаде») астероиды, на которые пошло больше всего массы от ее доли, оставшейся в солнечной системе. Эту планету надо считать сходной по массе и строению с Сатурном. На плане солнечной системы за Юпитером, ближе к Солнцу, напрашивается масса, значительно превосходящая суммарную массу астероидов.

В соответствии с современными представлениями, эту планету следует представлять себе начиненной массой раскаленных и сжатых газов, преимущественно водорода, который играет большую роль в составе кометных газов, обнаруживаемых спектрально и радиоастрономически. Такие планеты возможно, имеют внутреннее строение, сближающее их с красными карликами. В наше время вспышки и взрывы небесных тел не фантазия, как во времена Ольберса, а нередкая фаза эволюции все большего класса разных небесных тел. Причины взрыва их по большей части неизвестны, но наблюдаются. В общей форме можно сказать, что они происходят вследствие нарушения равновесия давлений в процессе их развития. Конечно, нарушения симметричного давления внутренних упругих газов может произойти и от удара довольно большого тела по коре планеты, которая уже должна была бы к этому времени образоваться. Момент взрыва Астерона нельзя исчислять из экстраполяции на многие миллионы лет движений планет в поисках их катастрофического сближения. Естественно думать, что помимо крупных обломков коры Астерона, создавших пояс астероидов, многие куски разлетелись во все стороны, бомбардируя уже сформировавшиеся твердые покровы планет и спутников, создавая на них ударные кратеры. Вероятно они, а не планетозимали некоторых гипотез создали кратерные ландшафты, даже на планетах с атмосферами. Время их образования и определяет эпоху взрыва Астерона, как и периоды обращения наиболее древних ППК. Вероятно, это будет несколько сот миллионов лет.

Основная масса в форме газа рассеялась постепенно по всей солнечной системе и за ее пределами, попутно создав среду, благоприятную для проникновения газов внутрь пористых тел — кометных ядер и превращения их в светящиеся кометы со всевозможными эксцентриситетами и наклонностями орбит. Кроме мощного взрыва ничто не могло создать сферического облака комет, в которое погружена Солнечная система. При создании твердой коры должна была происходить, как и на Земле, вертикальная дифференциация горных пород и минералов, интрузии металлических жил, которые обеспечили все многообразие строения и состава метеоритов, а вероятно и их крупных родичей-астероидов. Такие из послед-

них, как Аполлон, Амур, Икар, может быть являются ядрами комет первого поколения, давно обезгаженные, но они могли быть во внутренней области солнечной системы и не «обморозится», не набрать замерзших газов, чтобы стать кометой. Противоречие между распадом одних ядер на потоки метеоров, а других, противостоящих приливам и температуре, в области солнечной короны, определяется упомянутой дисперсией условий образования и существования этих ядер.

Автор приносит глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за его внимание и интерес к новым отечественным идеям и за возможность ознакомлять с ними читателей журнала, имеющего в целом даже иной профиль.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

## A NEW OUTLOOK ON THE ORIGIN OF COMETS AND OTHER MINOR BODIES

B. A. VORONTSOV-VELYAMINOV

There exists a very large dispersion in the structure of comet nuclei. The existing hypotheses are not satisfactory due to their claim to be universal. It is possible to conform with the truth by taking into account the capacity of Nature to reproduce similar results in different ways. The existence of volcanic and impact craters on the Moon is an example. Let us note the explosion more  $10^8$  years ago of the hot gaseous interior of a giant planet Asteron after its frosted crust had formed radial differentiation with effectuated metallic intrusions. Now the explosion of celestial bodies are rather common. The explosions produce asteroids, meteorites and comets. The latter being the smallest received all inclinations and axes of orbits. The debris of the crust provided all planets with impact craters. Collisions of asteroids led to further evolution and variety. The first short period and partly the long period comets expired. The present short period comets originate once in  $10^2$ — $10^1$  years from volcanic explosions of punic stones, turfs and volcanic bombs from the frozen larger satellites in cold gases.

### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Óptik, Irish Astron., J., 13, 22, 1977.
2. В. В. Радиевский, Астрон. Вести., 13, 32, 1979.
3. F. L. Whipple, W. H. Hueben, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 14, 143, 1976.
4. L. Kresák, F. M. Pottsch, Bull. Astr. Inst. (zecho-l. 29, 29<sup>a</sup>, 1978.

УДК 523.64

О ЗНАЧЕНИИ ПОСЛЕДНИХ ОТКРЫТИЙ  
В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

С. К. ВСЕХСВЯТСКИЙ

Поступила 29 января 1982

Принята к печати 3 мая 1982

Обсуждаются некоторые современные проблемы эруптивной активности планетных тел.

1. В марте 1977 г. на летающей обсерватории, во время наблюдения покрытия Ураном звезды АО 158 687 была открыта система колец вокруг планеты, отмеченная также и наземными наблюдателями. Было установлено существование по крайней мере 8 узких колец, в плоскости экватора планеты, расположенных почти вертикально к плоскости ее орбиты. Позднее кольца были обнаружены и изучались на ряде наземных обсерваторий, в результате применения специальных устройств [1].

Одновременно с описанием самого открытия, в журнале была напечатана справка о том, что еще в 1960 г., т. е. за 17 лет до регистрации кольца, была опубликована статья О. Струве, излагавшего результаты киевских астрономов об обязательном существовании колец у всех планет гигантов, и были обнаружены признаки существования тени такого кольца у Юпитера.

Прошло всего лишь полтора-два года и новые события с полной очевидностью подтвердили факт высокой эруптивной активности планетных тел.

В 1978 г. советские зонды «Венера-11» и «Венера-12» и американская межпланетная станция «Пайонир-Винус» обнаружили на поверхности планеты «провал» длиной в 1,5 тысячи км, шириной в 300 км и глубиной в 7 км — подобный ложе океанов на Земле.

Чрезвычайно важным историческим событием было открытие «Вояджером-1» и «Вояджером-2» мощной эруптивной активности на спутнике Юпитера Ио и особенностей структуры поверхностей на спутниках Европа, Ганимеда и Каллисто и, главное, кольца вокруг Юпитера (март 1979). Это было полным, поразительным подтверждением выводов.

полученных в Киеве (1954—1960 гг.), доказавших существование постоянно появлявшихся колец из ледяных фрагментов (комет) астероидных и метеоритных тел, метеорной пыли и газовых масс, выбрасываемых с поверхности спутников планет-гигантов. Это предсказание вытекало и из факта существования групп короткопериодических комет Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна [1]. Не менее разительным подтверждением были также результаты прохода американского зонда «Пайонир-II» («Пайонир — Сатурн») через систему Сатурна и сквозь его кольцо. Были обнаружены метеоритные фрагменты и метеорные массы (пепловые частицы) в кольце, а также высокий тепловой поток с поверхности планеты, значительно превышающий количество тепла, приходящего от Солнца. Все это было убедительным подтверждением эруптивной активности спутников и самих планет — всех тех выводов, которые давно уже были сделаны в Киеве [1].

Нам удалось показать, что все долгопериодические и почти параболические кометы также были следствием эруптивной эволюции планетных тел [2]. Эти кометы характеризуют активность в солнечной системе, протекавшей тысячи и миллионы лет назад. Особенность эруптивной активности планет и спутников оказалось возможным оценивать по современной средней плотности их вещества [1].

Все эти новые открытия, которые будут еще пополняться по мере расшифровки и изучения фотографий и показаний приборов, характеризуют наступивший новый этап в развитии астрономии и физики ближнего и далекого космоса. Полное соответствие новых фактов с выводами из изучения комет и других малых тел [2] приводит к следующим фундаментальным заключениям:

2. Процессы развития в солнечной системе определяются в основном особенностями эруптивной эволюции планетных тел. Предполагая первоначальную «солнечную» среднюю плотность планетных тел  $1.0\text{--}1.3\text{ г/см}^3$ , можно оценить общее количество выброшенного на протяжении 5 миллиардов лет вещества (спутники и планеты) и подсчитать для планет общее количество утерянной энергии, равное  $10^{40}\text{--}10^{41}$  эрг. Сохраняющаяся до сего времени высокая эруптивная активность планет с несомненностью доказывает, что все планетные тела начинали свое существование как объекты из звездного вещества. Независимое подтверждение было получено при сопоставлении малых тел, образованных в солнечной системе, с потерями вещества планетами [1, 3].

Таким образом, первым важнейшим выводом астрономии солнечной системы явилось доказательство несостоятельности как классических, так и многочисленных современных конденсационных космогоний. Изучение малых тел и выводы об эруптивной эволюции планет позволяют раскрыть подлинную историю солнечной системы.

3. Важной задачей на этом пути должно быть подробное рассмотрение всех особенностей выхода продуктов извержений с поверхности спутников и из сфер действия планет с целью установления более точной картины образования как короткопериодических, так и долгопериодических и гиперболических орбит в солнечной системе. Это позволит уточнить картину, выясненную нашими вычислениями [4].

4. Не менее важной задачей новой кометной астрономии является изучение строения и эволюции колец системы Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна. При этом, по-видимому, будет возможно установить периоды катаклизмов на тех или других спутниках и все особенности выпадения вещества колец на планеты.

Особое значение для скорейшего осуществления новых задач имеет проблема планет-гигантов, звездная природа которых доказывается как грандиозной их активностью, так и особенностями систем спутников, образованных, по-видимому, позднее самих планет.

Всестороннее сопоставление эруптивной активности в системах планет-гигантов и их спутников, несомненно, поможет выяснить многие особенности их звездной природы.

5. Не менее важное значение должно иметь детальное сопоставление и интерпретация всех особенностей Венеры и Земли. Горячая поверхность Венеры (остывающие лавовые моря), могучая атмосфера и заторможенное вращение говорят о недавних грандиозных катаклизмах, пережитых этой планетой; в древнейших свидетельствах истории народов сохраняются упоминания о необычайной активности Венеры в далеком прошлом (30—10 тыс. лет назад). С другой стороны и Земля, согласно данным геологии (акад. Наливкин) пережила не менее 20 грандиозных катаклизмов, изменявших ее поверхностный лик. Несомненно, что не менее трех четвертей ее первоначальных материковых масс было выброшено в пространство и осуществлялись другие могучие процессы на поверхности. Расшифровка особенностей оледенений, пережитых Землей, по-видимому, позволяет восстановить последовательность гигантских катаклизмов на Венере.

Требует всестороннего рассмотрения предположение о том, что внутренние астероиды типа Amor и Аполлон могли быть продуктами сравнительно недавних выбросов с поверхности Венеры. Из изучения проблемы вероятностей сближений Земли и Венеры с астероидами этого типа, по-видимому, возможно установить, когда они могли образоваться и может ли это соответствовать периодам активности Венеры.

6. Специальное внимание должно быть привлечено и к проблемам Марса. Давно уже в киевских работах отмечалось, что, так называемые, «пылевые бури» являются в действительности грандиозными извержениями

ми пепловых частиц, характерными для современного состояния Марса. Об этом говорят и сами периоды великих противостояний. Сам процесс развития явлений на Марсе, начинающийся с выброса «белых» облаков (пары воды) в вулканических районах планеты говорит против «бурь», за вулканическую природу явлений. Очевидна необходимость рассмотрения проблемы Марса с новых точек зрения.

7. С новых позиций должна быть пересмотрена и вся проблема астероидов. Помимо остатков «Фаэтона», возможно группирующихся около значений  $t = 2.8$  а. е., несомненно должны существовать остатки фрагментов марсианской коры и объекты, вышедшие из системы Юпитера (помимо троянцев), а также остатки возможных небольших планеток, взрывавшихся в начальной стадии существования солнечной системы.

Очень интересной задачей для выделения более «старых» и более «молодых» астероидов является рассмотрение устойчивости их орбит. Должно быть также обращено внимание на рассмотрение случаев наблюдений атмосферы у астероидов.

Должно быть обращено внимание и на поиски астероидных тел между орбитами Юпитера и Сатурна и в еще более отдаленных областях солнечной системы. Все это помогло бы раскрыть действительную историю солнечной системы.

8. Из солнечной системы было выброшено за  $5-6 \cdot 10^9$  лет больше число комет (астероидные и метеоритные фрагменты с массами льдов), метеоритные фрагменты (без льдов), метеорное вещество (вулканический пепел, продукты дезинтеграции комет). Общее количество этих материалов солнечной системы со времени ее существования могло приблизиться и, возможно, превзойти  $10^{30}$  г.

Значительная часть этого вещества должна была уходить и сейчас уходит из солнечной системы в межзвездное пространство.

Если в среднем каждая звезда Галактики поставляет столько же комет, пыли и газа в межзвездное пространство, то можно рассчитать некую среднюю плотность частиц в межзвездном пространстве и при существующих относительных скоростях звезд, рассчитать, сколько резко гиперболических межзвездных частиц можно было бы обнаружить с Земли.

Расчет показывает, что в одном наблюдательном пункте можно было бы за сутки поймать один «межзвездный» метеор (блеск  $8^m$ ). Пересмотр каталогов фотографических и радарных наблюдений позволил обнаружить около 80 метеоров с эксцентриситетами  $\sim e > 2$ .

Таким образом, возникает возможность изучать аруптивные процессы и в близких областях Галактики. Возникает совершенно новая возможность обнаруживать метеорную активность планет, окружающих соседние звезды. Появление же межзвездных комет на нашем небе возможно лишь

гораздо реже — в среднем 1 раз в 500—1000 лет. К сожалению, тысячу лет назад не было точных наблюдений комет, и это лишает нас возможности установить, были ли среди появлявшихся на небе комет межзвездные объекты.

Даже одно перечисление указанных проблем современной астрономии (эруптивной эволюции планетных тел) говорит о начале подлинной революции в науке.

Из некоторых упомянутых проблем, конечно, наиболее важной остается проблема Земли. Здесь укоренившиеся веками и десятилетиями представления должны быть заменены новыми знаниями.

Киевский государственный  
университет

## ON THE IMPORTANCE OF THE LAST DISCOVERIES IN THE SOLAR SYSTEM

S. K. VSECHSVIATSKY

Some modern problems of eruptive activity of planetary bodies are discussed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. С. К. Всехсвятский, Физические характеристики комет, Физматгиз, М., 1958. I дополнение 1966; II дополнение 1967; III дополнение 1974; IV дополнение 1979.
2. С. К. Всехсвятский, Природа и происхождение комет и метеорного вещества, Просвещение, М., 1967.
3. В. А. Амбарцумян, Проблемы современной космогонии, Наука, М., 1972.
4. С. К. Всехсвятский, Солнечная система, Физматгиз, М., 1972.

УДК 524.33+524.352

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## ПЕРЕМЕННОСТЬ В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ HD 218875

Для спектрофотометрических исследований голубых звезд на больших галактических широтах, в 1963—1965 гг. на 8-дюймовом телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с помощью объективной призмы (дисперсия 430 А/мм около  $H_1$ ) в диапазоне длин волн 3500—5000 А был получен целый ряд фотопластинок. В 1981 г. при визуальном просмотре этих фотопластинок с целью исследования углеродных звезд на больших галактических широтах обратил на себя внимание спектр звезды HD 218875 (спектральный класс С 1.3), имеющий несколько полос поглощения с шириной до 200 А с центрами на длинах волн 4670, 4340, 4140 и 3830 А.

На рис. 1 приведены микрофотометрические записи спектрограмм этой звезды в шкале логарифмов интенсивностей, полученных с помощью трубчатого фотометра, а справа указаны даты наблюдений. Как видно из рисунка, звезда HD 218875 за период наблюдений 1963—1965 гг. претерпела заметные спектральные изменения. Изменились как мощность полос поглощения, так и континуум между ними. Особенно четко просматриваются изменения в полосе с центром на  $\lambda$  4340 А, что совпадает с линией водорода  $H_1$ , а также в континууме с коротковолновой стороны полосы на  $\lambda$  4670 А.

Звезда HD 218875 ( $\alpha_{1950} = 23^h 08^m 9$ ,  $\delta_{1950} = -21^\circ 17'$ ) мало исследована. О ее переменности упоминается в работе [1], где исследовались радиальные скорости и собственные движения красных углеродных звезд; там же указано, что данные о переменности взяты из [2]. По этому каталогу лишь известно, что звезда HD 218875 имеет в максимуме звездную величину  $9^m 4$ , а в минимуме  $10^m 8$ .

Спектральная классификация по методу К-М (Кинан—Морган) для красных углеродных звезд [3] указывает для этой звезды тип С 1.3.

UBV-фотометрия по результатам одного наблюдения этой звезды приведена в работе [4] ( $V = 9^m 17$ ,  $B - V = +1^m 15$ , спектральный тип R2) и по нашей просьбе выполнена С. В. Судаковым в 1980 г. на

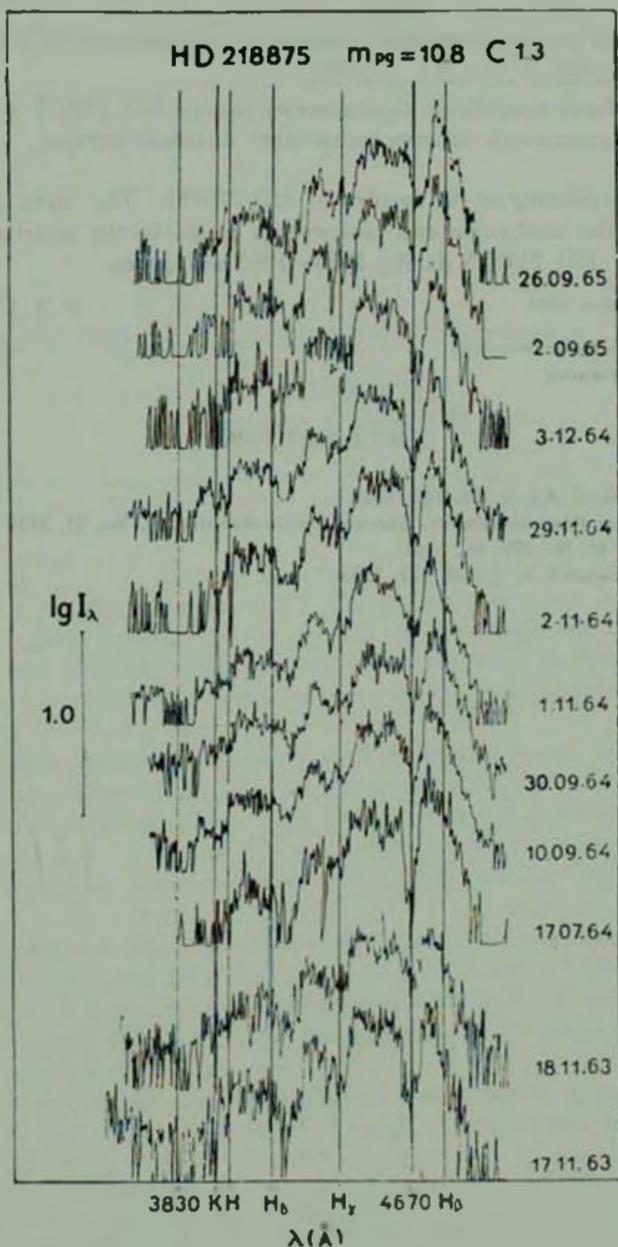


Рис. 1. Спектральные изменения звезды HD 218875 за период 1963—1965 гг.

Бюраканской астрофизической станции обсерватории АГУ ( $V=9^m24$ ,  $B-V=+1^m23$  и  $U-B=+0^m88$ ).

Дальнейшие подробные исследования звезды HD 218875 для выяснения типа переменности, видимо, представят большой интерес.

*The variability of the spectra of HD 218875.* The data on the variations of the continuum and absorption bands in the spectrum of the carbon star HD 218875 during 1963—1965 are given.

31 декабря 1981

Р. Х. ОГАНЕСЯН

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. F. Sanford. Ap. J., 99, 145, 1944.
2. H. Schneller, Kleineres Veroff. Sternw. Berlin-Babelsberg, No. 21, 1939.
3. B. Warner, M. N., 126, 61, 1963.
4. G. L. Vandervort, A. J., 63, 477, 1958.

УДК 524.338.5

ОБЗОРЫ

## ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА\* И РОДСТВЕННЫЕ ОБЪЕКТЫ

Л. В. МИРЗОЯН

Поступила 17 апреля 1982

Приводится обзор наблюдательных данных о звездах типа Т Тельца, фуорах, объектах Херbiga—Аро и кометарных туманностях и их обсуждение.

*Введение.*

Хотя переменность звезды Т Тельца была открыта еще в середине прошлого века, однако изучение звезд типа Т Тельца как особого класса звезд с эмиссионными линиями в спектрах, которые встречаются в туманностях, было начато пионерскими работами Джоя [1, 2] и находится в центре внимания астрономов уже почти сорок лет.

Плодотворный этап изучения этих звезд был начат после установления Амбарцумяном [3, 4] молодости звездных ассоциаций, где формирование звезд продолжается и в настоящее время (подробнее см. [5]). Оказалось, что звезды типа Т Тельца входят в состав звездных ассоциаций и, следовательно, возникли недавно, чем и обусловлена их нестационарность.

Уже первые результаты изучения звезд типа Т Тельца были неожиданными для теории эволюции. В частности, вопреки широко распространенному в то время представлению, выяснилось [6, 7], что часть излучения звезд типа Т Тельца, выделяющаяся в виде непрерывной эмиссии, имеет нетепловую природу.

В последующие годы в результате постепенного признания важного значения изучения звезд типа Т Тельца для проблемы звездной эволю-

\* Термин «звезда типа Т Тельца» везде применяется как для звезд, исследованных спектроскопически и показывающих критерии типа Т Тельца (см. в тексте), так и для звезд, характеризующихся неправильными изменениями блеска и расположенных на диаграмме цвет-светимость в области выше и ниже главной последовательности (звезды типа RW Возничего).

ции интерес к этим звездам и к родственным им объектам быстро возрастал.

В настоящем обзоре рассматриваются наблюдательные данные о звездах типа Т Тельца и родственных им объектах (фуоры, объекты Хербига — Аро и кометарные туманности). Результаты, относящиеся к вспыхивающим звездам, эволюционно тесно примыкающим к звездам типа Т Тельца, из-за ограниченного объема обзора, в нем не рассматриваются.

Эти данные обсуждаются на основе наблюдательного подхода к вопросам звездной эволюции (см., например, [8, 9]). В обзоре не затрагиваются результаты исследований, преследующих цель согласования наблюдений звезд типа Т Тельца с теорией эволюции звезд, исходящей из допущения о формировании звезд путем конденсации диффузной материи. Обсуждение наблюдений молодых звездных объектов, основанное на этом подходе, можно найти, например, в обзоре Строма. Стром и Грасдалена [10]<sup>\*</sup>.

### *Наблюдения.*

1. *Звезды типа Т Тельца.* Разнообразными наблюдениями в настоящее время установлена молодость звезд типа Т Тельца. Они представляют собой одну из наиболее ранних стадий развития карликовых звезд, наступающую почти непосредственно после формирования звезды, и все отличия звезд типа Т Тельца от нормальных звезд главной последовательности связаны с этой ранней стадией звездной эволюции.

1.1. *Кривые блеска и цвета.* Кривые блеска звезд типа Т Тельца имеют неправильный характер. Наблюдаемые изменения крайне разнообразны. Это разнообразие проявляется как у разных звезд, так и у одной данной звезды в разные периоды ее активности. Скорость и величина изменений блеска претерпевают большие вариации. Так, например, у звезды Т Тельца, показывающей обычно сравнительно медленные изменения блеска, Хофмейстер [12] наблюдал и быстрые изменения.

Для 22 звезд типа Т Тельца и родственных объектов Коэн и Шварц [13] выполнили синхронные фотоэлектрические наблюдения в оптической (U, B, V, R, I и H<sub>α</sub>) и инфракрасной ( $\lambda = 2, 3, 5, 8, 10$  и  $11$  мкм) областях спектра. Из них 13 показали значительные изменения в течение одного дня. Наибольшие изменения наблюдались у RW Aug и у DK Tau. У RW Aug все изменения коррелировали во времени во всех длинах волн, в то время как у DK Tau изменения потока оптического континуума антикоррелировали с изменениями в инфракрасной области и в H<sub>α</sub>. В отличие

<sup>\*</sup> Из более ранних обзоров следует отметить обстоятельный обзор Хербига [11], охватывающий период до начала 60-х годов.

от этих случаев наблюдаемые большие изменения в инфракрасной области спектра у Lk H, 198 и HL Tau происходили при относительном постоянстве этих звезд в оптической области.

Результаты этих наблюдений указывают на всю сложность и разнообразие изменений, наблюдаемых у различных звезд типа Т Тельца.

В некоторых случаях быстрые изменения блеска звезд типа Т Тельца имеют характер вспышек. Например, Аро и Чавира [14] и Розинт [15] у некоторых звезд типа Т Тельца, в ассоциациях Ориона и Единорога, наблюдали быстрые изменения блеска, которые не отличались от классических вспышек.

С этой точки зрения, в общем случае, кривые блеска звезд типа Т Тельца могут рассматриваться как результат наложения быстрых и медленных изменений неправильного характера.

В подавляющем большинстве случаев, как правило, амплитуда изменений блеска звезд типа Т Тельца возрастает в сторону коротких длин волн. Наблюдаются, однако, и отклонения от этого правила. Например, Венцель [16] наблюдал периодические изменения блеска самой звезды Т Тельца, возрастающие по амплитуде к длинноволновой части спектра. Такую же обратную зависимость между величинами потоков в визуальной и ближней инфракрасной ( $\lambda = 3.5$  мкм) областях спектра для этой же звезды обнаружил Коэн [17].

Согласно UVV фотоэлектрическим наблюдениям звезд типа Т Тельца, выполненным Зайцевой [18], показатели цвета  $U-B$  и  $B-V$  в зависимости от блеска звезды изменяются по-разному. В некоторых случаях эти изменения находятся в прямой зависимости от видимого блеска звезды, в других случаях — в обратном и, наконец, имеются случаи, когда эти изменения происходят при постоянном цвете излучения звезды.

Об отсутствии строгой функциональной зависимости между изменениями мощности излучения звезд типа Т Тельца в различных областях спектра свидетельствуют и результаты уже отмеченного исследования Коэна и Шварца [13].

Амбарцумян [19], исходя из неправильного характера кривых блеска звезд типа Т Тельца, высказал идею о том, что наблюдаемая неправильность является свидетельством того, что в процессах, ответственных за изменения блеска, случайный фактор или факторы играют существенную роль.

Наблюдательные данные о кривых блеска звезд типа Т Тельца, вероятно, подтверждают это представление. Например, Лукацкая [20], используя длительные фотографические наблюдения семи звезд этого типа, определила их автокорреляционные и спектральные функции, которые типичны для случайных процессов.

По-видимому, характер случайного процесса носят не только значительные изменения блеска, но и небольшие колебания, поскольку из фотоэлектрических наблюдений Куана [21] четырех звезд типа Т Тельца удалось обнаружить неправильные ультрафиолетовые фотометрические флуктуации блеска этих звезд за время порядка одной минуты.

Следует отметить, однако, что кривые блеска звезд типа Т Тельца могут дать правильную информацию о параметрах случайных процессов, приводящих к наблюдаемым изменениям блеска, когда они основаны на продолжительных и, по возможности, непрерывных наблюдениях высокой точности.

К сожалению, длительные и непрерывные фотоэлектрические наблюдения звезд типа Т Тельца в настоящее время отсутствуют. Поэтому все статистические исследования кривых блеска этих звезд основаны лишь на фотографических наблюдениях. Поскольку эти наблюдения часто не являются непрерывными, то приходится делать то или иное предположение для восстановления полной кривой по случайно распределенным во времени ее кускам. Остается открытым вопрос: является ли этот процесс стационарным, могут ли отдельные части кривой блеска, хотя и приближенно, повторяться?

1.2. *Спектры.* Линейчатые спектры звезд типа Т Тельца в видимой части спектра характеризуются наличием сильных эмиссионных линий бальмеровской серии водорода, H и K ионизованного кальция (Ca II), а также эмиссионных линий  $\lambda$  4063 и 4132 нейтрального железа (Fe I). Наблюдаются и некоторые другие эмиссионные линии [22]. В общем, эмиссионный спектр звезд типа Т Тельца напоминает спектр солнечной хромосферы.

Для образования наблюдаемых в спектрах этих звезд эмиссионных линий требуются более высокие температуры, чем те, которые соответствуют спектральным классам звезд типа Т Тельца, определяемым из их абсорбционных спектров.

Среди эмиссионных линий, наблюдаемых в спектрах звезд типа Т Тельца, имеются иногда линии, например,  $\lambda$  4686 He II, формирование которых возможно только при еще более высоких температурах ( $\sim 50\,000$  K).

Наблюдения, выполненные в последние годы с помощью спутника IUE, привели к новому неожиданному результату. Оказалось, что в спектрах звезд типа Т Тельца, в области  $\lambda$  1150—3000, присутствуют очень сильные эмиссионные линии высокого возбуждения, CIV, Si IV и др., которые могли бы возникнуть при температурах еще более высоких — порядка 100 000 K. Такие линии были обнаружены в спектрах RU Lup, Гаамом

и др. [23], S СтА, Аппенцеллером и Вольфом [24], RW Aug, Имгоффом и Джиампапа [25].

Эти наблюдения свидетельствуют о том, что эмиссионный спектр всех трех упомянутых звезд типа Т Тельца и в далеком ультрафиолете напоминает спектр солнечной хромосферы. Однако потоки излучения в этих линиях у звезд типа Т Тельца на несколько порядков больше, чем у Солнца. Правда, во время этих наблюдений не были обнаружены эмиссионные линии NV и He II, характерные для протяженной хромосферы. Тем не менее, несколько позже Аппенцеллер и др. [26], с помощью спутника IUE наблюдая другие звезды типа Т Тельца DR Tau, CoD — 35°10525 и AS 205, обнаружили также линии NV и He II.

Абсорбционные спектры звезд типа Т Тельца указывают на спектральные классы F-M и классы светимости IV-V. От спектров нормальных звезд главной последовательности эти спектры отличаются большей шириной абсорбционных линий (см., например, [22]).

Характерным для спектров звезд типа Т Тельца является присутствие в них сильной абсорбционной линии нейтрального лития ( $\lambda$  6707 Li I). Впервые на эту особенность спектров звезд типа Т Тельца обратили внимание Бонсак и Гринстейн [27], которые показали, что отношение содержания лития к содержанию металлов у этих звезд превышает то же отношение для Солнца в 50—400 раз.

Выдающейся особенностью непрерывного спектра звезд типа Т Тельца является наличие в нем необычно сильного коротковолнового непрерывного излучения или непрерывной эмиссии [6, 28].

Джой [29] первым обратил внимание на то, что линии поглощения в спектрах звезд типа Т Тельца часто вуалируются непрерывной эмиссией, причем иногда полностью. Например, из-за непрерывной эмиссии в спектре звезды типа Т Тельца, DD Tau, линии поглощения во время наблюдения Струве и Свингса [30] были почти полностью завуалированы. Сильное завуалирование линий поглощения интенсивным непрерывным излучением, простирающимся далеко в ультрафиолет, в спектре другой звезды типа Т Тельца DH Tau наблюдал Джой [2]. Полное заливание линий поглощения в видимой части спектра VY Ori и YY Ori наблюдал Уокер [31].

Характерной для непрерывной эмиссии является, как показали Аро и Хербиг [32], ее переменность во времени.

Согласно исследованию Хербига [33] непрерывную эмиссию можно разделить на синий ( $\lambda$  4500—3700) и ультрафиолетовый ( $\lambda < 3700$ ) избытки. Так, например, исследование Кухи [34], основанное на наблюдениях 36 звезд типа Т Тельца, с помощью сканирующего спектрофотометра, показало, что распределение энергии в непрерывном спектре в области

л. 5500—7500 практически совпадало (с учетом поглощения) с этим распределением для нормальной звезды главной последовательности. В то же время, начиная с  $\lambda$  4500 (а у звезд с интенсивными эмиссионными линиями еще раньше), интенсивность непрерывного спектра возрастала в сторону коротких длин волны (появился «синий избыток»), а, начиная с  $\lambda$  3700, интенсивность в континууме возрастала еще сильнее (появился «ультрафиолетовый избыток»).

1.3. *Результаты ИК- и радионаблюдений.* Сильное отклонение распределения энергии в непрерывном спектре звезд типа Т Тельца от распределения для нормальных звезд тех же спектральных классов имеет место и в инфракрасной области спектра. В этой области спектра звезд типа Т Тельца Мендозой [35, 36] обнаружены сильные избытки излучения. Даже в длинах волн ближайшей инфракрасной области (1—5 мкм) звезды типа Т Тельца излучают значительно больше, чем можно было ожидать на основе распределения энергии в их оптическом непрерывном спектре. Инфракрасные избытки излучения в области до 22 мкм для большого количества звезд типа Т Тельца обнаружил Коэн (см., например, [17, 37]).

Наблюдаемые инфракрасные избытки излучения звезд типа Т Тельца Лоу и Смит [38] объяснили существованием вокруг этих звезд пылевых оболочек, которые переизлучают их ультрафиолетовое и видимое излучение в ИК-области спектра. При справедливости этой интерпретации следует считать, что реальные «синие» и «ультрафиолетовые» избытки излучения звезд типа Т Тельца на самом деле значительно больше их наблюдаемых значений.

Наличие вокруг звезд типа Т Тельца пылевых оболочек проявляется также в поляризации их оптического излучения. Собственная поляризация у звезд этого типа Т Тау и RY Тау была впервые обнаружена Вайданяном [39] в 1964 г. В последующем наличие собственной поляризации оптического излучения звезд типа Т Тельца было подтверждено многими исследованиями (см., например, [40, 41]).

Гётц [42] обнаружил линейную корреляцию между средним классом интенсивности в эмиссионной линии H $\alpha$  в спектрах звезд типа Т Тельца и величиной околосредней экстинкции, свидетельствующую, по-видимому, о том, что отношение газа и пыли в околосредней оболочках этих звезд почти одинаково.

Радиоизлучение молекулы CO на длине волны 3.4 мм от двух звезд типа Т Тельца Т Тау и RMOп было обнаружено Вильсоном и др. [43]. Возможно, что это радиоизлучение обусловлено излучением околосредней газовой оболочек, так как радиоизлучение идет от довольно протяженных источников.

Наличие сантиметрового радиоизлучения у звезд Т Тау и Lk H, 101 обнаружили Спенсер и Шварц [44]\*.

В последнее время большими радиотелескопами удалось обнаружить случаи слабых потоков от звезд типа Т Тельца [45]. Для самой Т Тау наблюдения на 6-см указывают на несимметричное (нерадиальное) распределение ионизованного газа. Короткоэкспозиционные оптические снимки находятся в согласии с этой картиной. Характерны в этом смысле радионаблюдения темного облака Линдс 1551, где обнаружена вероятная Т Тау звезда, из которой выходит биполярное истечение (СО).

Недавно удалось обнаружить, что в некоторых звездах типа Т Тельца холодные (200—300 К) излучающие частицы (песчинки) пыли состоят из силикатоподобного материала [45].

С помощью самолетной обсерватории «Кайпер» были проведены исследования нескольких звезд типа Т Тельца в области 50—200 мкм. Имеются свидетельства о существовании пыли, даже еще более холодной, чем пыль, обнаруженная наблюдениями на 10 мкм. В некоторых случаях пыль образует протяженный источник [45].

1.4. Рентгеновское излучение. За последние годы наряду с оптическими и инфракрасными наблюдениями были выполнены внеатмосферные наблюдения звезд типа Т Тельца в рентгеновской области спектра.

Первую звезду типа Т Тельца, обладающую рентгеновским излучением, открыл Гаам [46]. Из 8 звезд этого типа, наблюдаемых им с помощью обсерватории «Эйнштейн» в области мягкого рентгена, одна звезда оказалась источником рентгеновского излучения.

Далее, наблюдения 28 звезд типа Т Тельца в области мягкого рентгена, выполненные Файгельсоном и ДеКампли [47] с помощью этого же спутника, привели к обнаружению мягкого рентгеновского излучения у 8-и из них. При этом оказалось, что одна из этих звезд, DG Тау, является сильно переменным рентгеновским источником, что свидетельствует о том, что, по крайней мере в этом случае, рентгеновское излучение возникает недалеко от фотосферы звезды.

Еще от 8 известных звезд типа Т Тельца рентгеновское излучение зарегистрировано Вальтером и Кухи [48]. Интересно отметить, что рентгеновское излучение позволило им открыть две звезды типа Т Тельца, ранее неизвестных.

Таким образом, при наблюдениях около 50 звезд типа Т Тельца в рентгеновском диапазоне с помощью обсерватории «Эйнштейн» более од-

\* Позже у этих звезд радиоизлучение наблюдали Алтенгофф и др. [145], Шварц и Спенсер [146] и другие. Совсем недавно радиоизлучение на волне 6 см от этих звезд, а также V 410 Тау и DG Тау было зарегистрировано Коэном и др. [147].

ной трети из них оказались источниками рентгеновского излучения, превышающего по интенсивности порог чувствительности аппаратуры.

Сравнение результатов наблюдений одних и тех же звезд типа Т Тельца, выполненных указанными авторами в разное время, дает основание допустить, что рентгеновское излучение звезд этого типа переменное.

Вместе с этим, исследование Вальтера и Кухи [48] свидетельствует, по-видимому, о том, что рентгеновский поток от звезд типа Т Тельца находится в обратной корреляции с интенсивностью эмиссионных линий в оптическом спектре: чем сильнее эмиссия в линии  $H_{\alpha}$ , в среднем, тем слабее поток излучения в рентгене.

1.5. *Спектральные изменения.* Переменность звезд типа Т Тельца ярко проявляется при их спектральных наблюдениях.

Наблюдения звезды Т Тау, выполненные Уестоном и Аллером [49] еще в 1948—52 гг., свидетельствовали о довольно быстрых изменениях в спектральных линиях: бросающихся в глаза — за сутки, а меньших, но реальных — за время, порядка нескольких часов.

Позже, еще более быстрые, за время порядка всего одного часа, изменения эмиссионных линий в спектрах звезд RW Aug, Т Тау и RY Тау были обнаружены Исмаиловым (см., например, [50]). Эти изменения выражаются в изменениях контуров линий, которые всегда асимметричны, а иногда расщепляются на несколько компонентов.

В результате неправильных изменений линейчатого спектра звезды изменяется спектральный класс звезды. Так, например, Гётц и Венцель [51] наблюдали изменение спектрального класса самой Т Тау в довольно широком диапазоне: от F до K, без четкой корреляции с другими параметрами звезды.

Существенные изменения в спектре RW Aug, особенно большие в его коротковолновой части, наблюдали Харадзе и Бартая [52], Казарян и автор [53] и Шалонж и др. [54].

Шалонж и др. [54] наблюдали обратную зависимость между интенсивностью эмиссионного спектра и блеском RW Aug. В спектре, полученном при наибольшем блеске звезды, наблюдались более сильные абсорбционные линии, а бальмеровский скачок был абсорбционным. В противоположность этому, спектры, полученные при блеске на  $1^m$  слабее, содержали более интенсивные эмиссионные линии, в том числе бальмеровские. В соответствии с этим бальмеровский скачок был эмиссионным.

Активность или степень нестационарности звезд типа Т Тельца можно характеризовать, почти полностью, интенсивностью наблюдаемой непрерывной эмиссии. Естественно поэтому считать, что наиболее активные звезды типа Т Тельца имеют и более интенсивные ультрафиолетовые континуумы.

Поиски Аро и Хербига [32] привели к открытию звезд типа Т Тельца, имеющих необычно высокую яркость в ультрафиолетовой области спектра, в ассоциациях Орион 1 (вокруг Трапеции) и Единорог 1 (NGC 2264). Они составляют около  $1/5$  часть от полного числа известных звезд типа Т Тельца в указанных ассоциациях.

Следует добавить несколько слов о параметрах ассоциаций, содержащих звезды типа Т Тельца (см., например, [9]).

1.6. *Т-ассоциации.* Амбарцумян [3, 4] первым обратил внимание на концентрацию звезд типа Т Тельца в физические группировки — Т-ассоциации и рассмотрел этот факт как результат группового их формирования в ассоциациях. В некоторых случаях Т-ассоциации входят в состав О-ассоциаций (О + Т-ассоциации). Таковыми являются, например, ассоциации Орион 1 и Единорог 1.

Т-ассоциации имеют размеры от нескольких пс до нескольких десятков пс и содержат от десятков до нескольких сотен звезд типа Т Тельца. Они генетически связаны с облаками диффузной материи — газа и пыли и образуют плоскую подсистему (средняя  $Z$ -координата для них около 50 пс).

Возраст Т-ассоциаций не превышает  $10^7$  лет, однако обычно он гораздо меньше.

Звезды, входящие в Т-ассоциации различного возраста, отличаются по некоторым наблюдаемым характеристикам, а сами ассоциации — по содержанию молодых объектов разного класса. Например, согласно Коэн [55], чем старше Т-ассоциация, тем меньше в ней звезд с интенсивным эмиссионным спектром. Об этом свидетельствует обнаруженное им различное распределение звезд по классам интенсивности эмиссионного спектра в Т-ассоциациях.

Наблюдения, выполненные в далекой инфракрасной области спектра Коэном [56], Нейком и др. [57], показали, что с возрастом Т-ассоциации уменьшаются и инфракрасные избытки излучения звезд, входящих в эти системы. Это значит, что со временем либо уменьшается количество пыли в ассоциации, либо меньшая часть пыли остается в непосредственной окрестности индивидуальных звезд, распределяясь по всему объему ассоциации.

2. *Фуоры и фуороподобные объекты.* Для изучения ранних стадий эволюции звезд значительный интерес представляют звезды типа FU Ориона, названные Амбарцумяном фуорами [58]. Само явление фуора заключается в том, что в результате каких-то, пока невыясненных, причин мощность излучения звезды в видимой области спектра за короткое время (порядка нескольких месяцев) сильно возрастает, а ее спектр из спектра звезды-карлика преобразуется в спектр звезды высокой светимости.

Причем, после возгорания блеск звезды претерпевает лишь небольшие изменения, оставаясь долго (по меньшей мере в течение десятилетий) на высоком уровне, примерно на два порядка превосходящем блеск до возгорания.

2.1. *Первый фуор — FU Ori.* Первой звездой, у которой наблюдалось такое явление, явилась уникальная, в течение более четверти века, переменная звезда FU Ori, от названия которой и возникло слово «фуор». Она наблюдается в центре темной туманности Барнард 35 и связана с яркой кометарной туманностью, характерной для звезд типа Т Тельца. Этот факт и другие особенности излучения FU Ori дали основание говорить о родственной связи ее со звездами типа Т Тельца [58].

Блеск FU Ori, равный  $16^m$ , в 1936 г. внезапно начал возрастать и за четыре месяца достиг  $10^m$ . В дальнейшем, в течение двух лет блеск звезды упал на  $1^m$ , после чего она имеет почти постоянный блеск (см., например, [59]). Следовательно, мощность оптического излучения FU Ori после ее возгорания в течение последних 45 лет примерно в 100 раз превышает мощность излучения этой звезды до 1936 г.

Спектр FU Ori до возгорания или «вспышки» не был известен, однако после «вспышки» подробно был изучен Хербигом [60].

Кстати, в дальнейшем мы будем избегать в отношении рассматриваемых звезд термина «вспышка», поскольку этот термин повсеместно применяется к объектам, которые после достижения максимума блеска в обозримое время, измеряемое часами или днями, возвращаются к минимуму.

По линиям поглощения он соответствует спектральному классу F2 I—II, то есть эта звезда высокой светимости. Имхофф и Мендоза [61] обнаружили у FU Ori небольшой ИК-избыток излучения.

В спектре FU Ori линия K Ca II наблюдается в эмиссии. Наблюдается и слабое эмиссионное крыло у линии H $\alpha$ . Смещение абсорбционных линий к коротковолновой части спектра свидетельствует об истечении газовой материи с поверхности звезды. Очевидно, истекающая материя образовала расширяющуюся газовую оболочку вокруг звезды, спектр которой накладывается на спектр звезды.

В этом спектре присутствует также интенсивная абсорбционная линия  $\lambda$  6707 Li I, характерная для звезд типа Т Тельца.

2.2. *Lk H, 190 = V 1057 Cyg.* Для понимания явления фуора и определения места фуоров в общей цепи развития звезд очень большое значение имело обнаружение в конце 1969 г. Велином [62] аналогичных изменений у звезды  $16^m$  V 1057 Cyg, расположенной в очень плотном пылевом облаке в H II области NGC 7000.

До возгорания эта звезда входила в список звезд, имеющих H<sub>ε</sub>-эмиссию в спектре — Lk H, 190 [63]. Переменность ее блеска была обнаружена Венцелем (см. [64]). Спектр, полученный в 1957 г. в августе Хербигом [63], показывает типичные для звезды типа Т Тельца эмиссионные линии балмеровской серии водорода, ионизованного кальция, а также нейтрального и однажды ионизованного железа. Поярчение V 1057 Cyg началось в июне 1969 г. Через около 300 дней звезда достигла максимума блеска на два порядка более яркого, чем до возгорания.

Сопоставление кривых блеска FU Ori и V 1057 Cyg показывает большое их сходство: в обоих случаях наблюдалось явление фуора, когда мощность излучения звезды за короткое время сильно возрастала, после чего оставалась на уровне, лишь немного ниже достигнутого максимума.

Спектр звезды V 1057 Cyg в результате возгорания сильно изменился. В марте 1971 г. она имела, согласно наблюдениям Хербига и Харлана [65], спектральный класс A1 и светимость более высокую, чем у звезды главной последовательности, а уже в мае 1972 г., по Гааму и Велину [66], спектр оценивался F 0.5 III. Эмиссионные линии H<sub>γ</sub> и H<sub>β</sub> и K Ca II имели абсорбционные компоненты, смещенные в сторону коротких длин волн, что указывало на истечение материи и образование расширяющейся газовой оболочки. Наконец, V 1057 Cyg, как и другие звезды типа Т Тельца, выделяется избыточным содержанием лития.

Спектральные наблюдения V 1057 Cyg, выполненные Шалонжем и др. [67] в 1971—73 г., свидетельствуют о появлении вокруг звезды после ее возгорания поглощающей водородной оболочки. Спектральный класс V 1057 Cyg в этот период, по классификации BCD [68], был B6 III—B9 IV [67].

После возгорания V 1057 Cyg обладала большим избытком излучения в области 10—20 мкм (см., например, [69]).

У фуора V 1057 Cyg дважды были наблюдаемы вспышки в радиодиапазоне 1720 МГц молекулы OH. Первую такую вспышку в 1973 г. наблюдали Ло и Бечис [70], а вторую вспышку, в 1979 г., — Виннберг и др. [71].

2.3. *О стадии фуора.* Как указывает Хербиг [64], спектры FU Ori и V 1057 Cyg в тонких деталях являются пекулярными. В частности, спектральный тип V 1057 Cyg, определенный в области  $\lambda$  3900—4300, систематически более ранний, чем тип, определенный по линиям области  $\lambda$  6000—6600.

К классу фуоров принадлежит и звезда V 1515 Cyg [64]. Хотя кривая блеска этого объекта существенно отличается от кривых блеска FU Ori и V 1057 Cyg по скорости возгорания, он проявляет все признаки, характерные для фуоров [64].

На V 1515 Cyg впервые обратил внимание Хербиг [72] в 1954 г. при обзоре H $\alpha$ -эмиссионных звезд около отражательной туманности NGC 6914. Объект оказался ярче на 3<sup>m</sup> по сравнению со снимком, полученным в 1912 г. В 1974 г. спектрограммы V 1515 Cyg, полученные в Ликской обсерватории [64], выявили сходство этого спектра со спектром FU Ori: спектр типа G высокой светимости имел P Cyg-структуру линии H $\alpha$  и сильную линию поглощения  $\lambda$  6707 Li I. При этом звезда была ярче, чем в 1954 г.

В 1975—76 гг. упомянутые выше фуоры имели следующие спектральные типы [64]:

FU Ori — F5 — G0p1,

V 1515 Cyg — G0 — G2I,

V 1057 Cyg — G2 — G5I — II.

Таким образом, все рассматриваемые фуоры после возгорания блеска показывают некоторое сходство по спектральным признакам: спектральный класс F—G звезды высокой светимости (Ib—II), несколько размытые линии поглощения, присутствие линии  $\lambda$  6707 Li I, по интенсивности соответствующей звездам типа T Тельца, коротковолновые компоненты линий H $\alpha$  и D $_{12}$  NaI, обусловленные околосредной оболочкой, и профиль типа P Cyg у линии H $\alpha$ . Для этих объектов характерны также особенности, обычно встречающиеся у звезд типа T Тельца: инфракрасный избыток и связь с пекулярными отражательными туманностями. Наконец, светимости известных фуоров в минимуме блеска сравнимы со светимостями звезд типа T Тельца наиболее высокой светимости [64].

Открытие возгорания V 1057 Cyg подтвердило предполагавшуюся ранее [6] генетическую связь между фуорами и звездами типа T Тельца и явилось решающим свидетельством связи явления фуора с ранними стадиями развития звезд. Оно показало, что явление фуора встречается у звезд типа T Тельца, возможно, наиболее активных [64].

Эта стадия эволюции характеризуется сходством процессов, сопровождающих возгорание фуора, с процессами, наблюдаемыми у P Cyg, а также изменением спектра звезды в сторону более ранних спектральных классов. В результате явления фуора фактически появляется объект высокой светимости.

Существенной особенностью стадии фуора является ее небольшая продолжительность. Если стадии эволюции типа T Тельца и вспыхивающей звезды продолжают миллионы и более лет, то стадия фуора, насколько ее длительность можно оценить из сравнения частоты наблюдаемых возгораний с грубо оцененным верхним пределом количества наблюдаемых звезд с соответствующими спектрами (см. также [58]), может

продолжаться не более 1000 лет. Правда, не исключена возможность, что эта фаза рекуррентная, т. е., что через эту фазу молодая звезда проходит несколько раз.

Основной вывод, который можно сделать из спектральных и фотометрических данных, связанных с процессом возгорания фуора, сводится к тому, что при возгорании возникает новая более горячая фотосфера с радиусом, превосходящим, по крайней мере, в несколько раз радиус первоначального состояния звезды.

Это значит, что имело место выбрасывание вещества, причем неясно, является ли наблюдаемая фотосфера статичной или она представляет собой некоторый слой в стационарном потоке вещества, истекающем из звезды.

В пользу большой сложности динамики всего явления говорят и различия вокруг фотосферы газового слоя, вызывающего поглощение [67].

**2.4. Фуороподобные объекты.** Пример фуора V 1515 Cyg показывает, что скорость возрастания блеска не всегда одинакова. Значительные различия наблюдаются и в других параметрах излучения классических фуоров. Например, в исследовании Шалонжа и др. [67] обнаружены заметные различия в спектрах фуоров V 1057 Cyg и FU Ori, особо большие в ультрафиолетовой области, после бальмеровского скачка.

Более того, хотя все три известных фуора имеют почти одинаковую светимость, явление фуора, как полагает Амбарцумян [73], может произойти у звезд, сильно отличающихся друг от друга по своей светимости, по крайней мере в максимуме блеска, начиная от сверхгигантов до карликов.

Наблюдения действительно показывают, что, наряду с классическим фуорами — FU Ori, V 1057 Cyg и V 1515 Cyg, которые в максимуме блеска имели абсолютную фотографическую величину  $-1 \div -2$  [64], существуют и объекты, которые по поведению напоминают фуоры, однако после возгорания блеска обладают сильно отличающимися светимостями.

**2.5. Фуороподобные объекты высокой светимости.** Интересным примером фуороподобных объектов, по мнению Амбарцумяна [58], является знаменитая звезда P Cyg, которая до периода возгорания блеска не наблюдалась невооруженным глазом.

P Cyg впервые наблюдалась в 1600 г. как объект, имеющий яркость около  $3^m$ . До этого, из-за слабости, она не была доступна наблюдению невооруженным глазом. С тех пор звезда несколько ослабла и в настоящее время является звездой пятой величины с почти постоянным блеском.

Кривая блеска P Cyg за весь период после возгорания в 1600 г. весьма напоминает кривые блеска известных фуоров. При этом интенсивность

излучения Р Суг на нынешней фазе развития находится на значительно более высоком уровне, чем до поярчения.

Звезда Р Суг является прототипом звезд, в спектрах которых наблюдаются абсорбционные компоненты эмиссионных линий с ультрафиолетовой стороны. Такое своеобразие профилей линий в спектре дало основание допустить, что вокруг звезды имеется расширяющаяся газовая оболочка, которая непрерывно заполняется за счет постоянно истекающей с поверхности звезды материи.

В свою очередь, резкий подъем блеска в 1600 г. и спектральные признаки истечения материи с поверхности звезды явились основой для вывода о том [58], что в указанный период со звездой произошло явление, характерное для фуоров.

Спектр Р Суг в видимой части содержит более сотни линий с характерными для нее профилями. Этим она отличается от известных нам фуоров, спектр которых несравненно более беден в этом отношении. Еще более важное отличие Р Суг от них заключается в ее очень высокой светимости. В то время, как известные нам фуоры имеют светимости, соответствующие фотографической абсолютной величине, равной около  $-2$ , светимость Р Суг в несколько десятков раз больше (см., например, [74]). Р Суг, очевидно, является своеобразным сверхфуором, который в результате резкого возгорания блеска ознаменовал появление звезды очень высокой светимости. Если это так, то можно считать, что такова же природа многочисленных других звезд типа Р Суг, наблюдаемых в нашей Галактике, в Магеллановых Облаках и в других звездных системах.

Другой пример такого класса — объект № 12, обнаруженный Элиасом [75] при исследовании темных облаков IC 5146 в инфракрасной области спектра (на 1.6 и 2.2 мкм). Этот объект имел (после 1965 г., как выяснилось позже) блеск, равный около  $15^m$  в красных лучах, однако отсутствует на красной карте Паломарского атласа, полученной в 1952 г., где есть раньше (в период этих наблюдений) был слабее  $20^m$ . Это означает, что амплитуда возрастания блеска была больше  $5^m$ . Наблюдения объекта № 12, выполненные в течение почти трех лет после его обнаружения, на длине волны 2.2 мкм, не показали каких-либо существенных изменений его блеска.

На спектре объекта № 12, полученном в 1976 г. [75], единственной выделяющейся особенностью была линия H<sub>1</sub> в поглощении, что позволяет допустить, что это объект раннего спектрального класса и высокой светимости. В то же время эта линия казалась смещенной к ультрафиолету, что, возможно, свидетельствует о наличии у нее неразрешенного профиля типа Р Суг.

Наконец, инфракрасный спектр объекта № 12 около 2 мкм был похож на инфракрасные спектры классических фуоров. В нем также наблюдаются сильные полосы поглощения CO и H<sub>2</sub>O, и сходное распределение энергии [76].

Все это дало основание Элиасу [75] приписать объект № 12 к классическим фуорам. Не исключена, однако, возможность, что и в этом случае, как в случае P Суг, имело место явление фуора с большей амплитудой, и в итоге появился объект более высокой светимости, чем классические фуоры.

2.6. *Фуороподобные объекты низкой светимости.* Встречаются, однако, фуороподобные объекты, светимость которых значительно уступает светимости классических фуоров.

Таким фуороподобным объектом, по всей вероятности, является звезда СПЗ 2246 (V 350 Сер), обнаруженная Гюльбудагяном и Саркисяном [77] севернее туманности NGC 7129, типичный карлик по светимости, оцениваемая (после подъема блеска)  $M = +3 \div +6$ . Только на красной карте Паломарского атласа она оставила слабый след, а на синей карте эта звезда вообще не видна.

На снимках, полученных в период август 1977 г.— январь 1978 г., звезда (V 350 Сер) имела почти постоянный блеск, равный около 17.5 в красных лучах. Это превышает блеск звезды на красной карте Паломарского атласа более чем на 3<sup>m</sup>5 [77].

Имеются основания допустить [78], что блеск звезды возрос на эту величину лишь в последнее время и держится на этом максимальном уровне. О сходстве V 350 Сер с фуорами свидетельствует также ее расположение в области с большим поглощением, где имеется значительное число объектов Хербига—Аро, звезд с H $\alpha$ -эмиссией в спектрах и кометарных туманностей. В спектре V 350 Сер, согласно [78], имеются эмиссионные линии водорода (H $\alpha$ ) и ионизованного азота (запрещенные линия  $\lambda$  6542 и 6575), причем линия H $\alpha$  проявляет сильную и быструю переменность, напоминающую переменность, наблюдаемую в спектрах звезд типа Т Тельца (см., например, [50]). Звезда V 350 Сер близка к звездам типа Т Тельца и по светимости.

Фуороподобное поярчение блеска звезды DR Тау, типа Т Тельца, обнаружил Чаваррия-К [79]. Блеск этой звезды в синих лучах возрос, начиная с 1970 г., на 3<sup>m</sup>5—5<sup>m</sup>0. Этот факт был подтвержден Гетцем [80], на основе наблюдений, выполненных за период 1952—80 гг.

Согласно исследованию Берту и др. [81] DR Тау имела богатый эмиссионный спектр, причем эмиссионные бальмеровские линии обладали сложной структурой и показывали сильную переменность. Наблюдались также быстрые неправильные изменения синего континуума.

Удивительную особенность в спектре звезды DR Тау обнаружили Крауттер и Бастиан [82]. Оказалось, что на одной и той же спектрограмме DR Тау наряду с линиями, обладающими профилями типа P Cyg ( $H_1$ ,  $H_2$  и др.), имеются профили типа анти-P Cyg (бальмеровские линии с  $n \geq 10$ ).

В отличие от классических фуоров DR Тау в период возгорания блеска показывала большие изменения. Вместе с этим полная ее светимость значительно уступает светимости фуоров. Поэтому следует считать ее фуороподобным объектом, пережившим явление фуора. Тот факт, что DR Тау принадлежит к типу Т Тельца, еще раз свидетельствует в пользу представления о том, что явление фуора может иметь место на ранних стадиях эволюции звезды.

Фуороподобным объектом является, по-видимому, также звезда, расположенная в вершине кометарной туманности, GM-1-29, переменность которой была обнаружена Гюльбудагяном и Амирханяном [83]. На карте Паломарского атласа виден только очень слабый след этой звезды (PV Сер), однако по оценкам последнего времени ее блеск равен  $\sim 17^m$  (см., например, [78]). Таким образом, после возгорания блеск звезды возрос примерно на  $4^m$ .

Возрастание блеска этой звезды было отмечено независимо Коэном и др. [84]. Непрерывный спектр звезды PV Сер, согласно исследованию [84], соответствует классу A5V, а абсолютная величина  $M_V = 0$ . Наблюдения 1977 г. показали [78], что блеск звезды переменный. В спектре PV Сер в эмиссии наблюдаются линии H $\alpha$  и H $\beta$ , запрещенные линии кислорода и ионизованного железа. Во многих отношениях она напоминает звезды типа Т Тельца [85].

Фуороподобными объектами можно считать и объекты Хербига—Аро, сгущения в которых, как показывает пример объекта H-H2, также иногда показывают резкое появление блеска, но обладают очень низкой светимостью. Их абсолютная звездная величина составляет всего  $+10^m$  (см., например, [86]).

Таким образом, явление фуора — внезапное, сильное возгорание блеска, характерное для крайне ранних стадий эволюции звезд и приводящее к образованию звезд с новыми особенностями, — довольно распространенное явление и встречается у объектов весьма разной светимости ( $M_V \approx +10 \div -6$ ). Фуоры и фуороподобные объекты наблюдаются крайне редко, по-видимому, только из-за небольшой продолжительности этой стадии эволюции звезд. Существование фуороподобных объектов, по своей светимости сильно отличающихся от классических фуоров, для проблемы эволюции звезд, как впервые отметил Амбарцумян [58], имеет исключительно большое значение.

### 3. Объекты Хербига—Аро.

3.1. *Общие свойства.* В начале 50-х годов во время наблюдений области Ориона Аро [87] и Хербиг [88] обратили внимание на существование диффузных образований, имеющих довольно неправильную форму, эмиссионный спектр и содержащих обычно звездообразные сгущения. Находятся эти объекты в областях темных туманностей. В спектрах этих образований наблюдаются очень слабый континуум и сильные эмиссионные линии.

Согласно Бему [89], наиболее выдающимися спектральными особенностями объектов Хербига—Аро являются:

1. Большие потоки в линиях нейтральных атомов, в особенности [OI]  $\lambda$  6300 и 6364, причем линия  $\lambda$  6300 часто сильнее  $H\gamma$ .

2. Высокая интенсивность линий [Si II]:  $\lambda$  6717/31 и 4068/76.

3. Одновременное присутствие разрешенных (H и K) и запрещенных ( $\lambda$  7291 и 7324) линий Ca II.

4. Присутствие большого числа слабых и умеренно сильных линий [Fe II] и [Fe III].

Непрерывный спектр объектов Хербига—Аро очень слабый, но он реально существует (см., например, [90]).

Сходство спектров объектов Хербига—Аро со спектром туманности Бурнхама вокруг самой Т Тау (см., например, табл. 18 в [9]). Яркость «звезд», находящихся внутри этих туманных образований, уступает яркости соответствующей туманности. Только в случае Т Тау наличие центральной звезды внутри туманности не подлежит сомнению.

Сходство спектров объектов Хербига—Аро со спектром туманности, связанной со звездой Т Тау, и радикальные изменения, обнаруженные Хербигом [86] в одном из объектов этого класса, свидетельствуют о состояниях крайней физической нестационарности.

3.2. *Эволюционный статус.* Амбарцумян (см., например, [6]) первым понял эволюционное значение этих образований, названных им объектами Хербига—Аро. Имея в виду крайнюю их редкость, низкую абсолютную яркость, своеобразное пространственное распределение, необычный вид и сходство их спектра со спектром туманности вокруг Т Тау, он высказал мнение о том, что объекты Хербига—Аро являются более молодыми образованиями, чем звезды типа Т Тельца, возможно их предшественниками.

Идея о том, что объекты Хербига—Аро представляют собой весьма раннюю стадию эволюции, вошла в науку благодаря, главным образом, исследованиям Хербига [86], Бема [89] и др., свидетельствующим о том, что эти объекты во всех известных случаях показывают признаки крайней молодости и отсутствуют в сравнительно старых системах.

Интересные данные об объектах Хербига—Аро, основанные на их оптических и инфракрасных наблюдениях, подтверждающих их физическую нестационарность, были получены Стромом и др. [91—94]. Среди них особый интерес представляют выводы о крайней молодости этих объектов и об истечении материи из них, даже в этой ранней стадии эволюции [994].

Например, согласно исследованию Строма, Грасдалена и Стром [93], объекты Хербига—Аро наблюдаются в окрестностях Ве и Ae звезд Хербига, возраст которых составляет всего только порядка  $10^5$  лет, и отсутствуют в сравнительно старых системах, как Т-ассоциация вокруг звезды  $\rho$  Ori, возраст которой значительно больше, порядка  $10^7$  лет. Отсюда следует, по-видимому, что возраст объектов Хербига—Аро по порядку величины не превышает  $10^5$  лет. А это означает, что они, действительно, представляют собой самые ранние стадии эволюции звезд.

Кроме того, в работе Стром, Строма и Кинмана [94] показано, что запрещенные линии в спектрах объектов Хербига—Аро смещены в коротковолновую сторону спектра, что свидетельствует об истечении материи из этих объектов, то есть выбрасывание материи характерно даже на самых ранних стадиях эволюции звезд.

Когда Хербиг [86] обнаружил очень сильные изменения у объекта H-H2, и в частности появление в нем новых сгущений, вначале, под сильным впечатлением от этих резких изменений, казалось, что они указывают на рождение новых звезд. Однако подробный анализ всех наблюдательных данных об указанном объекте Хербига—Аро показывает, что более правдоподобно предположить, что резкие изменения обусловлены сильной физической нестационарностью его состояния, всегда характерной для ранних стадий развития.

Согласно Хербигу [86], все сгущения в объекте являются очень сложной структуры туманными образованиями. В их спектрах не найдено никаких следов звездного континуума.

Измерения распределения энергии в спектрах объектов H-H1 и H-H2 в области  $\lambda$  3300—8000, выполненные Бёмом и др. [95], показывают, что интенсивность континуума возрастает в сторону коротких волн, причем особенно резкое возрастание интенсивности наблюдается в спектре объекта H-H1, начиная от  $\lambda$  5000, что характерно для звезд типа Т Тельца с ультрафиолетовым избытком излучения.

3.3. *О природе объектов Хербига—Аро.* Наблюдения объектов Хербига—Аро в далеком ультрафиолете с помощью спутника IUE' выполнили Ортолани и Д'Одорико [96] и Бём и др. [97].

В исследовании Ортолани и Д'Одорико [96] в спектре объекта H-H1 в области  $\lambda$  1000—2000 обнаружены сильный континуум и эмиссионные линии высокого возбуждения C IV и C III.

Бем и др. [97] наблюдали спектр объекта Н-Н1 в области  $\lambda\lambda$  1200—3000 и обнаружили непрерывный рост потока излучения к коротким длинам волн, особенно сильный в области  $\lambda\lambda$  2400—3000, не объяснимого рассеянием непрерывного излучения звезды типа Т Тельца.

Представляет интерес вывод, полученный в обеих работах о том, что линии высокой ионизации, наблюдаемые в далеком ультрафиолете объектов Херbiga—Аро, значительно более сильные, чем можно было бы ожидать в случае до сих пор построенных моделей для объяснения излучения объектов Херbiga—Аро с помощью механизма ударных волн.

Стром, Грасдален и Стром [92] обнаружили в непосредственной окрестности четырех объектов Херbiga—Аро точечные источники ИК-излучения, в спектрах которых континуум напоминает континуум звезд типа Т Тельца в инфракрасной области. В некоторых случаях объекты Херbiga—Аро, как показали Ло и др. [98], оказались связанными с мазерными источниками  $\text{H}_2\text{O}^*$ .

Наблюдения показали, что у некоторых объектов Херbiga—Аро степень поляризации излучения значительна. Например, поляризация излучения объекта Н-Н100 в интегральном свете, по измерениям Врба, Строма и Стром [93], равна 10%, а в отдельных фрагментах объекта Н-Н24, тоже в интегральном свете, поляризация, по измерениям Стром, Строма и Кинмана [94], достигает 20%.

Основываясь на фактах о значительной поляризации света, указанные выше авторы выдвинули гипотезу о том, что объекты Херbiga—Аро представляют собой отражательные туманности, освещаемые очень молодыми объектами, которые окружены плотной околозвездной оболочкой. Вследствие сильного поглощения на пути луча к нам сами молодые объекты, «Н-Н звезды», могут наблюдаться только как инфракрасные источники излучения, между тем как объекты Херbiga—Аро, которые отражают их излучение, должны наблюдаться непосредственно в видимой области спектра.

Однако два самых ярких объекта Херbiga—Аро (Н-Н1 и Н-Н2) не являются отражательными туманностями (см., например, [100]), что подтверждается и уже упомянутыми наблюдениями в далеком ультрафиолете объекта Н-Н1 [96, 97].

О том, что и некоторые другие объекты Херbiga—Аро не являются отражательными туманностями, свидетельствует очень небольшая поляризация их свечения. Кроме того, у объектов Н-Н1 и Н-Н2 наблюдаются

\* Ранее сильное мазерное излучение  $\text{H}_2\text{O}$  в направлении NGC 1333, связанное с объектом Херbiga—Аро, было обнаружено Дикинсоном и др. [99]. Однако эти же авторы, исследовав 16 других объектов Херbiga—Аро, отметили отсутствие у них излучения  $\text{H}_2\text{O}$ .

изменения лучевых скоростей и различные потоки в разных уплотнениях, чего не может быть у отражательных туманностей [101].

Распределение энергии в непрерывном спектре объектов Хербига—Аро № 1, 2, 24 и 32, в области  $\lambda$  3200—8000, определенное Брюгелем и др. [102], также, по-видимому, противоречит этому представлению.

Поэтому гипотезу об освещении близлежащими звездами, вероятно, можно применять лишь к более диффузным по виду объектам Хербига—Аро. С этой точки зрения правдоподобным представляется предложение Гюльбудагяна [103] о разделении объектов Хербига—Аро на две отличающиеся по физической природе группы: объекты, светимость которых можно количественно объяснить отражением света другого источника, и объекты, светимость которых невозможно интерпретировать как результат отражения. Объекты второй группы по существу и являются истинными объектами Хербига—Аро. Мнение о разделении объектов Хербига—Аро на две группы поддерживают также Шмитд и Врба [100].

В списке Хербига [104], опубликованном в 1964 г., содержатся 43 объекта Хербига—Аро. Около 20 объектов этого класса были обнаружены Стромом и др. [92], Шварцем [105] и Мюнчем [106]. В последнее время список объектов Хербига—Аро дополнился 37 объектами, открытыми на картах Паломарского атласа по внешнему сходству с этими объектами Гюльбудагяном и Магакяном [107]. Спектральные наблюдения наиболее ярких из них, выполненные Гюльбудагяном и др. [108], подтвердили их принадлежность к этому классу. Таким образом, число известных объектов Хербига—Аро в настоящее время достигло около 100.

Интересно отметить, что в окрестностях некоторых объектов Хербига—Аро, обнаруженных в Бюракане [107], Родригес и др. [109] недавно обнаружили мазеры водяных паров ( $H_2O$ ), а Пашенко и Рудницкий [110] — мазеры молекулы гидроксила ( $OH$ ).

Более подробное исследование окрестностей многих из объектов Хербига—Аро, обнаруженных в Бюракане [107], позволило Родригесу и др. [111] подтвердить, что на относительно небольших расстояниях от них встречаются компактные  $H_2O$  мазеры, а также сделать заключение о наличии близ них компактных  $H II$  областей. Последнее истолковывается как свидетельство наличия массивной и горячей звезды. Анализ данных склоняет Родригеса и др. [111] к следующей схеме: из массивной звезды, наряду с истечением вещества, происходит дискретное выбрасывание относительно плотных газовых сгустков. На первой стадии эволюции такой сгусток проявляет себя как  $H_2O$ -мазер. Эта стадия продолжается порядка тысячелетия. В дальнейшем этот же сгусток, несколько удалившись от выбросившей его звезды, ведет себя как объект Хербига—Аро. Иными словами, все изложенное находится в согласии с представлением о том,

что объекты Хербига—Аро представляют собой очень молодые объекты, выбрасываемые из звезд на ранних стадиях эволюции последних.

Об этом свидетельствуют, по-видимому, и большие собственные движения, обнаруженные у двух объектов Хербига—Аро: № 28 и 29 Люттен [112] и подтвержденные Гудвортом и Хербигом [113]. Однако, гипотеза о том, что на начальной стадии эти объекты были мазерами  $H_2O$  требует самых серьезных оговорок. Если бы все мазеры  $H_2O$  превращались затем в объекты Хербига—Аро, то в областях звездообразования вокруг так называемых инфракрасных источников, окруженных иногда многими десятками таких мазеров, мы должны были бы наблюдать много объектов Хербига—Аро. Между тем, если они там и встречаются, то лишь единицами. Повтому следует допустить, что либо не все мазеры  $H_2O$  в этих областях превращаются в объекты Н-Н, либо же они становятся столь слабыми объектами, что мы их не можем наблюдать на больших расстояниях. Следовательно, лучше сказать, что между объектами обоих типов существует тесная связь, природу которой еще необходимо выяснить.

Следует добавить, что объекты Хербига—Аро всегда расположены в тех областях Галактики, где имеется много нестационарных молодых образований, в частности, звезд типа Т Тельца, составляющих Т-ассоциации.

4. *Кометарные туманности.* Кометарные туманности, наряду с объектами Хербинга—Аро, являются наглядными примерами генетической связи звезды и газовой материи.

По форме часто напоминающие кометы, они явно связаны с нестационарными звездами. Соответствующие звезды показывают неправильные изменения излучения, не коррелирующие с изменениями, наблюдаемыми в самих кометарных туманностях. В изученных случаях это звезды типа Т Тельца или примыкающие к ним объекты. Хорошо известна, например кометарная туманность Хаббла (NGC 2261), связанная с неправильной переменной звездой.

Амбарцумян [6, 114], более четверти века назад, исследуя вопрос о связи кометарных туманностей со звездами, пришел к допущению о реализации в них энергии из источников неизвестной природы, обеспечивающих наблюдаемые светимости этих туманностей, часто значительно превышающей энергию, непосредственно получаемую ими от связанных с ними звезд. Однако сходство (хотя и не совершенное) спектров туманностей со спектрами связанных с ними звезд заставляет критически рассматривать это допущение.

С тех пор кометарные туманности довольно часто привлекают внимание исследователей. Тем не менее другого правдоподобного объяснения их избыточному свечению до сих пор не было дано.

Обзор исследований этих нестационарных образований, физически связанных с молодыми звездами, недавно опубликован Парсамян [115], которая еще в 1965 г. составила первый каталог кометарных туманностей, включающий 23 объекта [116]. В 1979 г. появился новый каталог кометарных туманностей Парсамян и Петросян [117], включающий уже 106 объектов.

Из них около 80 было обнаружено Гюльбудагяном и Магакяном [118] на картах Паломарского атласа. К кометарным туманностям были причислены небольшие туманности, связанные со звездами и имеющие вид дуги, конуса, хвоста, биконуса или ореола. Иногда в этих туманностях вместо звезд наблюдаются компактные красные объекты или уплотнения.

Некоторые кометарные туманности показывают значительные изменения яркости. Например, переменность туманностей Хаббла (NGC 2261) и Хинда (NGC 1555) была известна давно.

Разительные изменения были обнаружены [83, 119] в двух объектах этого класса, связанных с фуором V 1515 Суг и возможным фуороподобным объектом PV Сер, с помощью 2,6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории.

Наблюдения свидетельствуют об определенной независимости между свечением кометарных туманностей и излучением связанных с ними звезд. Например, в работе Гринштейна и др. [120], посвященной спектр-фотометрическому исследованию кометарной туманности NGC 2261, в спектре туманности была обнаружена линия  $\lambda$  3727 ионизованного кислорода, которая отсутствует в спектре связанной с туманностью звезды R Моп.

Обнаружение Козном (см., например, [37]) у звезд, связанных с кометарными туманностями, больших инфракрасных показателей цвета свидетельствуют, по-видимому, о существовании вокруг них пылевых оболочек, перензлучающих часть видимого излучения этих звезд в инфракрасной области спектра.

#### *Некоторые вопросы теории.*

1. *Истечение или аккреция.* Долгое время безоговорочно считалось, что в спектрах всех звезд типа Т Тельца эмиссионные линии имеют абсорбционные компоненты, смещенные в коротковолновую сторону (см., например, [22]).

Этот факт рассматривался как свидетельство непрерывного истечения материи с поверхности звезды. Согласно расчетам Кухи [121], газовая материя радиально истекает с поверхности звезд типа Т Тельца с мощностью, равной, в среднем,  $10^{-8} M_{\odot}$  в год. В результате непрерывного истечения эти звезды должны иметь протяженные оболочки с радиусами порядка нескольких радиусов самой звезды.

Однако в начале 60-х годов Уокер [122, 123] обнаружил звезды типа Т Тельца, которые имеют абсорбционные компоненты эмиссионных линий, смещенные в длинноволновую сторону (структура типа анти-Р Суг). По мнению Уокера, у этих звезд, получивших название «типа УУ Ориона», имеет место аккреция вещества на звезду из окружающей оболочки.

Так как это представление находится в согласии с гипотезой о конденсации диффузной материи в звезды, широко распространенной среди теоретиков, то звезды типа УУ Ориона стали рассматриваться как наиболее молодые и активные звезды среди недавно возникших звезд типа Т Тельца (см., например, [124]). В согласии с этим принципиальным для указанной гипотезы выводом Аппенцеллер [125] получил очень высокую оценку частоты звезд типа УУ Ориона среди звезд типа Т Тельца: 40—50%\*.

Тем не менее, это точка зрения вряд ли может быть принята в настоящее время в свете современных наблюдательных данных о профилях линий в спектрах звезд типа Т Тельца.

Детальное исследование большого числа звезд типа Т Тельца Ридгремом и др. [127] показало, что истечение вещества характерно по крайней мере для большей части объектов этого класса.

Хербиг [128] исследовал спектры 50 звезд типа Т Тельца и пришел к выводу о том, что ни у одной из этих звезд, включая УУ Ог1 не наблюдается профиль линий типа анти-Р Суг.

Шнеебергер и др. [129], исследовав с высоким разрешением профили линии  $H_{\alpha}$  в спектрах 10 звезд типа Т Тельца, в семи случаях наблюдали профили типа Р Суг и ни в одном случае не наблюдался профиль типа анти-Р Суг.

Согласно статистике Кухи [126], основанной на выборке 75 звезд типа Т Тельца, профили линии в 60% случаев двугорбые с абсорбционным компонентом, смещенным к коротковолновому концу, 10% звезд имеют простые профили, 5% — классические профили типа Р Суг, 5% — профили с абсорбционным компонентом, смещенным к длинноволновому концу (типа анти-Р Суг), и 20% недостаточно определены. Иными словами, в большинстве случаев профили хотя и не принадлежат к чистому типу Р Суг, тем не менее указывают на истечение.

Результаты спектральных наблюдений звезд типа Т Тельца в разных диапазонах, в том числе в далеком ультрафиолете, были недавно обсуждены на совещании в Португалии [45].

\* Существующие наблюдательные данные свидетельствуют о неправдоподобности этой оценки. На этой основе, например, указанную оценку Аппенцеллера [125], основанную на образе всего 18 эмиссионных объектов южного полушария, Кухи [126] считает крайне завышенной и вообще неубедительной.

Они свидетельствуют о том, что у 70% звезд типа Т Тельца профили эмиссионных линий (включая  $H_\alpha$ ) имеют симметричную форму, в то время как у 5% звезд они определенно показывают профили типа P Cyg. Профили линий типа анти-P Cyg обычно наблюдаются в сильно переменных спектрах (P Cyg  $\rightarrow$  анти-P Cyg  $\rightarrow$  P Cyg и т. д.). В спектрах других звезд типа Т Тельца наблюдается большое разнообразие профилей линий (двугорбые и т. д.).

Следует отметить, что имеются случаи, когда в спектре одной и той же звезды одни линии имеют профили типа P Cyg, а другие линии — профили типа анти-P Cyg. Например, как уже было отмечено, в спектре DR Тау Крауттер и Бастиан [82] наблюдали профили, имеющие P Cyg-структуру у линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  и профили типа анти-P Cyg у водородных линий с высокими квантовыми числами.

Соответственно, важное значение имеет тот факт, что в отличие от профилей типа P Cyg, профили типа анти-P Cyg обычно чрезвычайно переменны (см., например, [126]).\*

Поэтому следует допустить, что линии, обладающие профилями типа анти-P Cyg, возникают в среде материи, падающей на звезду после ее выброса из ее поверхностных слоев, подобно случаю солнечных протуберанцев.

Учитывая то обстоятельство, что двугорбые профили с абсорбционным компонентом, смещенным к коротковолновому концу, наблюдаются у большинства звезд типа Т Тельца (по оценке Кухи [126] у  $\sim 60\%$  звезд), причем оно легко интерпретируется качественно с помощью модели движущихся оболочек звезд Соболева [130] как результат совместного влияния истечения и вращения (см., например, [131]), следует заключить, что для звезд типа Т Тельца характерным движением материи является истечение<sup>9</sup>.

Таким образом, хотя возможность аккреции в отдельных случаях не исключена, однако наблюдательные данные свидетельствуют, что она не является характерным движением материи в этой ранней стадии эволюции.

В связи с этим необходимо напомнить, что Стром и др. [94] на основе наблюдений ряда объектов Херbiga—Аро пришли к заключению, что даже в этой ранней стадии эволюции имеет место истечение материи.

Рассмотрение собственных движений HH1 и HH2 Херbigом и Джонсом [133] указывает на удаление всех уплотнений, расположенных внутри общей оболочки, от звезды-возбудителя (вероятно, типа Т Тельца).

\* Обнаруженная Кухи [117, 1, 132] зависимость между скоростью потери массы и классом интенсивности эмиссионных линий для звезд типа Т Тельца показывает, что скорость потери массы больше у тех звезд, которые обладают более интенсивным эмиссионным спектром.

Представление об извержении ( $\sim 200$  км/с) материи из звезд типа Т Тельца подтверждается, по-видимому, и результатами радиоастрономических наблюдений СО-темных облаков (туманностей), благодаря которым обнаружено биполярное истечение материи из вероятных звезд типа Т Тельца [45].

Следует отметить также, что если представить максимальную по величине лучевую скорость, определяемую по линии  $H_{\alpha}$ , как реальную физическую скорость, то почти для половины хорошо изученных звезд типа Т Тельца она превышает скорость отрыва, то есть эти звезды выбрасывают материю [45].

2. *О природе непрерывной эмиссии.* В работе Хербига и Аро [32] было показано, что необычно интенсивное для холодных звезд ультрафиолетовое излучение, наблюдаемое в спектрах особо активных звезд типа Т Тельца, невозможно объяснить при допущении двойственности этих звезд, рассматривая его как излучение горячего компонента системы. Безуспешной оказалась также попытка интерпретировать это избыточное ультрафиолетовое излучение как излучение оптически тонкой горячей водородной плазмы, связанной со звездой.

Влияние ультрафиолетовой непрерывной эмиссии на распределение энергии в непрерывном спектре звезды типа Т Тельца впервые детально исследовал Бём [134] на примере двух звезд этого типа NX Моп (Lk H, 22) и VY Ori, входящих в список яркоультрафиолетовых звезд Аро и Хербига [32]. В отличие от звезды типа О, интенсивность непрерывного спектра которой непрерывно растет к ультрафиолету, в спектрах этих звезд интенсивность континуума в длинноволновой части спектра убывает, как у низкотемпературной звезды спектрального класса dGO, а затем резко возрастает к ультрафиолету. Бём [134] показал, что наблюдаемый в спектрах NX Моп и VY Ori ультрафиолетовый избыток излучения не может быть объяснен ни наличием горячих участков на поверхности этих звезд, ни излучением релятивистских электронов в магнитном поле.

Объяснение самого Бёма [134] ультрафиолетовой непрерывной эмиссии, в области  $\lambda$  3750—3700, как результата слияния эмиссионных бальмеровских линий, возникающих в оптически толстом слое и расширенных доплеровским эффектом, а дальше—эмиссионного бальмеровского континуума, встречается с непреодолимыми трудностями (см., например, [7]).

Гаам и др. [135] сделали попытку объяснить необычное распределение энергии в спектрах звезд типа Т Тельца с помощью следующей модели: звезда, окруженная плотной газовой оболочкой (хромосферой), протянутой туманностью и пылевой оболочкой. В случае одной из звезд типа Т Тельца, LU Lyr, им удалось подбором соответствующих параметров

удовлетворительно представить распределение энергии в спектре в диапазоне 0,33—10 мкм как сумму излучений трех упомянутых источников.

Несмотря на заманчивость такого представления, следует отметить, что совпадения наблюдаемой и теоретической кривых легко достичь, если количество компонентов и диапазоны характеризующих их параметров достаточно большие. Поэтому такое совпадение вряд ли можно считать решающим свидетельством в пользу справедливости предложенного объяснения.

Наблюдения спектров звезд типа Т Тельца свидетельствуют о том, что изменения континуума и эмиссионных линий плохо коррелируют между собой. Так, по наблюдениям Уокера (см., например, [124]) коротковолновая непрерывная эмиссия независима или мало зависит от эмиссионных линий. Исследование Гетца [136], основанное на богатом наблюдательном материале, показывает, что влияние эмиссионных линий на общее излучение звезды типа Т Тельца небольшое и убывает с возрастанием ее блеска. Более того, как уже было отмечено, Шалонж и др. [54] наблюдали обратную корреляцию между континуумом и эмиссионными линиями у звезды RW Aur.

Таким образом, следует считать, что изменения континуума в спектрах звезд типа Т Тельца не связаны прямо с изменениями эмиссионных линий. Это позволяет допустить, что механизмы образования непрерывного спектра и эмиссионных линий у звезд типа Т Тельца, в общем случае, имеют существенно различную природу.

Имеются основания допустить (см., например, [9]), что у звезд типа Т Тельца непрерывная эмиссия индуцирует появление эмиссионных линий, многие из которых могли бы возникнуть только в среде с очень высокой температурой. При этом негепловая по природе [6, 7] непрерывная эмиссия является первичным излучением, по-видимому, лишь по отношению к эмиссионным линиям. Возможно, что непрерывной эмиссии предшествуют какие-то процессы типа ядерного распада, приводящие к образованию элементарных частиц, энергия которых затем может трансформироваться в оптическое излучение, в виде непрерывной эмиссии.

В этом случае следует допустить, что наблюдаемые особенности непрерывной эмиссии, в частности ее спектральное распределение, характеризуют не первичную эмиссию в чистом виде, а ее смесь с излучениями, возникающими под ее влиянием (рекомбинационное излучение, дополнительное тепловое излучение и т. д.).

Именно к таким последствиям может привести выход в наружные слои звезды из ее внутренних слоев сгустков сверхплотной протозвездной материи, еще сохранившейся в недрах молодых звезд, по гипотезе Амбарцумяна [6, 28].

С этой точки зрения представляет большой интерес подозреваемая Вальтером и Кухи [48] обратная корреляция между потоком рентгеновского излучения и эквивалентной шириной эмиссионной линии H, у звезд типа Т Тельца. В согласии с этой корреляцией большинство звезд типа Т Тельца, имеющих сильные эмиссионные линии в видимой части спектра (RW Aur, RU Lup, S CrA и др.), не обнаружено в рентгеновской области спектра.

Указанную корреляцию можно естественным образом объяснять в рамках гипотезы [6, 28] о выходе в наружные слои молодых звезд из их внутренних слоев сгустков сверхплотной протозвездной материи следующим образом.

Допустим, что вследствие распада сверхплотной протозвездной материи в поверхностных слоях звезды типа Т Тельца являются потенциальными источниками рентгеновского излучения, в среднем, одинаковой интенсивности, которое локализовано недалеко от фотосферы звезды. Тогда интенсивности наблюдаемого рентгеновского излучения от звезды будет определяться оптической толщиной для этого излучения газовой оболочки, окружающей звезду. Рентгеновское излучение может непосредственно наблюдаться, без заметного ослабления, у тех звезд типа Т Тельца, вокруг которых не имеются достаточно плотные (мощные) газовые оболочки. У остальных звезд типа Т Тельца, имеющих мощные газовые оболочки, рентгеновское излучение будет, в зависимости от их оптической толщины, поглощаться частично или полностью. В этом случае поглощенная оболочкой энергия рентгеновского излучения будет преобразовываться в видимое оптическое излучение, в частности в виде излучения эмиссионных линий в спектре. В результате, чем мощнее будет газовая оболочка вокруг звезды типа Т Тельца, тем слабее будет ее рентгеновское излучение и, наоборот, тем интенсивнее могут быть эмиссионные линии в ее спектре. Именно по этой причине звезды типа Т Тельца, обладающие очень сильным эмиссионным спектром, не могут наблюдаться в рентгеновской области спектра.

В качестве свидетельства в пользу представления о близком расположении источников рентгеновского излучения к фотосферам звезд типа Т Тельца, требуемого этим объяснением, можно рассматривать наблюдаемый факт быстрой переменности рентгеновского излучения звезды DG Tau [47].

Из многочисленных попыток интерпретации непрерывной эмиссии в спектрах звезд типа Т Тельца можно отметить также исследование Ридгрена и др. [127]. В нем непрерывная эмиссия, наблюдаемая в спектрах звезд типа Т Тельца, объясняется как излучение горячих газовых оболочек, окружающих эти звезды. Как уже было отмечено автором [137],

эта идея, ранее обсуждавшаяся в литературе, не может быть принята, и силу ряда особенностей непрерывной эмиссии. В частности, модель «холодная звезда, окруженная горячей оболочкой» находится в противоречии с наблюдаемыми цветами  $U-B$ ,  $B-V$  непрерывной эмиссии (см., например, [9]). Кроме того, она оставляет открытым вопрос об источниках энергии указанных горячих оболочек.

Таким образом, приходится признать, что в настоящее время отсутствует общепринятое объяснение явления непрерывной эмиссии в спектрах звезд типа Т Тельца, в рамках существующих представлений о механизмах излучения, и природа непрерывной эмиссии остается неясной (см., например, [9]).

3. *О молодых звездах, расположенных на диаграмме Герцшпрунга—Рессела ниже главной последовательности.* Наблюдения звезд типа Т Тельца и родственных объектов, представляющих ранние стадии эволюции звезд, являются пробным камнем для любой теории эволюции звезд.

Наблюдаемое положение звезд типа Т Тельца и родственных объектов на диаграмме Герцшпрунга—Рессела хорошо согласуется с их молодостью. Как правило, они находятся вне главной последовательности, причем, если большинство звезд лежит выше нее, то имеются и звезды, занимающие положение ниже этой последовательности [138].

Для интерпретации диаграммы цвет-светимость звезд типа Т Тельца с помощью современной теории начального этапа эволюции звезд, основанной на конденсационной гипотезе, существование молодых звезд, не достигших еще главной последовательности и расположенных ниже нее, представляет серьезную проблему.

Вывод о существовании звезд типа Т Тельца и эволюционно связанных с ними вспыхивающих звезд, попадающих на диаграмме Герцшпрунга—Рессела ниже главной последовательности, подтверждается рядом исследований. Об этом свидетельствует, в частности, исследование Хербига [138]. Свидетельства о существовании молодых звезд, локализованных на диаграмме Герцшпрунга—Рессела ниже главной последовательности, содержатся также в работах Джонса [139, 140], Эндрюса [141], Чавушяна и Гарибджаняна [142] и др.

О большом затруднении, которое представляет этот наблюдательный факт для теории начальной эволюции звезд, исходящей из конденсационной гипотезы, впервые указали Аро и Чавира [14], которые привели первые свидетельства в пользу существования в ассоциациях Ориона и Единорога вспыхивающих звезд, одновременно являющихся звездами типа Т Тельца и попадающих на диаграмме Герцшпрунга—Рессела в область ниже главной последовательности.

Из существующих в настоящее время попыток преодоления этого затруднения для современной теории эволюции звезд отметим две следующие.

Поведа [143] допускает, что молодая, недавно сформированная звезда в некоторых случаях может быть окружена твердыми частицами, оказывающими экранирующее влияние на ее излучение. Вследствие этого нейтрального относительно длины волны поглощения излучения звезды она на диаграмме Герцшпрунга—Рессела наблюдается в области ниже главной последовательности. В последующем эти частицы конденсируются в более крупные, планетовидные тела, исчезает их экранирующее влияние на излучение звезды, и она постепенно вертикально поднимается на диаграмме к главной последовательности.

Наиболее слабым местом такого объяснения следует считать принятие двух разных путей эволюции звезд до достижения ими равновесных состояний (до главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга—Рессела), соответствующих в одном случае убыванию, а в другом случае—возрастанию светимости звезды. Ведь предложенное объяснение относится к наиболее ранней стадии эволюции звезды.

Поэтому допущение о существовании двух различных путей эволюции молодых звезд представляется довольно искусственным. Кроме того, само допущение о наличии вокруг некоторых молодых звезд оболочек, состоящих из нейтральнопоглощающих частиц, является пока необоснованным [137].

Иного характера возражение можно привести к объяснению, выдвинутому в работе Грасдалена и др. [144] по изучению Т-ассоциации в Хамелеоне. Наблюдательный факт наличия звезд типа Т Тельца ниже главной последовательности на диаграмме ( $V$ ,  $B-V$ ), составленной для этой ассоциации, в этом объяснении рассматривается как результат влияния ультрафиолетовой непрерывной эмиссии на показатели цвета  $B-V$  этих звезд. Эмпирическим учетом вклада непрерывной эмиссии на соответствующие значения  $B-V$  эти звезды на диаграмме могут быть подняты до главной последовательности, что, по мнению авторов [144], устраняет расхождение между наблюдаемым положением некоторых молодых звезд (ниже главной последовательности) и их ожидаемым положением (выше главной последовательности) по теории начальной эволюции звезд, исходящей из гипотезы о конденсации диффузной материи в звезды.

Подход Грасдалена и др. [144] к объяснению существованию молодых звезд, попадающих на диаграмме Герцшпрунга—Рессела в область ниже главной последовательности, трудно считать достаточно обоснованным. Это объяснение находится в противоречии с результатом Эндрюса [141] о том, что не все молодые звезды в ассоциации Ориона, имеющие сильное ультрафиолетовое излучение, на диаграмме Герцшпрунга—Рессела попадают в область ниже главной последовательности [137].

### *Заключение.*

Астрофизические наблюдения последних десятилетий, особенно исследования звезд типов Т Тельца и родственных объектов, выявили много нового и неожиданного для современной теории эволюции звезд. Они способствовали окончательному установлению эволюционного статуса этих звезд, представляющих раннюю стадию эволюции звезд, непосредственно следующую за формированием звезды.

Несмотря, однако, на достигнутые серьезные успехи, многие вопросы, относящиеся к формированию и эволюции, к физическим особенностям звезд типа Т Тельца, остаются еще нерешенными.

Приходится признавать, например, что рассмотренные выше наблюдательные данные о профилях эмиссионных линий в спектрах звезд типа Т Тельца, указывающие на истечение материи с поверхностных слоев молодых звезд, о непрерывной эмиссии, необъяснимой в рамках существующих представлений о механизмах излучения звезд, и о существовании молодых звезд, расположенных на диаграмме Герцшпрунга—Рессела ниже главной последовательности, не находят правдоподобной интерпретации в современной теории эволюции звезд, исходящей из гипотезы о формировании звезд путем конденсации диффузной материи в звезды.

С этой точки зрения они заставляют серьезно сомневаться в способности этой теории объяснять наблюдаемые в мире молодых звезд явления, а тем более предсказать новые явления.

Поэтому дальнейшее изучение звезд типа Т Тельца и родственных объектов является одной из наиболее актуальных проблем астрофизики наших дней.

Это изучение должно включить в себя прежде всего разнообразные наблюдения, нацеленные на решение отдельных вопросов физики и эволюции звезд.

Отметим некоторые, как нам кажется, наиболее важные из них.

1. Определение с достаточно высокой точностью профилей эмиссионных линий в спектрах большого числа звезд типа Т Тельца. Выяснение роли процессов истечения и аккреции в эволюции этих объектов.

2. Астрометрические наблюдения объектов Хербига—Аро и связанных с ними маэров  $H_2O$  и  $OH$ , с целью определения их собственных движений, имея в виду исследование их перемещений относительно «материнских» звезд типа Т Тельца.

3. Наблюдения достаточно большого числа звезд типа Т Тельца в рентгеновской и гамма-областях спектра. Исследование поведения обнаруженного при этом излучении для исследования вопроса о природе его энергии.

4. Длительные сканерные наземные и внеатмосферные наблюдения непрерывных спектров отдельных звезд типа Т Тельца для исследования изменений непрерывной эмиссии в их спектрах. Выявление природы непрерывной эмиссии.

5. Поляриметрические наблюдения звезд типа Т Тельца и объектов Херbiga—Аро для выяснения роли магнитных полей, а также процессов отражения в наблюдаемой поляризации.

6. Разнообразные наблюдения фуоров и фуороподобных объектов для вскрытия природы явления фуора. Исследование вопроса о возможной эволюционной связи между карликовыми (типа Т Тельца) и гигантскими (О—В) звездами, через явление фуора.

7. Наблюдения вспышек звезд типа Т Тельца для исследования возможной эволюционной связи между ними и вспыхивающими звездами, а также природы энергии звездных вспышек.

8. Электрофотометрическое определение диаграммы Герцшпрунга — Рассела для Т-ассоциаций. Дальнейшее изучение звезд типа Т Тельца, попадающих на ней в область ниже главной последовательности. Определение особенностей излучения этих звезд.

9. Исследование вопроса о характере связи звезд типа Т Тельца и генетически связанных с ними комплексов диффузной материи.

Для решения указанных, а также многих других вопросов, связанных как с физическим, так и эволюционным изучением звезд типа Т Тельца и родственных объектов, наиболее эффективным способом их наблюдения следует считать организацию кампаний, включающих одновременные наземные и внеатмосферные наблюдения возможно большого числа областей спектра. Причем эти наблюдения целесообразно осуществлять достаточно длительное время для выявления природы переменности наблюдаемого излучения.

Бюряканская астрофизическая  
обсерватория

## T TAURI STARS AND RELATED OBJECTS

L. V. MIRZOYAN

The review of the observational data on the T Tauri type stars, fuors, Herbig-Haro objects and cometary nebulae and their discussion is given.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Joy, Ap. J., 162, 168, 1945.
2. A. H. Joy, Ap. J., 110, 429, 1949.
3. В. А. Амбарцумян. Эволюция звезд и астрофизика. АН Арм.ССР, Ереван, 1947.
4. V. A. Ambartsumian, Trans. IAU, vol. 8, ed. P. Th. Oosterhoff, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1954, p. 655.
5. А. В. Мирзоян. Проблемы современной космогонии, ред. В. А. Амбарцумян, Наука М., 1972, глава II Probleme der Modernen Kosmogonie, Kapitel II, Akademie Verlag, Berlin, 1976, 1980.
6. В. А. Амбарцумян. Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
7. А. В. Мирзоян, ДАН СССР, 119, 667, 1958.
8. V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, Astrophys. Space Sci., 1982 (in press).
9. А. В. Мирзоян. Нестационарность и эволюция звезд, АН Арм.ССР, Ереван, 1981.
10. S. E. Strom, K. M. Strom, G. L. Gasdalen, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 13, 187, 1975.
11. G. H. Herbig, Adv. Astron. Astrophys., 1, 47, 1962.
12. C. Hoffmeister, Non-Stable Stars. IAU Symposium No. 3, ed. G. H. Herbig, Cambridge, Univ. Press, Cambridge, 1957, p. 22.
13. M. Cohen, R. D. Schwartz, M.N. RAS, 114, 137, 1976.
14. G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, 8, 89, 1966.
15. L. Rosino, Low-Luminosity Stars, ed. S. S. Kumar, Gordon and Breach Science Publishers, New York—London—Paris, 1969, p. 181.
16. W. Wenzel, Mitt. Veranderl. Sterne 5, 117, 1970.
17. M. Cohen, M.N. RAS, 161, 97, 1973.
18. Г. В. Зайцева. Фотометрическое и спектральное исследование неправильных переменных звезд, Московский университет, 1973.
19. В. А. Амбарцумян. Нестационарные звезды, ред. М. А. Аракелян, АН Арм.ССР, Ереван, 1957, стр. 9.
20. Ф. И. Лукацкий. Переменные звезды, 16, 168, 1967.
21. P. Kuun, Ap. J., 210, 129, 1976.
22. G. H. Herbig, Spectroscopic Astrophysics, ed. G. H. Herbig, Univ. California, Press, Berkeley—Los Angeles—London, 1970, p. 237.
23. G. F. Gahm, K. Fredgu, R. Liseuu, D. Dravins, Astron. Astrophys., 73, L4, 1979.
24. I. Appenzeller, B. Wolf, Astron. Astrophys., 75, 164, 1979.
25. C. L. Imhoff, M. S. Giampapa, Ap. J., 219, L115, 1980.
26. I. Appenzeller, C. Chavarria, J. Krutter, R. Mundt, B. Wolf, Astron. Astrophys., 90, 184, 1980.
27. W. K. Bonsack, J. L. Grenstein, Ap. J., 131, 83, 1960.
28. V. A. Ambartsumian, Non-Stable Stars, IAU Symposium No. 3, ed. G. H. Herbig, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1957, p. 177.
29. A. H. Joy, P. A. S. P., 66, 5, 1954.
30. O. Struve, P. Swings, P. A. S. P., 60, 61, 1948.
31. M. F. Walker, Roy. Obs. Bull., No. 82, 69, 1964.
32. G. Haro, G. H. Herbig, Bol. Obs. Tonantzintla, No. 12, 33, 1955.
33. G. H. Herbig, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 19, 13, 1970.
34. L. V. Kuht, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 19, 295, 1970.
35. E. E. Mendoza, Ap. J., 143, 1010, 1966.
36. E. E. Mendoza, Ap. J., 151, 977, 1968.

37. *M. Cohen*, M.N. RAS, 161, 85, 1973.
38. *F. J. Low, B. J. Smith*, Nature, 212, 675, 1956.
39. *P. A. Варданян*, Сообщ. Бюраканской обс., 35, 3, 1964.
40. *P. Baatjan, J. D. Landstreet*, Ap. J., 229, L137, 1979.
41. *Ю. С. Ефимов*, Вспыхивающие звезды, фюоры и объекты Хербига—Аро, ред. А. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 107.
42. *W. Götz*, Veröff. Sternw. Sonneberg, 7, Heft 1, 1965.
43. *W. J. Wilson, P. R. Schwartz, E. E. Epstein*, Ap. J., 183, 871, 1973.
44. *J. H. Spencer, P. R. Schwartz*, Ap. J., 188, L105, 1974.
45. *M. Cohen*, Sky & Tel., 62, No. 4, 300, 1981.
46. *G. F. Gahm*, Ap. J., 242, L163, 1980.
47. *E. D. Feigelson, W. M. DeCampfi*, Ap. J., 243, L89, 1981.
48. *F. M. Walter, Z. V. Kuhl*, Ap. J., 250, 254, 1981.
49. *E. B. Weston, L. H. Aller*, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 15, 251, 1954.
50. *Э. А. Исмайллов*, Вспыхивающие звезды, ред. А. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1977, стр. 97.
51. *W. Götz, W. Wenzel*, Mitt. Verändert. Sterne, 4, 71, 1967.
52. *Е. К. Харалде, Р. А. Бартая*, Бюлл. Абастуманской обс., 30, 3, 1964.
53. *А. В. Мирзоян, Э. С. Казарян*, Астрофизика, 1, 213, 1965.
54. *D. Chalonge, L. Divan, L. V. Mirzoyan*, Astrofizika, 7, 345, 1971.
55. *M. Cohen*, M.N. RAS, 164, 395, 1973.
56. *M. Cohen*, M.N. RAS, 169, 257, 1974.
57. *R. F. Knucke, K. M. Strom, S. E. Strom, E. Young, W. Kunkel*, Ap. J., 179, 847, 1973.
58. *В. А. Амбарцумян*, Астрофизика, 7, 557, 1971.
59. *A. A. Wachmann, Z. Astrophys.*, 35, 74, 1954.
60. *G. H. Herbig*, Vistas in Astronomy, 8, 109, 1965.
61. *E. E. Mendoza, C. L. Imhoff*, Rev. Mod. Astron. Astrofis., 1, 25, 1974.
62. *G. Welin*, Astron. Astrophys., 12, 312, 1971.
63. *G. H. Herbig*, Ap. J., 128, 259, 1958.
64. *G. H. Herbig*, Ap. J., 217, 693, 1977.
65. *G. H. Herbig, E. A. Harlan*, Inf. Bull. Variable Stars, No. 543, 1971.
66. *G. F. Gahm, G. Welin*, Inf. Bull. Variable Stars, No. 741, 1972.
67. *D. Chalonge, L. Divan, L. V. Mirzoyan*, Astrofizika, 18, 263, 1982.
68. *D. Chalonge, L. Divan*, Astron. Astrophys., 23, 69, 1973.
69. *M. Cohen, N. J. Woolf*, Ap. J., 169, 513, 1971.
70. *K. Y. Lo, K. P. Vechta*, Ap. J., 185, L71, 1973.
71. *A. Winnberg, C. M. Walmsley, D. A. Graham, V. Punkonin, R. S. Boeth*, Bull. Am. Astron. Soc., 11, 612, 1979.
72. *G. H. Herbig*, Ap. J., Suppl. ser., 4, 337, 1960.
73. *В. А. Амбарцумян*, Частное сообщение.
74. *В. А. Амбарцумян, А. В. Мирзоян, Т. П. Сюю*, Астрофизика, 14, 425, 1978.
75. *J. H. Elias*, Ap. J., 233, 859, 1978.
76. *M. Cohen*, M.N. RAS, 173, 279, 1975.
77. *А. А. Гюльбудалян, Р. С. Саркисян*, Астрон. цирку., № 972, 1977.
78. *А. А. Гюльбудалян*, Вспыхивающие звезды, фюоры и объекты Хербига—Аро, ред. А. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 199.
79. *C. Chavarro-K*, Astron. Astrophys., 79, L18, 1979.

80. W. Götz, *Inf. Bull. Variable Stars*, No. 1747, 1980.
81. C. Bertout, J. Krautter, B. Möllenhoff, B. Wolf, *Astron. Astrophys.*, 61, 737, 1977.
82. J. Krautter, U. Bastian, *Astron. Astrophys.*, 89, L6, 1980.
83. А. А. Гюльбудаян, А. С. Амирханян, *Вспыхивающие звезды*, ред. А. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1977, стр. 127.
84. M. Cohen, L. V. Kuhi, E. A. Harlan, *Ap. J.*, 215, L127, 1977.
85. Т. Ю. Мазакян, *Письма АЖ*, 7, 398, 1981.
86. G. H. Herbig, *Non-periodic Phenomena in Variable Stars*, IAU Colloquium No. 4, ed. L. Delle, Academic Press, Budapest, 1969, p. 75.
87. G. Haro, *Ap. J.*, 113, 572, 1952.
88. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 113, 697, 1951.
89. K. H. Böhm, *Problems of Physics and Evolution of the Universe*, ed. L. V. Mirzojan, Ac. Sci. Armenian SSR, Yerevan, 1978, p. 121.
90. R. D. Schwartz, *P.A.S.P.*, 88, 159, 1976.
91. K. M. Strom, S. E. Strom, G. L. Grasdalen, *Ap. J.*, 187, 83, 1974.
92. S. E. Strom, G. L. Grasdalen, K. M. Strom, *Ap. J.*, 191, 111, 1974.
93. F. J. Vrba, S. E. Strom, K. M. Strom, *P.A.S.P.*, 87, 337, 1975.
94. K. M. Strom, S. E. Strom, T. D. Kinman, *Ap. J.*, 191, L93, 1974.
95. K. H. Böhm, R. D. Schwartz, W. A. Stegmund, *Ap. J.*, 193, 353, 1974.
96. S. Ortolani, S. D'Odorico, *Astron. Astrophys.*, 83, L8, 1980.
97. K. H. Böhm, E. Böhm-Vitense, E. W. Brügel, *Ap. J.*, 245, L113, 1981.
98. K. Y. Lo, M. Morris, J. M. Moran, A. D. Haschick, *Ap. J.*, 204, L21, 1976.
99. C. D. Dickinson, G. Kojolan, S. E. Strom, *Ap. J.*, 194, L93, 1974.
100. C. D. Schmidt, F. J. Vrba, *Ap. J.*, 201, L33, 1975.
101. А. А. Гюльбудаян, *ДАН Арм.ССР*, 65, 35, 1977.
102. W. Brugel, K. H. Böhm, E. Mannery, *Ap. J.*, 243, 874, 1981.
103. А. А. Гюльбудаян, *Астрофизика*, 11, 511, 1976.
104. G. H. Herbig, *Lick Obs. Bull.*, No. 658, 1974.
105. R. D. Schwartz, *Ap. J.*, 212, L25, 1977.
106. G. Münch, *Ap. J.*, 212, L77, 1977.
107. А. А. Гюльбудаян, Т. Ю. Мазакян, *ДАН Арм.ССР*, 64, 104, 1977.
108. А. Л. Гюльбудаян, Yu. I. Glushkov, E. K. Dentsyuk, *Ap. J.*, 224, L137, 1978.
109. L. F. Rodriguez, J. M. Moran, D. F. Dickinson, A. L. Gylbudaglan, *Ap. J.*, 226, 115, 1978.
110. М. И. Пашенко, Г. М. Рудницкий, *Вспыхивающие звезды, фюоры и объекты Хербига—Аро*, ред. А. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 252.
111. L. F. Rodriguez, J. M. Moran, P. T. P. Ho, E. W. Gottlieb, *Ap. J.*, 235, 845, 1980.
112. W. J. Luyten, *The Hyades*, Univ. Minnesota Press, Minnesota, 1971.
113. K. M. Gudworth, G. H. Herbig, *A. J.*, 84, 547, 1979.
114. В. А. Амбарцумян, *Вопросы космогонии*, 4, 76, 1955.
115. Э. С. Парсаян, *Вспыхивающие звезды, фюоры и объекты Хербига—Аро*, ред. А. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 259.
116. Э. С. Парсаян, *Изв. АН Арм.ССР, серия физ.-мат. наук*, 18, 146, 1965.
117. Э. С. Парсаян, В. М. Петросян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 51, 3, 1979.
118. А. А. Гюльбудаян, Т. Ю. Мазакян, *Письма АЖ*, 3, 113, 1977.
119. Т. Ю. Мазакян, А. С. Амирханян, *Вспыхивающие звезды*, ред. А. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1977, стр. 129.

120. Дж. А. Гринштейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Мазакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 12, 587, 1976.
121. L. V. Kuhi, *Ap. J.*, 140, 1409, 1964.
122. M. F. Walker, *A. J.*, 68, 298, 1963.
123. M. F. Walker, *Stellar Evolution*, eds. R. E. Stein, A. G. W. Cameron, Plenum Press, New York, 1966, p. 405.
124. M. F. Walker, *Ap. J.*, 175, 89, 1972.
125. J. Appenzeller, *The Interaction of Variable Stars with Their Environment*, IAU Colloquium No. 42, eds. R. Kippenhahn, J. Kahr, W. Strohmeier, *Veröff. Bamberg*, Bd. IX No. 121, 1977, p. 80.
126. L. V. Kuhi, *Protostars and Planets*, ed. T. Gehrels, Univ. Arizona Press, Tucson, Arizona, 1978, p. 708.
127. A. F. Ridgren, S. E. Strom, K. M. Strom, *Ap. J., Suppl. ser.*, 30, 307, 1975.
128. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 214, 747, 1977.
129. T. J. Schneeberger, S. P. Worden, M. S. Wilkinson, *Ap. J., Suppl. ser.*, 41, 369, 1977.
130. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*. Изд-во ЛГУ, Ленинград, 1947.
131. V. Doazan, *Ann. Astrophys.*, 28, 1, 1965.
132. L. V. Kuhi, *Ap. J.*, 143, 991, 1966.
133. G. H. Herbig, B. F. Jones, *A. J.*, 86, 1232, 1981.
134. K. H. Böhm, *Z. Astrophys.*, 43, 245, 1957.
135. G. F. Gahm, H. L. Nordh, S. G. Olofsson, N. C. J. Carlberg, *Astron. Astrophys.*, 33, 399, 1974.
136. W. Cötze, *Die Sterne*, 43, 16, 1967.
137. L. V. Mirzayan, *Stars and Galaxies From Observational Points of View*, ed. E. K. Kharadze, *Ac. Sci. Georgian SSR, Tbilisi*, 1976, p. 121.
138. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 135, 736, 1962.
139. B. F. Jones, *Ap. J.*, 171, L57, 1972.
140. B. F. Jones, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 9, 313, 1973.
141. A. D. Andrews, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 195, 1970.
142. О. С. Чавишян, А. Т. Гагивджанян, *Астрофизика*, 11, 565, 1975.
143. A. Poveda, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 4, No. 26, 15, 1965.
144. Q. Graedalen, R. Joyce, R. F. Knacke, S. E. Strom, K. M. Strom, *A. J.*, 80, 117, 1975.
145. W. J. Altenhoff, L. L. E. Brues, F. M. Olin, H. J. Wendker, *Astron. Astrophys.*, 46, 11, 1976.
146. P. R. Schwartz, J. H. Spencer, *M. N. RAS*, 180, 297, 1977.
147. M. Cohen, J. H. Breging, P. R. Schwartz, *Ap. J.*, 253, 707, 1982.



## ОЛЕГ АЛЕКСАНДРОВИЧ МЕЛЬНИКОВ

12 мая 1982 г. ушел из жизни крупнейший советский астроспектроскопист, член-корреспондент АН СССР, профессор Мельников Олег Александрович.

Родился О. А. Мельников 2 апреля 1912 г. в г. Хвалынске, Саратовской области, в семье студента-медика Александра Васильевича Мельникова, ставшего впоследствии одним из крупнейших советских хирургов.

В 1930 г. О. А. Мельников поступает на физико-математический факультет Харьковского университета, а в 1933 г. оканчивает его. В том же году его приняли в аспирантуру Пулковской обсерватории, с которой была связана вся его творческая жизнь. Еще будучи аспирантом он в Симеизском отделении Пулковской обсерватории, под руководством Г. А. Шайна, начал заниматься вопросами определения лучевых скоростей звезд и межзвездного поглощения, которые оставались в кругу его интересов до последних дней жизни. В эти годы им были выполнены ценные наблюдения классических цефеид, которые легли в основу его кандидатской диссертации (защищена в 1939 г. в Ленинградском университете).

В начале Великой Отечественной войны О. А. Мельников вместе с персоналом Пулковской обсерватории эвакуировался в Ташкент, где работал до 1946 г. Здесь, в Ташкенте, в 1944 г. он закончил важное исследование по спектрофотометрии цефеид, в котором был дан глубокий анализ физических условий в атмосферах цефеид. В нем впервые было пока-

зано, что в нуль-пункт кривой период — светимость цефеид следует внести поправку, равную — 0.5. Этот важный вывод О. А. Мельникова был позже качественно подтвержден В. Баале. Это исследование О. А. Мельникова, которое явилось образцом для многих других работ в этом направлении, послужило основой для докторской диссертации, защита которой состоялась в 1945 г. в Московском университете.

Важные исследования были выполнены О. А. Мельниковым по изучению межзвездного поглощения, за которые в 1950 г. ему была присуждена премия им. Ф. А. Бредихина Академии наук СССР.

Обширные исследования по спектрофотометрии солнечных образований (пятен, факелов, хромосферы) проводились О. А. Мельниковым и его учениками в Ленинградском университете, где он работал по совместительству с 1946 г.

В 1949 г. начал работать созданный О. А. Мельниковым совместно с Б. К. Иоаннисяни 25-см телескоп-спектрограф АСИ-5 для исследования ультрафиолетовых спектров звезд. Наблюдения ультрафиолетовых спектров звезд, выполненные под руководством О. А. Мельникова этим телескопом в экспедиционных условиях, на горе Арагац (Армения), были использованы для определения физических параметров звездных атмосфер, уточнения шкалы звездных температур и т. д.

Ряд исследований О. А. Мельникова носил лабораторный характер и был посвящен определению сил осцилляторов запрещенных переходов у железа и сдвигов спектральных линий при изменении давления в источнике света.

О. А. Мельников вел большую научно-организаторскую работу. В Пулковской обсерватории он работал в качестве заместителя директора по науке, заведывал астрофизической лабораторией и отделом физики звезд. Самое активное участие он принимал в создании крупнейшего в мире 6-м телескопа, в организации и строительстве Специальной астрофизической обсерватории АН СССР, первым директором которой он был в самый разгар работы.

О. А. Мельников был умелым воспитателем молодых астрономов. Более тридцати лет на математико-механическом факультете ЛГУ он читал лекции по физической спектроскопии, переменным звездам и физике Солнца. Здесь и в Пулковской обсерватории он руководил работой многочисленных аспирантов не только местных, но и прибывших из разных обсерваторий нашей страны.

О. А. Мельников плодотворно занимался и историей астрономии. В частности, он подготовил к печати астрономические труды А. А. Белопольского, которые были снабжены составленным им обширным научно-биографическим очерком.

О. А. Мельников является одним из авторов известного пулковского «Курса астрофизики и звездной астрономии», сборников «Современный телескоп» и «Пульсирующие звезды».

Многочисленные научно-популярные лекции, брошюры «Астроспектроскопия — язык Вселенной» и «История телескопа» служили благородному делу распространения научных знаний среди народа.

Научные заслуги О. А. Мельникова принесли ему широкое признание не только у нас в стране, но и за рубежом. Он был членом ряда ученых и научных советов, участвовал в работах Комитета по Ленинским и Государственным премиям СССР в области науки и техники, являлся президентом комиссии «Астрономические инструменты» Международного астрономического союза.

Особо следует отметить высокие моральные качества О. А. Мельникова. Он был исключительно чутким и доброжелательным по отношению не только к своим коллегам и ученикам. Его связывала творческая дружба со многими южными обсерваториями (Абастуманская, Бюраканская, Ташкентская, Шемахинская и др.), где успешно продолжают работу его ученики. Почти во всех советских обсерваториях он имел много друзей как среди астрономов, так и среди других сотрудников. Его постоянная готовность поделиться, имевшимися у него глубокими знаниями, его удивительная скромность и простота всегда располагали к нему всех окружающих.

Светлая память об Олеге Александровиче Мельникове навсегда останется в сердцах его коллег и друзей.

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

---

Сдано в набор 17.05.1982. Подписано к печати 17.09.1982. ВФ 03935.  
Бумага № 1, 70×108<sup>1/16</sup>. Плоскопечать. Печ. лист. 10,75+1 вкл. Усл. печ. лист. 15,05.  
Учет.-изд. 11,35. Тираж 790. Заказ 680. Издат. 5760.

---

Адрес редакции: 375019, Ереван, Барскамути, 24, 1 эт., 14 к., т. 52-70-03.  
Типография Издательства Академии наук АрмССР, Ереван-19, Барскамути, 24.

# CONTENTS

BRIGHT EMISSION LINES IN NEW SEYFERT GALAXIES <i>V. L. Afanasyev, E. K. Dentsyuk, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova</i>	329
ON THE PECULIARITY OF THE ROTATION CURVE OF THE GALAXY NGC 2814 . . . . . <i>N. K. Andreasian, E. Ye. Khachikyan</i>	337
RADIO OBSERVATIONS OF INTERACTING GALAXIES NGC 7714 (MARKARIAN 538)—NGC 7715 (ARP 281, VV51) AND RADIO QUASAR UB 1 <i>G. Kojoyan, H. M. Tovmassian</i>	343
ON THE THEORY OF STABILITY OF FLAT SUBSYSTEMS OF GALAXIES <i>M. G. Abrahamyan</i>	350
TEMPERATURE FLUCTUATIONS OF RELICT RADIATION IN THE ENTROPYAN THEORY OF GALACTIC ORIGIN . . . . . <i>P. D. Nasel'sky</i>	356
THE METAL ABUNDANCE GRADIENT IN THE GALAXY AND ITS ORIGIN <i>V. A. Marsakov, A. A. Suchkov</i>	367
THE ATMOSPHERE OF CANOPUS. I. MODEL ATMOSPHERE AND MICROTURBULENCE DISTRIBUTION . . . . . <i>A. A. Boyarchuk, L. S. Lyubimkov</i>	375
MOLECULAR ABSORPTION BANDS IN IR SPECTRA OF M GIANTS <i>V. Z. Avetisyan, Yu. K. Melik-Alaverdyan</i>	386
ABSOLUTE SPECTROPHOTOMETRIC MEASUREMENTS FOR A GROUP OF STARS IN AURIGA BASED ON "ORION-2" DATA <i>G. A. Gurzadian, R. A. Ephremian, J. B. Ohanesian, S. S. Rustambekova</i>	398
THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS . . . . . <i>D. M. Sedrakian</i>	417
THE EFFECT OF A LIGHT IONIZED ELEMENT ON STELLAR ATMOSPHERES . . . . . <i>V. V. Leushin, V. V. Sokolov, G. P. Topitskaya</i>	423
ON THE PAIR CREATION IN A STRONG MAGNETIC FIELD . . . . . <i>V. S. Beskin</i>	439
A NEW OUTLOOK ON THE ORIGIN OF COMETS AND OTHER MINOR BODIES . . . . . <i>B. A. Vorontsov-Velgaminov</i>	450
ON THE IMPORTANCE OF THE LAST DISCOVERIES IN THE SOLAR SYSTEM . . . . . <i>S. K. Vaekhsyutsky</i>	455
NOTES	
THE VARIABILITY OF THE SPECTRA OF HD 218375 . . . . . <i>R. Kh. Hovhannesian</i>	460
REVIEWS	
THE STARS OF T TAU TYPE AND RELATED OBJECTS . . . . . <i>L. V. Mirzogan</i>	463
O. A. MELNIKOV . . . . .	498